

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM  
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR  
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

# A szupernóva-robbanások során kidobódott tömeg és más fizikai paraméterek becslése

PhD értekezés

Könyves-Tóth Réka  
okleveles csillagász

Témavezető: *Dr. Vinkó József* az MTA doktora, kutatásvezető  
ELKH CSFK KTM Csillagászati Intézet

Szeged, 2021.

„A legtöbbet az olyan kérdésekből tanulunk, amelyekre nem tudunk válaszolni. Megtanítanak arra, hogyan gondolkodjunk. Ha megadod valakinek a választ, csak egy ténnyel lesz gazdagabb. De ha kérdést adsz neki, ő maga keresi rá a választ. Ilyen módon, ha megtalálja a választ, az sokat jelent majd neki. Minél nehezebb a kérdés, annál elszántabban kutatjuk a választ. Minél elszántabban kutatunk, annál többet tanulunk.”

(P. Rothfuss, 2011.)

# Tartalomjegyzék

<b>1. Elméleti háttér</b>	<b>3</b>
1.1. A szupernóvák kutatásának rövid története . . . . .	3
1.2. Különböző típusú szupernóvák és azok gyakorisága . . . . .	5
1.2.1. Szupernóva-imposztorok . . . . .	7
1.2.2. Ia típusú/termionukleáris szupernóvák . . . . .	8
1.2.3. Kollapszár szupernóvák . . . . .	14
1.3. A szupernóvák fénygörbéje . . . . .	24
1.4. A szupernóvák színe . . . . .	26
1.5. Szuperfényes szupernóvák . . . . .	29
1.5.1. Az első SLSN-k felfedezése . . . . .	29
1.5.2. A szuperfényes szupernóva definíciója . . . . .	30
1.5.3. A SLSN-k osztályozása . . . . .	32
1.5.4. A SLSN-k megfigyelt jellemzői . . . . .	35
1.5.5. Robbanási forgatókönyvek . . . . .	43
1.5.6. Szülőobjektumok . . . . .	50
1.5.7. A SLSN-k gazdagalaxisai . . . . .	52
1.5.8. SLSN-ráták . . . . .	53
1.5.9. A SLSN-k lehetséges kozmológiai használata . . . . .	54
1.5.10. Nyitott kérdések és kitekintés . . . . .	54
<b>2. Alkalmazott vizsgálati módszerek</b>	<b>56</b>
2.1. Távolságmérés . . . . .	56
2.1.1. Távolságmérés kollapszár szupernóvával . . . . .	56
2.1.2. Távolságmérés Ia típusú szupernóvával . . . . .	58
2.2. Fotometria . . . . .	60
2.2.1. Mérések és adatfeldolgozás . . . . .	60
2.2.2. A bolometrikus fénygörbe modellezése . . . . .	63
2.3. Spektroszkópia . . . . .	66
2.3.1. Mérések és adatfeldolgozás . . . . .	66
2.3.2. Spektrumok az Open Supernova Catalog-ból . . . . .	69
2.3.3. Spektrummodellezés . . . . .	72

<b>3. Eredmények</b>	<b>75</b>
3.1. Az SN 2017eaw távolságmérése . . . . .	75
3.2. Ia típusú szupernóvák fotometriai analízise . . . . .	78
3.2.1. Távolság- és vörösödésbecslés többszín-fotometriai fénygörbe-modellezéssel . . . . .	78
3.2.2. A bolometrikus fénygörbék elkészítése és modellezése . . . . .	81
3.2.3. Korai színfejlődés . . . . .	84
3.2.4. Robbanási modellekkel való összehasonlítás . . . . .	87
3.2.5. Összefüggések keresése a robbanás fizikai paraméterei között . . . . .	90
3.3. Az SLSN 2019neq és az SLSN 2010kd spektroszkópiája . . . . .	95
3.3.1. Az SN 2019neq osztályozása . . . . .	95
3.3.2. Spektrummodellezés . . . . .	97
3.3.3. A különböző ionizáltsági fokokhoz tartozó koncentrációk kiszámítása . . . . .	106
3.3.4. Az SN 2019neq és az SN 2010kd spektrális fejlődésének összehasonlítása . . . . .	108
3.3.5. A ledobott tömegek alsó becslése . . . . .	110
3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel? . . . . .	112
3.4.1. A ledobott tömeg becslésének módja optikailag vastag SN-légkör esetén . . . . .	112
3.4.2. A fotoszférikus sebességek meghatározása . . . . .	113
3.4.3. Ledobott tömegek . . . . .	126
3.4.4. Következtetések . . . . .	128
<b>4. Összefoglalás</b>	<b>130</b>
<b>5. Summary</b>	<b>136</b>
<b>6. Köszönetnyilvánítás</b>	<b>142</b>
<b>7. Irodalomjegyzék</b>	<b>142</b>
<b>8. A Függelék</b>	<b>154</b>
<b>9. B Függelék</b>	<b>161</b>
<b>10. C Függelék</b>	<b>166</b>
<b>11. D Függelék</b>	<b>170</b>

# Bevezetés

Évszázadok óta ismert tapasztalati tény, hogy a fejünk fölé boruló csillagos égbolt folyamatos változásban és mozgásban van, így számos hirtelen felfényesedő, majd az örök sötétség birodalmába tovatűnő égi objektumot vonultat fel az észlelő csillagászok szeme előtt. Közöttük vannak olyan események is, melyek egyediek és megismételhetetlenek, és ezért a maguk módján méltók a földi ember csodálatára. Ide tartoznak a doktori értekezésem tárgyát képező monumentális fényességgel bíró szupernóva-robbanások (SN) is, melyek bizonyos csillagok végállapotakor következnek be.

Vizsgálatukkal utat nyithatunk azoknak a bonyolult fizikai folyamatoknak a tanulmányozására, melyek a csillagok belsejében játszódnak le. Fényességük időbeli változásából és színekükből következtethetünk a szülőobjektum robbanási mechanizmusára és kémiai összetételére, ami által lehetőségünk nyílik a Napunktól eltérő paraméterekkel bíró csillagok belsejének bővebb megismerésére. Az 56-os tömegszámú vasnál nehezebb elemek jó részének létrejötte is a szupernóva-robbanásoknak köszönhető, így kulcsfontosságú szerepet kapnak a galaxisokban megtalálható csillagközi por összetételének kialakításában.

Különösen érdekesek az Ia típusú SN-k, amelyeket előszeretettel használhatunk a galaxisok közötti távolságok megmérésére. Ezenkívül elemzésükkel bizonyították a sötét anyag létezését, és mutatták ki Univerzumunk tágulásának gyorsuló mértékét (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999; Astier et al. 2006; Riess et al. 2007; Wood-Vasey et al. 2007; Kessler et al. 2009; Guy et al. 2010; Conley et al. 2011; Betoule et al. 2014; Rest et al. 2014; Scolnic et al. 2014; Bengaly et al. 2015; Jones et al. 2015; Li et al. 2016; Zhang et al. 2017). Éppen ezért a kozmológiai módszerek tesztelésének szempontjából is kiemelt jelentőséggel bírnak (pl. Benitez-Herrera et al., 2013; Betoule et al., 2014). Ily módon az Ia SN-k a részét képezik a kozmikus távolságlétrának is, mint standardizálható gyertyák, segítségükkel pedig pontosítható a Hubble-konstans ( $H_0$ ; Riess et al. 2012, 2016; Dhawan et al. 2018).

Az Ia típusú szupernóvaikon kívül használhatjuk extragalaktikus méterrúdként a II-P típusúakat is, amelyek távolságát például a táguló fotoszféra módszerrel (Kirshner & Kwan, 1974), vagy a standard gyertya módszerrel (Hamuy & Pinto, 2002) határozhatjuk meg.

A szupernóvák közül is talán a legizgalmasabb objektumok a pár évtizeddel ezelőtt felfedezett szuperfényes szupernóvák (super-luminous supernova, SLSN)<sup>1</sup>, amelyeknek fényessége több mint két nagyságrenddel felülmúlhatja a hagyományos értelemben vett szupernóvákét: definíciójuk szerint az abszolút fényességük meghaladja a -21 magnitúdót a látható tartomány összes szűrőjében, az általuk kisugárzott energia pedig nagyságrendileg  $10^{51}$  erg (Gal-Yam, 2018). Napjainkban a kiemelkedően nagy luminozítás forrása, illetve a robbanás mikéntje is tisztázatlan, annyi viszont bizonyos, hogy fénygörbéjüket, spektrumukat és fejlődésüket tekintve igencsak eltérnek a hagyományos értelemben vett szupernóváktól. Elemzésüket azonban megnehezíti az a tény, hogy előfordulásuk

---

<sup>1</sup>Megjegyzés: dolgozatomban az "SN", illetve "SLSN" mozaikszavakat olyan módon ragozom, mint a "szupernóva", illetve "szuperfényes szupernóva" kifejezéseket. Például "a SN-knak" úgy olvasandó, hogy "a szupernóváknak". Kivételt képeznek a konkrét objektumok nevei, amikor "a" helyett "az" SN 2010kd-t írok. Az angolban előszeretettel használt "progenitor" kifejezés magyarítására a "csillagelő", illetve "szülőcsillag" szavakat használom.

jóval ritkább, mint normál fényességű társaiké: évente csupán 2-3-at fedeznek fel belőlük. A rengeteg megválaszolatlan kérdés mellett a jelenlegi álláspontok szerint ezek a robbanások valószínűleg a legnagyobb tömeggel bíró csillagok végállapotához köthetők, így szerepet játszhattak a korai Világegyetem kémiai fejlődésében. A napjainkig folytatott kutatások alapján megfigyelt jellemzőik nem írhatók le a tradicionális SN-k tulajdonságait megmagyarázni képes termonukleáris (Hillebrandt, & Niemeyer, 2000), vagy magkollapszussal történő robbanási modellel (Janka, 2012). Nagyjából egy hétig tartó kimagasló, sokszor az UV tartományban is erős luminozitásukkal, és ezt követő gyors elhalványulásukkal feltárják előttünk közvetlen környezetüket és gazdagalaxisukat.

Doktori értekezésemben normál, illetve szuperfényes szupernóvákkal kapcsolatos kérdésekre keresem a választ fotometriai és spektroszkópiai modellezéssel, kémiai összetételük meghatározásával, távolságméréssel, klasszifikációval, a fotoszférikus sebesség becslésével, valamint a robbanás során ledobott tömegek kiszámításával.

A dolgozatot egy irodalmi áttekintéssel indítom (1. fejezet). Ebben röviden szólok a szupernóvák kutatásának történetéről, majd ismertetem a különböző típusú hagyományos értelemben vett SN-kről, illetve szupernóva-imposztorokról napjainkig alkotott elképzeléseket. A fejezetet a SN-k fénygörbéjének és spektrumának bemutatásával folytatom, majd a szuperfényes szupernóvák részletes bemutatásával zárom.

A 2. fejezet a doktori munkám alatt elemzett objektumokat és a rájuk alkalmazott vizsgálati módszereket tárgyalja. Elsőként a II-P, illetve Ia típusú SN-kkal történő távolságmérés módszereit vonultatja fel, ezt követően pedig a munkám során vizsgált 17 Ia típusú, és 1 II-P típusú SN-ről készített fotometriai mérések, redukálás, és előbbiek esetén a fénygörbe-modellezés mikéntjét taglalja. Végül bemutatom két általam vizsgált SLSN spektroszkópiai méréseit és az adatok feldolgozásának menetét, majd leírom egy 28 szuperfényes szupernóvából álló minta adatainak adatbázisból történő kinyerésének módját. Zárásként megmutatom a spektrummodellezéshez használt kódot, annak fizikai háttérével együtt.

Végül, de nem utolsósorban a 3. fejezet az eredményeimet tartalmazza 4 alfejezetre bontva. A tagolás a következőképpen alakul:

- A 3.1. fejezetben az SN 2017eaw, II-P típusú szupernóva táguló fotoszféra módszerrel történő távolságmérését ismertetem.
- A 3.2. fejezet 17 Ia típusú SN fotometriai úton történő vizsgálatát mutatja be a távolság- és vörösödésbecsléstől kezdve a többszín-fotometriai fénygörbe-modellezésen, a bolometrikus fénygörbék elkészítésén, a maximum előtti szakaszban mutatott színfejlődés vizsgálatán, a mért színindexeknek robbanási modellekkel történő összevetésén, végül pedig a robbanás fizikai paramétereinek meghatározásán keresztül.
- A 3.3. fejezet két szuperfényes szupernóva, a lassan fejlődő SN 2010kd és a gyorsan fejlődő SN 2019neq spektroszkópiai elemzését szemlélteti. Először bemutatom, hogy miként osztályoztam az SN 2019neq-t, majd rátérek a két objektum rendelkezésemre álló színképeinek modellezésére, valamint a kémiai összetétel és annak időbeli változásának leírására. Ezek után szemléltetem a különböző ionizáltsági fokokhoz tartozó számsűrűségek kiszámolásának menetét, összevetem az SN 2010kd és az SN 2019neq spektrális fejlődését, végül pedig alsó becslést teszek a ledobott tömegükre.
- A 3.4. fejezetben egy 28 hidrogénszegény SLSN-ből álló minta tagjainak fotoszférikus sebességét határozom meg egy általam kifejlesztett új módszerrel, amely ötvözi a spektrummodellezést a keresztkorrelációs eljárással. Emellett definiálom az I-es típusú SLSN-k új alcsoportjait a maximum előtti spektrum alapján. Végül kiszámolom a ledobott tömegüket, és azt összefüggésbe hozom a fejlődési ütemükkel.

Eredményeimet magyarul a 4., angolul pedig az 5. fejezet foglalja össze.

# 1. fejezet

## Elméleti háttér

A szupernóvák kutatásának történetéhez, a hagyományos értelemben vett szupernóvák különböző típusainak bemutatásához, illetve a szupernóvák fénygörbéjéhez kapcsolódó alfejezetek jórészt Vinkó József MTA doktori értekezésén (Vinkó, 2017) alapulnak. A nagy tömegű csillagok végállapotát leíró részlet Nagy Andrea (Nagy, 2016), a szupernóvák színekéről szóló fejezet pedig pedig Takáts Katalin doktori dolgozatára (Takáts, 2013) épül.

### 1.1. A szupernóvák kutatásának rövid története

Bár napjainkban a csúcstechnológiás távcsövek és szupernóva-kereső projektek már hetente többször fedeznek fel extragalaktikus szupernóvákat, a szabadszemes észlelések korában csak Tejutunkban, különleges eseményként voltak megfigyelhetők ezek a „vendégcsillag” néven emlegetett, tisztázatlan módon hirtelen kifényesedő, majd elhalványuló objektumok.

Az első máig megmaradt írásos feljegyzés az ókori Kínából származik, egy csillag időszámításunk szerint 185-ben bekövetkezett, nagyjából 10 hónapon át tartó felfényesedéséről. A dolgozatom tárgyát képező, Ia típusú szupernóvák közül legkorábban a kínai, japán, valamint arab csillagászok által is számon tartott SN 1006-ot fedezték fel, melynek felfényesedése közel 3 éven át tartott. Szintén ismert az SN 1054, melynek ma látható maradványa az M1, vagy Rák-köd nevet viseli. Később Lampland (1921) és Lundmark (1921) kidolgozta azt a koncepciót, miszerint ezek a rendkívüli fényességű vendégcsillagok és a táguló gázfelhők között valamiféle kapcsolat lehet. Ez kulcsfontosságú lépést jelentett a szupernóva-robbanások fizikájának feltárása kapcsán, ugyanis ekkor alakult ki az az elképzelés, hogy a szupernóvákat és maradványaikat valamiféle robbanás hozza létre.

Az első európai Ia szupernóva észlelését 1572-re datálhatjuk, amikor is Tycho Brahe megírta a megfigyeléséről szóló „De nova stella” című művet, amelyben kialakította a vendégcsillagok „nova stella”, vagyis „új csillag” elnevezését. Ezután nem sokkal később, 1604-ben, Kepler is megfigyelt egyet, becsléseket téve a fényességére a felfedezés időpontjától kezdve egészen addig, amíg körülbelül 18 hónap alatt szabad szemmel láthatatlanná nem halványodott.

A szabad szemmel, kizárólag a galaxisunkban felfedezett szupernóvák megfigyelése után az 1885-ös esztendő áttörést jelentett, ekkor ugyanis szupernóvaként robbant az Androméda-galaxisban felfényesedő, majd 6 hónap alatt 8.2 magnitúdót halványodó S Andromedae csillag, ami később az SN 1885A elnevezést kapta. Először változócsillagnak klasszifikálták (Hartwig, 1885), majd később Ia típusú szupernóvának. Ugyan a 19. századi technika még nem tette lehetővé az Androméda-galaxisban egyedi csillagok megfigyelését, a 20. században ez

már lehetségessé vált. Ez vezetett oda, hogy az S And szupernóva mivoltáról teljesen megbizonyosodhattunk, amikor Fesen et al. (1989) felfedezte a hajdan felrobbant csillag vasban gazdag maradványát.

1934-ben az S And kapcsán vezette be Baade és Zwicky a „szuper-nóva” elnevezést, s nem sokkal később megállapították az akkori távolságadatok segítségével, hogy a csillag -14 magnitúdónál is fényesebb volt.

Az 1960-as évektől kezdve az extragalaktikus távolságmérés standard gyertyáiként váltak használatossá, s később a világegyetemnek egyre távolabbi és távolabbi vidékeire engedtek rálátást. Ilyen módon levonhatóak voltak olyan kozmológiai következtetések is, mint az Univerzum tágulásának gyorsuló mértéke (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999).

Ezen különleges robbanások fizikai hátterének feltárására a 20. századtól kezdve sorban jelentek meg a szupernóva-kereső megfigyelési programok. Elsőként 1936-ban indult Zwicky vezetésével, melynek során 4 év alatt 13 szupernóvát sikerült felfedezni a Virgo-halmazban. Az 1980-as évek végéig évente átlagosan 10-20 szupernóvát fedeztek fel, ám a 20. század végén a CCD-kamerák megjelenésének következtében ez a szám jelentősen megugrott.

Az első, modern technikára alapuló, és immáron nem csak az új objektumok felfedezését, hanem spektroszkópiai és fotometriai elemzését is célul kitűző projekt 1989-ben kezdődött Calán/Tololo Survey néven. Ezt követően indult például a nagy vöröseltolódású szupernóvák keresésére létrehozott Supernova Cosmology Project, valamint a Sloan Digital Sky Survey (SDSS) szupernóva-kereső alprogramja (Frieman et al., 2008), a Palomar Transient Factory (PTF) (Law et al., 2009), a ROTSE-program (Quimby et al., 2012), illetve a Pan-STARRS, melyek erőteljesen hozzájárultak a felfedezett szupernóvák számának rohamos növekedéséhez. Napjainkban több mint 1000 új felrobbanó csillagot találnak évente, s a 2020 utánra tervezett Large Synoptic Survey Telescope (LSST, új nevén Vera Rubin Observatory) működésétől kezdve még több különleges tranziens felfedezése várható.

A felfedezett szupernóvák számának rohamos növekedése nyomon követhető például az Asiago Supernova Catalog<sup>1</sup> és David Bishop Latest Supernovae<sup>2</sup> elnevezésű weboldalakon.

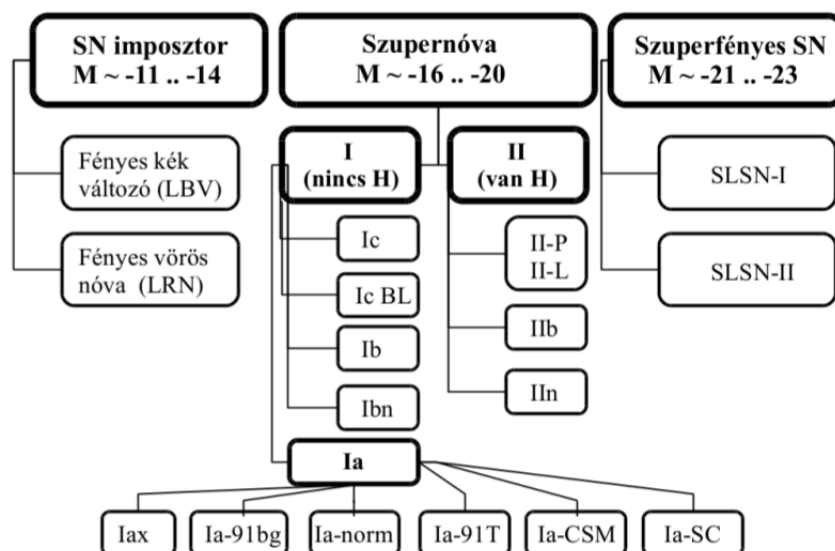
---

<sup>1</sup><http://graspa.oapd.inaf.it/asnc.html>

<sup>2</sup><http://www.rochesterastronomy.org/supernova.html>

## 1.2. Különböző típusú szupernóvák és azok gyakorisága

A szupernóváknek többféle, különböző elveken alapuló osztályozási sémája létezik: klasszifikálhatjuk őket pusztán empirikus, megfigyelési alapon, vagy a robbanás fizikai mechanizmusa, illetve a szülőobjektum természetét szerint is. A legelterjedtebb a közvetlenül észlelhető spektrum, valamint fénygörbe jellemzőit alapul vevő csoportosítás, melyet vázlatosan szemléltet az 1.1. ábra.



1.1. ábra. A szupernóvák megfigyelési alapú csoportosítása (Vinkó, 2017).

Látszik, hogy a szupernóvák a színképüket tekintve két nagy csoportra különíthetők el (Minkowski, 1941): a hidrogént nem tartalmazó spektrumú I-es, illetve a hidrogénben gazdag II-es típusra. Ezeknek, mint ahogy az 1.1. ábra is mutatja, számos altípusuk van, melyeknek részletes ismertetésére a 1.2.2. és a 1.2.3. fejezetben térek rá, ahol egy másik, fizikai jellegű osztályozási rendszer szempontjait figyelembe vevő csoportosítás szerint különítem el a kollapszár úton robbanó és a termonukleáris, vagy más néven Ia típusú szupernóvákat.

Az 1.1. ábra szerint ezeken a hagyományos értelemben vett szupernóvákon kívül léteznek még szupernóva-imposztorok (lásd: 1.2.1. fejezet), melyeknek abszolút fényessége  $M_V \sim -12 - -14$  magnitúdó közötti, illetve a látható tartomány minden hullámhosszán  $-21$  magnitúdót meghaladó maximális fényességű, máig sok szempontból rejtélyes szuperfényes szupernóvák (Super-Luminous Supernova, SLSN; 1.5. fejezet).

Az elmúlt fél évszázadban ugrásszerűen megnövekedett számú szupernóva-felfedezése lehetővé teszi a statisztikai vizsgálatukat. Ezáltal lehetőség nyílt arra, hogy megállapításokat tegyünk a különböző típusú szupernóvák előfordulásának tér- és időbeli gyakoriságáról.

Minkowski et al. (1964) mutatott rá elsőként arra, hogy a különböző galaxisfajtákban más gyakorisággal vannak jelen az adott szupernóvatípusok. Az ismert szupernóvák mintájának kibővülésével egyszerűen adódott az az észrevétel, miszerint az Ia típus élesen elkülönül a többitől a galaxisonkénti eloszlás tekintetében is: míg az Ia SN-k körülbelül ugyanolyan gyakorisággal robbannak az összes galaxistípusban (az irregulárisoktól eltekintve), a többi (Ib/c, II) csaknem kizárólag spirálgalaxisokban fordul elő, azon belül a későbbitől a korábbi típusú spirálgalaxisok

felé haladva egyre csökkenő számban (pl. Wiseman et al., 2020).

Mivel irreguláris galaxisban dolgozatom megírásáig nem fedeztek fel annyi szupernóvát, jelenleg nem tehetünk statisztikai megállapításokat a bennük előforduló SN-kkal kapcsolatban.

A gyakoriság számszerűsített kifejezésére bevezethető a (térfogati) szupernóvárata (volumetric SNR), amit az alábbi módon írhatunk fel:

$$SNR = \frac{N_{SN}(T, z_{\max})}{T \cdot V_C(z_{\max})}, \quad (1.1)$$

ahol  $T$  jelöli az észlelőprogram időtartamát,  $N_{SN}(T, z_{\max})$  az ez idő alatt felfedezett SN-k számát  $z_{\max}$  vöröseltolódáson belül,  $V_C(z_{\max})$  pedig a  $z_{\max}$  vöröseltolódáson belüli együttmozgó térfogatot.

A  $V_C(z_{\max})$  térfogatot egy adott kozmológiai modell paramétereinek ismeretében lehet kiszámítani (lásd pl. Hogg et al., 1999). Jelenleg általánosan elfogadott a  $\Lambda$ CDM jelű, hideg sötét anyagot, valamint sötét energiát magában foglaló, gyorsulva táguló Univerzumot leíró modell, melynek paraméterei  $\Omega_M \sim 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda \sim 0.7$  és  $H_0 \approx 68 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (pl. Planck Collaboration et al., 2016).

Az SNR eltérő értékeket mutat a különböző típusú szupernóvák esetén: az Ia típusra  $z_{\max} < 1$ -es értéknél (Capellaro et al., 2014)

$$SNR(Ia) [\text{Mpc}^{-3}\text{yr}^{-1}] \approx 0.2 \cdot 10^{-4} + 0.8 \cdot 10^{-4} \cdot z, \quad (1.2)$$

az Ib/c és II-kre pedig

$$SNR(Ibc + II) [\text{Mpc}^{-3}\text{yr}^{-1}] \approx 0.5 \cdot 10^{-4} + 6.5 \cdot 10^{-4} \cdot z. \quad (1.3)$$

A  $z_{\max} < 1$ -es kikötés megtétele azért lényeges, mert 1-es vöröseltolódás felett nagyon kis számú SN-t ismerünk. Jól látszik, hogy bár az Ia típusú szupernóvából fedezik fel a legtöbbet, a lokális Univerzumban mégis gyakoribbak a II-es típusba soroltak.

Ezenkívül a szülőgalaxis csillagkeltési rátájának (star formation rate,  $SFR$ ) és az 1 naptömegre normált szupernóva-rátának az együttes vizsgálatából is származtathatunk összefüggéseket. Előbbi egy  $M_\odot \text{év}^{-1}$  dimenziójú mennyiség, mely az évente keletkező csillagtömeget adja meg egy adott galaxisra vonatkoztatva. Ehelyett használatos még az előzőnél egyszerűbb formában megadható,  $\text{év}^{-1}$  dimenziójú fajlagos csillagkeletkezési ráta (specific star formation rate,  $sSFR = SFR/M_s$ ) is, ami a galaxis teljes csillagtömegére ( $M_s$ ) történő normálást tartalmazza.

Gaur et al. (2015) eredményei megmutatják, hogy a szupernóva-ráta az  $SFR$ -tól (, illetve az  $sSFR$ -tól) nemlineárisan függ, s általánosan megfigyelhető az összes szupernóva fajta esetén, hogy a kisebb  $SFR$ -ű galaxisok esetén az  $SNR$  is kisebb.

Ezzel szemben fordított a korreláció a galaxis teljes tömegével, aminek köszönhetően nagyobb az egységnyi tömegre jutó  $SNR$  a kisebb tömegű galaxisokban. A fent említett összefüggés segítségével betekintést nyerhetünk szupernóvák csillagelődei és a galaxis csillagpopulációja között.

Végül, Childress et al. (2014) a következő összefüggést mutatta ki az Ia típusú szupernóvákkal kapcsolatban: nagyobb tömegű galaxisban a szülőcsillagok általában jóval idősebbek, mint kisebb tömegű galaxisok esetén. Ez azt sejteti, hogy az Ia SN-k különböző populációkból is származhatnak.

A hagyományos értelemben vett szupernóvák megfigyelésén kívül sok érdekességet tartogat szuperfényes társaik vizsgálata is. Bár eddig csak kevés ismert képviselője van e különleges csoportnak, az eddigi megfigyelések

szerint általában fémszegény törpegalaxisokban robbannak fel. Ennek fizikai okai mindmáig tisztázatlanok és spekulatív jellegűek (lásd: 1.5.7. fejezet).

### 1.2.1. Szupernóva-imposztorok

Szupernóva-imposztornak tekintendők az  $M_V \sim (-12) - (-14)$  maximális abszolút fényességű tranziensek, melyek fényességüket tekintve a hagyományos értelemben vett szupernóvák, és az  $M_V \sim -10$  magnitúdós fényességű közönséges nóvák közé esnek (Smith et al., 2011b).

A megfigyelések alapján látható tartománybeli spektrumuk a nóvákéhoz hasonló: kék kontinuumot mutatnak, melyre ráakódnak a P Cygni vonalprofilt mutató hidrogén- és esetlegesen héliumvonalak. (Az ilyen típusú vonalak kialakulásának fizikájáról a 2.3. fejezetben részletesebben szöölök.) A hidrogén vonalak szélessége a normál szupernóvák jellemző vonalszélességeinél jóval kisebb, nagyjából  $500 - 1000 \text{ km s}^{-1}$  közötti értéket vesz fel.

Eddigi ismereteink alapján az imposztorokat két csoportra oszthatjuk: fényes kék változócsillagok (Luminous Blue Variable, LBV) és fényes vörös nóvák (Luminous Red Novae, LRN).

#### LBV

A fényes kék változók olyan, nagy tömegű csillagok, melyek kiszámíthatatlan változásokat mutatnak fénygörbéikben, illetve spektrumukban. Másképp S Doradus típusú változónak is nevezik őket a Nagy-Magellán-felhőben jelen lévő, ilyen típusú S Dor-ról. A Hertzsprung–Russell diagramon az instabilitási sávban foglalnak helyet, s ennek megfelelően hőmérsékletük a  $10\,000 - 25\,000 \text{ K}$ -es tartományon belül mozoghat. Előfordulásukat tekintve nagyon ritkák, napjainkig is csak néhány tucatnyit ismerünk (pl. P Cygni,  $\eta$  Carinae).

Ezek az objektumok gyakran mutatnak periodikus kitöréseket, vagy valamennyivel ritkábban (akár néhány évente) heves erupciókat is, amelyek nagy tömeg- és fényességvesztéssel járnak, ám ezek nem vezetnek a szupernóvákhoz hasonlóan a csillag teljes megsemmisüléséhez. (Az  $\eta$  Carinae esetén ilyen volt például az 1800-as évek közepén megfigyelt "nagy kitörés" (Rest et al., 2012)).

Az LBV-kről ismert, hogy fősorozati fényességük megközelíti, vagy eléri az Eddington-határfényességet, amelynek köszönhetően a csillag külső légkörében a fotonnyomás tart egyensúlyt a gravitációval. Amikor későbbi életük során ezek a csillagok igyekeznek elfejlődni a fősorozatról, a fényességüket növelni próbálják. Ez azonban lehetetlen, hiszen fényesedéskor a megnövekedett fotonnyomás hatására a csillag tömegvesztésbe kezdene. Ekkor tehát konstans luminozitással, vízszintesen vándorolnak a fősorozat tetején egészen az óriáságig. Innentől kezdve a feltételezések szerint a magfúzió nem egyenletesen zajlik, ami kisebb-nagyobb tömegvesztési epizódokat von maga után. Ezek eredményezhetik a SN-imposztorként megfigyelt eseményeket.

Sok LBV-t először II-n szupernóvaként (lásd: 1.2.3. fejezet) osztályoztak, ám amikor a szülőcsillag fényessége visszatért az erupció előtti állapotba, újra klasszifikálták imposztorként.

Itt megemlítendő az SN 1961V elnevezésű objektum, amelynek maximumbeli fényessége nagyjából  $-12$  magnitúdó volt, spektruma pedig keskeny, emissziós Balmer-vonalakat tartalmazott. Bár egyesek szerint ez egy peku-liáris (Zwicky szerint V típusú) szupernóva-robbanás volt (Kochanek et al., 2011), a későbbi Hubble-képek alapján Van Dyk & Matheson (2012) azonosítani tudta az erupciót mutató tranzienst.

Az ezt követő megfigyelések megmutatták, hogy az LBV-k kitöréseik után eljuttathatják csillagelődjeiket a magkollapszusig, ami után szupernóvaként robbanván nem térnek többet vissza eredeti állapotukba. Ennek klasszikus példája az SN 2009ip nevű imposztor, amely több megfigyelt kitörést követően 2012-ben elérte a  $-18$

magnitúdós abszolút fényességet, s Mauerhan et al. (2013) szerint II<sub>n</sub> típusú szupernóvaként robbant.

### LRN

A SN-imposztorok másik csoportját, a fényes vörös nóvákat az előző csoporthoz hasonló maximumbeli fényesség, ám némileg eltérő színekép, illetve fénygörbe jellemzi (Kasliwal et al., 2011).

Napjainkig alig 10 ilyen tranziens ismert, így egyelőre nincs egyértelmű koncepció a szülőcsillag(ok) mibenlétét illetően. A feltevések szerint az LRN-ek két vörös óriás ( $\sim 30 - 50 M_{\odot}$ ) egymásba spirálózásával alakulnak ki, amelyek, közel kerülve egymáshoz, a légkörük érintkezése miatt fékeződni kezdenek. Az ekkor elvesztett potenciális energia hővé alakul, amelynek következtében az objektum erőteljesen felfényesedik, majd jóval lassabb ütemben, akár évek alatt elhalványul.

A fénygörbe a vörös színekben akár 50-60 napig tartó konstans fényességű szakaszt produkálva az LBV-knél jóval lassabb fejlődést mutat. A spektrum Balmer-emissziós vonalai pedig ez esetben nem kék, hanem vörös kontinuumra tevődnek rá, s ezenkívül a Ca II megengedett és tiltott vonalai is megfigyelhetők. Megjegyzendő, hogy itt a vörös színt nagy valószínűséggel az objektum valódi színe okozza, nem a csillagközi por által okozott extinkció.

Példa erre a tranziens típusra a Tejútrendszerben található V838 Mon (Kulkarni et al., 2007).

## 1.2.2. Ia típusú/termonukleáris szupernóvák

### Robbanási mechanizmus

Termonukleáris úton robbanó, vagy másként Ia típusú szupernóváról beszélünk, ha egy közel Chandrasekhar-határtömegű C/O fehér törpe (white dwarf, WD) spontán módon fúziós reakcióba kezd. Maga a szülőcsillag egy nagyjából 50%-ban oxigénből, 50%-ban szénből álló fehér törpe a csillagfejlődés héliumégetés utáni állapotában. Mivel a fehér törpe nukleárisan inaktív, azaz nem zajlik benne fúziós energiatermelés, az egyensúlyi állapotot a gravitáció és az annak ellentartó nyomás határozza meg, amely az elfajult elektrongázból származik. (Az elfajult állapot kialakulásának feltételéről a 1.2.3. fejezetben tesztek bővebben említést.)

Régóta köztudott, hogy az elfajult csillagok tömege nem lehet akármekkora: felső korlátot szab neki a Chandrasekhar-határtömeg ( $M_{\text{Ch}} \approx 1.44 M_{\odot}$ , Mazzali et al. 2007), amelyet elérve az imént leírt egyensúly felborul. Ekkor a magas sűrűség, illetve hőmérséklet hatására beindul a szén és az oxigén spontán történő fuzionálása nikkellé:  $2 {}^{12}\text{C} + 2 {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}$ . Az elfajult állapot miatt ekkor a hőmérséklet és a nyomás független egymástól, amelynek következtében a fehér törpe nem tud adiabadikus tágulásba kezdeni, ami a hőmérséklet csökkenését eredményezhetné: a felszabaduló fúziós energia a helyi hőmérséklet hirtelen növelésével új, robbanásszerű fúziót idéz elő. Ennek hatására csaknem az egész csillag elég és elpusztul. A mérési és numerikus szimulációkból származó eredmények szerint a robbanásban felszabaduló energia  $10^{51}$  erg nagyságrendű, ami erőteljesen meghaladja a fehér törpe  $0.5 \times 10^{51}$  erg körüli gravitációs energiáját, így elegendő a szülőcsillag teljes szétrobbantásához. Modellszámításokkal azt is sikerült igazolni, hogy a hajdani csillag középpontjához közelebb elhelyezkedő rétegei kisebb, míg a távolabbiak nagyobb sebességgel kezdenek el tágulni, gyakorlatilag homológ módon: az  $r < R$  sugarú rétegre

$$v(r) = v_{\text{exp}} \cdot \frac{r}{R}, \quad (1.4)$$

ahol  $v(r)$  az adott réteg tágulási sebessége a sugár ( $r$ ) függvényében,  $v_{\text{exp}}$  pedig a legkülső ( $R$  sugarú) réteg tágulási sebessége. Fontos megjegyezni, hogy a homológ tágulás során minden egyes réteg sebessége időben

állandó. Az 1.4. egyenlet megmutatja tehát, hogy a csillag középpontjától távolabbi rétegek gyorsabban tágulnak, mint a közelebbiek. A spektroszkópiai mérésekből kiderült, hogy a szülőcsillagnak minimum a feléből átmeneti fémek (Mg, Si, S, Ca és Ti) keletkeznek, nem alakul az egész  $^{56}\text{Ni}$ -lé.

A fent leírtak alapján arra következtethetünk, hogy mivel minden Ia típusú SN egy Chandrasekhar-tömegű objektum felrobbanásakor alakul ki, a maximális abszolút magnitúdó, a szupernóva felfényesedési és elhalványulási ideje, fénygörbéje és színekepe az összes esetben ugyanolyan, vagy nagyon hasonló lesz. Ezért tehát ezek az extragalaktikus távolságmérés standard gyertyáiként is felhasználhatóak, hiszen állandó abszolút fényességüknek és mért látszó fényességüknek a távolságmodulusba történő behelyettesítéssel meghatározható a távolságuk.

Az Ia SN-kről készült mérések azonban nem támasztják alá ezt a feltételezést, hiszen mind fénygörbéiket, mind spektrumaikat tekintve inhomogenitás tapasztalható. Természetesen távolságmérésre használhatóak ennek ellenére is, ugyanis néhány korrekciós tényező figyelembevételével „standardizálhatóak”.

Phillips (1993) észrevette ugyanis, hogy a nagyjából 21 napos felfényesedési idő után a halványodási ráta a maximális fényesség függvénye: a maximumban fényesebb SN-k lassabban halványulnak el, mint a csúcs idejekor kevésbé fényesek. Erre az empirikus megállapításra a szaknyelv azóta Phillips-relációként hivatkozik. A Phillips-relációra alapozva számos empirikus módszert dolgoztak ki az Ia típusú SN-k fotometriájából történő távolságmérésre (pl. Riess et al., 1998; Jha et al., 2007; Guy et al., 2010; Burns et al., 2011, 2018). Az Univerzum gyorsuló tágulásának Nobel-díjjal jutalmazott kimutatása (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999) szintén ezekhez a módszerekhez kötődik.

### Lehetséges szülőcsillag-forgatókönyvek

Az utóbbi időben számos elmélet született, amely igyekszik megmagyarázni az Ia szupernóvák fénygörbéinek és színekepeinek heterogenitását, noha ezeknek a hipotéziseknek a jó részét még nem sikerült közvetlen megfigyelési bizonyítékokkal alátámasztani. Jelenleg két fő forgatókönyv létezik arra nézve, hogy a csillagelőd miként éri el a Chandrasekhar-határtömeget, amelyeket az alábbiakban fogok bemutatni.

Az első a „single degenerate” (SD)-nek nevezett konfiguráció (Whelan & Iben, 1973), amelynek realitását először Marion et al. (2016) megfigyelései igazolták. Eszerint a fehér törpe szülőcsillag szoros kettős rendszert alkot egy vörös óriással, szubóriással, He-csillaggal, vagy fősorozati csillaggal. Miután utóbbi kitölti a Roche-térfogatát, a fehér törpe anyagot kezd akkretálni a belső Lagrange-ponton keresztül, amelynek hatására a tömege folyamatosan növekszik.

Az azonban, hogy a termonukleáris fúzió hogyan indul be, egy napjainkig vitatott kérdés. A legelterjedtebb a „késleltetett detonáció” (delayed-detonation, DDE) modellje (pl. Dessart et al., 2014), valamint a fúzió spontán beindulása. Az előbbi elmélet alapját a hirtelen beinduló fúzió következtében keletkező különböző kémiai elemek mennyiségének modellezése képezi. Ennek kulcsfontosságú sarokköve a megfigyelt elemek mennyiségének különféle számítások és elméleti feltevések segítségével történő reprodukálása. Ezekben a számításokban szerepel többek között a robbanási hullám égésfrontjának terjedési sebessége. Amennyiben ez a lokális hangsebességnél gyorsabb, detonációról, ha pedig lassabb, deflagrációról beszélünk. A modellek azt mutatják, hogy ha deflagrációt feltételezünk, a megfigyeltnél jóval több átmeneti fém és kevesebb  $^{56}\text{Ni}$  keletkezik (Nomoto et al., 1984). Ha viszont a terjedés teljes egészében detonációval történik, a szülőobjektum majdhogynem teljes egészében  $^{56}\text{Ni}$ -lé fuzionálna, ami szintén nem szolgál megfelelő magyarázattal a megfigyelt kémiai összetételre. Az ellentét feloldására született meg a késleltetett detonáció modellje (Khokhlov, 1991; Maoz et al., 2014; Nomoto et al., 1984), amelyben úgy alakul ki a megfelelő mennyiségű elem, hogy a kezdetben hangsebességnél lassab-

ban terjedő égésfront később detonációvá alakul át. Ez a gondolatmenet nyugszik tehát a „késleltetett” elnevezés mögött.

Ennek egy széles körben elterjedt változata a pulzációs késleltetett detonáció („**pulsational delayed detonation**”, PDDE) nevet viselő elméleti modell. Ennek során a kezdeti szakaszban, amikor a robbanási hullám frontja deflagrációval terjed, a szülőcsillag táguló burkának külső rétegeiből anyag lökődik ki egy nyomáshullám hatására. A kilökődött réteg nem távozik el teljesen a fehér törpétől, hanem pulzációba kezd. (Ezek a rétegek ekkor nem égnak el, hiszen a fúziós front még nem jutott el hozzájuk.) Ezalatt a fehér törpe belsejében a deflagrációs égésfront detonációvá alakul, és teljes egészében elemészti a szülőcsillagot, miközben a robbanási hullám ezúttal áthalad a kilökött, pulzáló anyagrétegeken is (Dessart et al., 2014).

Megemlítendő a Chandrasekhar határtömeg alatt bekövetkező dupla robbanásos (**double detonation**, DU-DE) forgatókönyv is, ami szerint a csillagelőd csillag a társától egy vékony He-réteget akkretál a felszínére. Amint ennek a rétegnek a tömege meghalad egy kritikus értéket, berobban saját súlya alatt, s szénné történő fúzióba kezd, amely lehetővé teszi a fúzió beindulását az alatta lévő rétegekben is. Ekkor tehát két, egymást követő robbanás történik: először a vékony He-réteg, majd később az alatta lévő C/O fehér törpe robban be (Woosley & Weaver 1994; Fink et al. 2010; Kromer et al. 2010; Sim et al. 2010, 2012).

A másik fő forgatókönyv a **double-degenerate** (DD) konfiguráció nevet viseli. Eszerint kettő vagy több, együttesen a határtömeget meghaladó fehér törpe egymásba olvadásával lehetséges a szülőcsillag "felhizlalása" a Chandrasekhar-tömegig (Iben & Tutukov, 1984; Maoz et al., 2014; van Rossum et al., 2016). Ez megtörténhet egy kaotikus hármas rendszerben történő ütközés által, ám lehetséges kettős rendszerben is. Utóbbi megvalósulhat, ha a két csillag a gravitációshullám-kibocsátás miatti impulzusmomentum-vesztés hatására egyre közelebb spirálozik a közös tömegközépponthoz, míg végül egymásba olvad, ezzel elérve a robbanáshoz szükséges tömeget. A DD forgatókönyv számítógépes szimulációkkal előállított modelljeit még nem sikerült közvetlen megfigyelésekkel alátámasztani.

Annak meghatározásához, hogy az említett forgatókönyvek közül melyik szerint zajlott le egy adott szupernóva-robbanás, kiemelt fontossággal bír a szülőcsillag ledobott tömegének meghatározása, amelyre a mért fénygörbék és/vagy spektrumok modellezése biztosít lehetőséget.

### Fénygörbe- és spektrumjellemzők

Az Ia típusú SN-k átlagos felfényesedési ideje az eddigi minta statisztikai vizsgálata alapján  $17.02^{+0.18}_{-0.28}$  nap (González-Gaitán et al., 2012). Ezen idő alatt a kezdetekkor  $R_0 \approx 0.01 R_\odot$  sugárral és  $v_{\text{exp}} \sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$  tágulási sebességű szupernóvában a luminozitás az idővel négyzetesen növekszik (Arnett, 1982; Nugent et al., 2011):

$$L(t) = 4\pi R^2 \sigma T^4 = 4\pi v_{\text{exp}}^2 t^2 \sigma T^4 = \text{konst} \cdot t^2 \quad (1.5)$$

A felfényesedés kezdeti időszakában az adiabatikus tágulásból adódó hűlést az  $^{56}\text{Ni}$  radioaktív bomlás szám-lájára írható hőmérséklet-növekedés ellensúlyozza. A szupernóva akkor éri el a csúcshényességét, amikor a teljes luminozitás egyenlővé válik azzal az energiával, amit a radioaktív bomlás biztosít. Ez néhány nap elteltével megtörik, mert a radioaktív energiatermelés folyamatosan csökken. A megfigyelt fényesség ezzel ellentétben nő, mivel a fotonok számára a SN-burok nagy része még átlátszatlan, és így csak lassú diffúzióval jutnak el a fotoszféráig.

Mindezek ismeretében a radioaktív bomlási törvény segítségével kiszámítható a maximális luminozitás a következőképpen (pl. Branch & Wheeler, 2017):

$$L_{\max} = \frac{dN_{\text{Ni}}}{dt} \epsilon_{\text{Ni}} + \frac{dN_{\text{Co}}}{dt} \epsilon_{\text{Co}} = \lambda_{\text{Ni}} N_{\text{Ni}}(0) \left( \epsilon_{\text{Ni}} e^{-\lambda_{\text{Ni}} t_{\text{rise}}} + \epsilon_{\text{Co}} \frac{\lambda_{\text{Co}}}{\lambda_{\text{Ni}} - \lambda_{\text{Co}}} (e^{-\lambda_{\text{Co}} t_{\text{rise}}} - e^{-\lambda_{\text{Ni}} t_{\text{rise}}}) \right) \quad (1.6)$$

ahol  $\epsilon_{\text{Ni}}$  és  $\epsilon_{\text{Co}}$  jelöli a Ni-Co, illetve a Co-Fe bomlás során felszabaduló energiát (nagyjából 1.75, illetve 3.73 MeV, a neutrínókra jutó százalékok nélkül),  $\lambda_{\text{Ni}}$  és  $\lambda_{\text{Co}}$  az  $^{56}\text{Ni}$  és  $^{56}\text{Co}$  bomlási állandóját,  $N_{\text{Ni}}(0)$  a radioaktív Ni-magok kezdeti számát,  $t_{\text{rise}}$  pedig a robbanástól a csúcsfényességig eltelt időt. A maximális fényesség átlagosan -19 magnitúdó a Johnson-féle V szűrőben, amelynek elérése után a halványodási ütem a kobaltbomlás ( $\text{Ni} \rightarrow \text{Co} \rightarrow \text{Fe}$ ) időbeli lecsengésének ütemében zajlik (körülbelül 0.01 magnitúdó/nap).

Mivel a maximum időpontja erőteljesen hullámhosszfüggő, egységesen a B szűrőben mért csúcserőértéket tekintik mérvadónak a fénygörbe-modellezésnél. Azzal a feltétellel, hogy a fényességmaximum idején a kisugárzott teljesítmény egyensúlyban van a fűtéssel,  $M_{\text{Ni}}(0) \approx 0.56 M_{\odot}$  adódik a kezdeti nikkeltömegre. Szintén fotometriai vizsgálatokból számítható ki, hogy a robbanáskor ledobott tömeg általában 0.8 és  $1.45 M_{\odot}$  közé esik, amely felső korlát egyenlő a Chandrasekhar-tömeggel (Scalzo et al., 2014, 2019). A megfigyelési tapasztalatok alapján azonban tudjuk, hogy ezek az értékek legtöbbször  $1.45$  naptömeg alattiak, tehát a szupernóvává alakuló fehér törpék jelentős része a határtömeg alatt robban fel. Ezzel megerősítést nyer az elképzelés, amely szerint kétféle populációból eredeztethetők az Ia típusú szupernóvák csillagelődjai. A vizsgálatokból kiderült ugyanis, hogy a szülőcsillagként szolgáló fehér törpék nagyobb tömegű szülőgalaxisokban jóval idősebbek, mint a kisebb tömegűekben (Childress et al., 2014).

A termonukleáris SN-k színe is jelentős különbséget mutat a többi SN-típushoz képest. Mivel a szülőcsillag egy C/O fehér törpe, a spektrum egyáltalán nem tartalmaz H-, illetve He-vonalakat, megtalálható viszont a Si II  $\lambda 6355\text{\AA}$  jellegzetes vonala. A SN-k spektrumának fizikájáról szóló elméleti háttérrel a 2.3. fejezetben foglalkozom, hiszen a színek kialakulásának mechanizmusa az összes típusú szupernóva esetén hasonló módon zajlik.

### Az Ia SN-k osztályozása

Bár ismert tény, hogy nem a termonukleáris szupernóvák a leggyakoribbak, mégis ezeknek van a legtöbb alosztályuk. Ennek valószínűsített oka, hogy nem csak egy adott, hanem minden galaxistípusban előfordulnak, valamint hogy a kollapszároknál jellemzően fényesebbek, ami miatt többször nyílik lehetőség detektálni őket.

Maga a klasszifikáció többféleképpen is történhet. A legelterjedtebb a hagyományos, empirikus osztályozási séma, ami a megfigyelt jellemzők alapján tesz különbséget az egyes altípusok között. Ezenkívül számos olyan osztályozási módszer is létezik, amelyik valamely fizikai tulajdonság szerint különíti el ezeket az objektumokat. Ilyen módon egy adott SN mindenféle ellentmondások nélkül tartozhat több alosztályba is.

Elsőként a leggyakrabban használt, empirikus osztályozást mutatom be, minden osztályról néhány mondatban kiemelve a legjellegzetesebb megfigyelt tulajdonságokat.

### Empirikus úton meghatározott altípusok

1. **Ia - norm:** Normális Ia típusú szupernóvák. Ide tartozik a megfigyelt termonukleáris szupernóvák nagy része. Spektrumuk a többi termonukleáris SN-típushoz hasonlóan nem tartalmaz H-, illetve He-vonalakat, ellenben jól megfigyelhető az Si II  $\lambda 6355$  Å vonal erős jelenléte, egyéb átmeneti fémekével (pl. O, S, Ca, Fe) egyetemben. Fénygörbéjüket tekintve az I szűrőben megfigyelhető egy másodlagos maximum, míg átlagos csúcsfényességük a B szűrőben  $M_B = -19.1$  mag (Ashall et al., 2016).
2. **Ia - 91bg:** Az SN1991bg-ről elnevezett alcsoport. A normál Ia-knál 1-1,5 magnitúdóval halványabbak a maximumban (Li et al., 2011), s fénygörbéjükből hiányzik az I szűrős másodlagos maximum. Spektrumuk a normálisakhoz hasonlít a 4000 és 5000 Å közötti szakaszt leszámítva, a 91bg-k esetén ugyanis nem találhatók meg ezen a hullámhosszakon a vascsoport elemeinek vonalai. Erősen jelen van viszont a Si II-n kívül a Ti II  $\lambda 5800$  Å vonala is (Branch et al., 2003).
3. **Ia - 91T:** A normál Ia SN-knál kb. 0.5 magnitúdóval fényesebb maximum jellemzi, amely arra vezethető vissza, hogy a normálisakhoz képest több  $^{56}\text{Ni}$  van jelen a robbanásban (Mazzali et al., 1995). Maximum előtti spektrumában megfigyelhető több többszörösen ionizált fém vonala, ezek közül is leginkább a Fe III (Ruiz-Lapuente et al., 1992; Mazzali et al., 1995), a Si II vonalai viszont jóval gyengébbek.
4. **Ia - SC „Szuper-Chandra”:** Pekuliáris SN-csoport. Nevét onnan kapta, hogy a bolometrikus fénygörbe-modellezések által megmutatkozott, hogy a Chandrasekhar-tömeget jóval meghaladó ledobott tömeggel ( $\sim 2 M_\odot$ ) bír. Ennek megfelelően a normál Ia-knál fényesebb maximum jellemzi, s nem mutat másodlagos maximumot vörösebb hullámhosszakon. Amennyiben a spektrumban jelen van a C II vonala, ami egyébként ennél a típusnál jellemzően nagyon gyengén, vagy egyáltalán nem figyelhető meg, a jelenlegi álláspont szerint arra utal, hogy a szülőcsillag fehér törpe anyaga nem teljesen égett el a robbanás során. Ekkor valószínűleg a DD konfiguráció szerint történő összeolvadás során a szülőcsillag beágyazódik egy kb  $\sim 0.6 - 0.7 M_\odot$  tömegű burokba (Howell et al., 2006; Taubenberger et al., 2013).
5. **Iax:** Az SN 2000cx-ről elnevezett, pekuliáris SN-alcsoport. A megfigyelések szerint a 91T-típusra emlékeztet, azonban annál alacsonyabb,  $(-14) - (-19)$  magnitúdós csúcsfényesség jellemzi, illetve spektrumában erőteljesen jelen van a Fe II vonal (Foley et al., 2013).
6. **Ia - CSM „kölsönható Ia”:** A legkevésbé gyakori, emiatt a legrejtélyesebb altípus. Spektruma a korai szakaszban a normál Ia-kéhoz hasonló, később azonban kék kontinuumot mutat erős hidrogén Balmer-vonalakkal (Aldering et al., 2006). Ezek nagy valószínűséggel a szupernóva és az azt körülvevő csillagközi anyag (circumstellar matter, CSM) közötti kölcsönhatás következtében jönnek létre (Hamuy et al., 2003).

### Fizikai alapú osztályozási sémák

1. Nugent et al. (1995) észrevett egy összefüggést az Ia SN-ekben jelen lévő Si II vonalak erősségét illetően, miszerint a nagyobb abszolút fényességű objektumok esetén a 6100 Å-nél és az 5750 Å-nél megfigyelhető Si II vonalak mélységének aránya kisebb, mint halványabbak esetében. Ezt később számos független vizsgálat igazolta, nemcsak a nehézkesen mérhető vonalmélységekre, hanem a jóval objektívabb pszeudo-ekvivalens szélességekre (pEW) vonatkozóan is.

2. **Branch et al. (2006):** Az Ia SN-kban megtalálható, fent említett két Si II vonal (W(6100) és W(5750)) pszeudo-ekvivalens szélessége alapján 4 csoportot különít el. A *Hideg (cool, CL)* alosztályt a W(5750)  $> 30 \text{ \AA}$  kritériummal definiálja, s tagjai megegyeznek a megfigyelt tulajdonságaik alapján a 91bg-khez sorolt szupernóvákéval. W(6100)  $> 150 \text{ \AA}$  esetében *széles vonalú (broad line, BL)*, W(6100)  $\sim 100 \pm 25 \text{ \AA}$  és W(5750)  $\sim 15 \pm 5 \text{ \AA}$ -nél *normális (core normal, CN)*, W(5750)  $\approx 0$  és W(6100)  $< 50 \text{ \AA}$  vonaljellemzők mellett pedig *gyenge Si (shallow silicon, SS)* elnevezésű csoportokat különböztet meg. A legutóbb említett altípus tagjai erősen átfednek a 91T típusúakkal.
3. **Benetti et al. (2005):** 3 altípusba sorolja az Ia SN-kat szintén a Si II  $\lambda 6355$  vonal sebességgradiensét alapul véve: *nagy sebességgradiensű (high velocity gradient, HVG)* szupernóvákat, melyek esetén a gradiens értéke  $\langle \dot{v} \rangle \sim 97 \text{ km/s/nap}$ , *halvány (faint)* objektumokat  $\langle \dot{v} \rangle \sim 87 \text{ km/s/nap}$ -os, végül pedig *kis sebességgradiensű (low velocity gradient, LVG)*-eket  $\langle \dot{v} \rangle \sim 37 \text{ km/s/nap}$ -os értékekkel.
4. **Branch et al. (2005)** az eddig leírtaktól eltérő filozófiájú klasszifikációt alkotott meg, amely a SN-k színképének időbeli evolúcióját helyezi előtérbe, s megegyezik nagyjából az összes fent említett alosztállyal. Eszerint négy, jól elkülönülő időszak/típus definiálható: a *pre-maximum*, amelyet nagy sebességű, erős Si II és Ca II vonalak jellemeznek, a *poszt-maximum Si II-fázist*, amely nagyjából a csúcspénnyességtől számított 12 napig nyúlik, s ismertetőjelei az erős Si II vonalak, *Si II- Fe II átmeneti szakaszt*, ami maximum utáni 12-28 napos időintervallumot foglalja magába, végül pedig a *Fe II fázist*, a csúcs után 30-100 napig, a nebuláris szakaszba érve számos tiltott vonallal.
5. **Dhawan et al. (2016, 2017)** a közeli IR-ben felvett, valamint a bolometrikus fénygörbéket vizsgálva a gyors halványodási ütemmel (azaz  $\lesssim 1M_{\odot}$  ledobott tömeggel) jellemezhető Ia SN-ket két csoportra osztja. A klasszifikáció alapja a bolometrikus fénygörbe és az optikai, illetve NIR csúcspénnyesség között eltelt idő, valamint a NIR-ben megfigyelhető másodlagos csúcs jelenléte vagy hiánya. Eszerint az első csoport a 91bg empirikus típusnak felel meg,  $L_{\max} < 0.3 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  maximális fényesség jellemzi, s csak egy csúcst mutat NIR-ben. Ezzel szemben a másik típus luminozitása  $L_{\max} > 0.5 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ , s tulajdonságait tekintve a másodlagos maximumot mutató normál Ia-k tartoznak ide. Nincs hasonló összefüggés azonban a lassan halványuló Ia SN-k esetében, melyek tömege megközelíti, vagy meghaladja a Chandrasekhar-tömeget.
6. **Milne et al. (2013)** 2 típust definiál a közeli UV (NUV)-beli színfejlődés tekintetében: a NUV-kék (NUV-blue) és a NUV-vörös (NUV-red) csoportot. Ez esetben a két osztály közötti különbség a szülőcsillag fémességében mutatkozik meg: a ritkábban ( $\sim 33\%$ ) megfigyelhető kék csoport objektumainál a vascsoporthoz tartozó abszorpciós vonalak gyengébbek, mint a vörös csoport esetében. Emellett a kék csoportba tartozó SN-k korai spektrumában általában jelen van az ionizált szén (C II) abszorpciós vonala, amely arra utal, hogy a csillagelőd anyagának egy részében nem ment végbe termonukleáris fúzió, így nem égett el nehezebb elemekké. A vörös csoportba tartozó SN-kra ez nem jellemző, habár 1-2 esetben előfordult.
7. **Stritzinger et al. (2018)** az eddig említett osztályozási módszerek nagy részétől eltérően nem a spektromot, vagy annak fejlődését, hanem a *B* és *V* szűrőben felvett fénygörbéken megfigyelhető színfejlődést teszi osztályozásának alapjává a robbanás után eltelt 4-6. napig. Eszerint a *korai kék (early blue)* csoportba azon objektumok tartoznak, amiknek e korai szakaszban megfigyelt  $(B - V)_0$  színindexe nagyon lassan változik, vagy konstans. Ezek általában fényesebb csúccsal, és így a Phillips-reláció (Phillips, 1993) miatt

lassabb lecsengési ütemmel bírnak. Ezzel ellentétben a másik csoport, mely a *korai vörös* (*early red*) nevet viseli, kisebb maximális fényességet, valamint a korai szakaszban gyorsabb színfejlődést produkál.

### 1.2.3. Kollapszár szupernóvák

A kollapszár SN-k esetén a robbanást kiváltó ok a nagy kezdeti tömegű csillagelőd belsejében kialakult vasmag gravitációs összeomlása, amelynek következményeként megjelenik egy lökéshullám, amit a szupernóva fotoszférikus, majd nebuláris fázisa követ, s végül a robbanás után keletkezett maradvány kölcsönhatásba lép a csillagközi anyaggal. Mindezen eseményeket az alábbiakban részletesen ismertetem.

#### Nagy tömegű szülőobjektumok

Magkollapszus útján felrobbanó szupernóva olyan csillag végállapotaként alakulhat ki, melynek kezdeti tömege  $M > 8 M_{\odot}$ . Épp ezért, hogy ezek robbanási mechanizmusa érthetővé váljon, fontos megismerni a nagy tömegű csillagok fejlődését, vagy legalábbis annak fősorozat (main sequence, MS) utáni szakaszát.

A csillagok fősorozaton töltött ideje a kezdeti tömegük függvénye, amely időt becsülhetjük a nukleáris időskála ismeretében. Ez kiszámítható mint a csillag által egységnyi idő alatt termelt, illetve kisugárzott energia hányadosa. A csillagfejlődésnek ebben a szakaszában csak a magban történik fúziós reakció, ami Bowers & Deeming (1984) szerint a teljes csillagtömeg tized része. Ezért a fősorozaton töltött idő az alábbi formában számolható ki:

$$\tau_{\text{MS}} = 0.1 \cdot \frac{MX\epsilon}{L}, \quad (1.7)$$

ahol  $M$  jelöli a csillag tömegét,  $X$  a hidrogén tömegarányát a csillag teljes tömegéhez mérten,  $\epsilon$  a  $\text{H} \rightarrow \text{He}$  fúzió tömegegységenként vett energiahozamát,  $L$  pedig a teljes luminozitást. Ekkor feltételezve, hogy a nagy kezdeti tömeggel rendelkező csillagok esetén érvényes a tömeg-luminozitás reláció ( $L \sim M^4$ ), valamint a  $\text{H}$  tömegaránya 0.7, az 1.7. egyenletben megjelenő  $\tau_{\text{MS}}$  kifejezhető években is a következőképpen:

$$\tau_{\text{MS}} = \frac{0.07M\epsilon}{L_{\odot}(M/M_{\odot})^4} \approx 10^{10} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-3} \text{ yr}. \quad (1.8)$$

Ebből egyszerűen leolvasható, hogy egy nagyjából  $10 M_{\odot}$  tömegű csillag fősorozati élettartama várhatóan 10 millió év, míg egy  $100 M_{\odot}$  tömegűnek 10 000 év.

Ezután a politrop modell alkalmazásával megmutatható, hogy a csillag magjának fejlődése még az átlagos molekulásúly ( $\mu$ ) folyamatos növekedése ellenére is a  $T_c \sim \rho_c^{1/3}$  relációnak megfelelően történik, ahol  $T_c$  és  $\rho_c$  a centrális hőmérsékletet, illetve nyomást jelöli. A politrop csillagmodellekben ugyanis az állapotegyenlet felírható  $P \sim \rho^{(n+1)/n}$  formában, így a hidrosztatikai egyensúly egyenletének integrálása után, Woosley et al. (2002) nyomán a következő összefüggés adódik:

$$T_c \sim \mu M^{2/3} \rho_c^{1/3}. \quad (1.9)$$

Ennél meredekebb a nemrelativisztikus elektronok elfajulásának határához tartozó reláció, amely szerint  $T_c \sim \rho_c^{2/3}$ . Ez abból származtatható, hogy a nem elfajult és az elfajult állapot közötti határ akkor valósul meg, amikor az egy elektronhoz tartozó termikus energia egyenlő az elektronok Fermi-energiájával:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e m_a^{2/3}} \left( \frac{\rho}{\mu_e} \right)^{2/3} = \frac{3}{2} kT. \quad (1.10)$$

Itt  $m_e$  jelöli egy elektron tömegét,  $m_a$  az atomi tömegegységet,  $\mu_e = \rho/n_e m_a$  pedig az egy elektronra jutó relatív atomtömeget. Az 1.9. és 1.10. egyenletben leírtakból látszik, hogy mivel utóbbi meredekebb, a csillagmag fejlődési útvonala átléphet a degenerációs határon, amelynek következtében az elektronok elfajulhatnak a sűrűség megnövekedésének hatására.

Ez az állapot a Naphoz hasonlóan kis tömegű csillagok esetén még a He fúziójának beindulása előtt megtörténik. Ekkor tehát a hélium elfajult anyagban kezd robbanásszerűen heves fúzióba, amelynek következménye a héliummag felvillanása (core He-flash).

A kezdetben  $M > 8 M_\odot$  tömegű csillagok esetében azonban nem elfajult a mag a He-fúzió beindulásakor, így a csillag stabilan eljut a vasmag állapotáig. Bár a fokozatosan egyre nagyobb tömegű vasmag degenerált állapotú, nem történik meg a kis kezdeti tömegű csillagokkal ellentétben a termonukleáris robbanás, hiszen a vasmag nem képes nehezebb elemekké fuzionálni. Az ilyen objektumok esetében a szupernóva-robbanást a vasmag gravitációs összeomlása váltja ki.

Annak a fő oka, hogy a nagyobb tömegű csillagok fősorozaton töltött élete megrövidül, a neutrínóemisszió. Ez amiatt van, hogy a  $T_c > 10^9$  K központi hőmérséklet elérésekor létrejövő forró, szabad elektronok és a fúziós folyamatok által keltett pozitronok annihilációja következtében egyre több neutrínó-antineutrínó pár keletkezik. Mivel a  $L_\nu \sim 10^{15} L_\odot$  mértékűre növekvő neutrínóemisszió nagy energiavesztést eredményez, a csillagnak az egyensúly megőrzése érdekében növelnie kell a fúziós rátáját. Ezáltal hamar feléli tartalékait, s élettartama jelentősen megrövidül. Míg a héliumégetés időskálája millió éves nagyságrendű, a széné mindössze 1-2 ezer év, az oxigéné 1-2 év, míg a szilícium néhány nap alatt felemésztydik. Ennek következtében egy réteges, hagymahéjhoz hasonlítható szerkezetű csillag alakul ki, amelyben a vascsoport (Mn, Fe, Co, Ni) elemeiből álló magot szilícium-, oxigén-, szén-, majd legkívül hélium-, illetve hidrogénrétegek fogják körül. Ismert tény, hogy a nagy tömegű csillagok különböző tömegvesztési folyamatok által hajlamosak több tömeget veszíteni, mint a kisebb tömegűek, s így módon a robbanás előtt álló szülőcsillag tömege és mérete, a termonukleáris SN-kétől eltérően, igen változatos lehet.

### Az összeomló vasmag

A vasmag összeomlása akkor történik meg, amikor a Si-fúzió során 1-2 hét elteltével kialakuló, degenerált állapotban lévő Fe-mag eléri a Chandrasekhar-határtömeget. Ennek elérése után az egyensúly, amelyet a gravitáció és az elfajult elektrongáz nyomása tart fenn, felborul. Az ekkor jelen lévő magas hőmérséklet miatt a kizárólag hideg anyagra konstans határtömeg a hőmérsékletnek is függvényévé válik az alábbi módon:

$$M_{\text{Ch}} = \frac{5.83}{\mu_e^2} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{\pi k T}{E_F} \right)^2 \right]. \quad (1.11)$$

Itt  $\mu_e$  az egy elektronra jutó relatív atomtömeg,  $E_F$  pedig a relativisztikusan elfajult elektronok Fermi-energiája, melynek értéke  $E_F \sim n_e^{1/3} \sim \rho^{1/3}$ . A Woosley et al. (2002) által írt cikkben közölt modellek szerint egy  $25 M_\odot$  tömegű csillag határtömege  $M_{\text{Ch}}(\text{Fe}) \approx 1,79 M_\odot$ , míg egy  $15 M_\odot$ -ű  $M_{\text{Ch}}(\text{Fe}) \approx 1,34 M_\odot$ . Mivel a központ hőmérséklete ( $T > 10^9$  K) és sűrűsége ( $\rho \sim 10^{10}$  g cm<sup>-3</sup>) is rendkívül magas, a mag anyaga rövid időn belül instabillá válik. Ekkor ugyanis a magban kétféle folyamat együttes hatása csökkenti a stabilitást. Egyrészt a vas fotodezintegrációja, tehát a vasmagok lebontása  $\alpha$ -részecskékké nagy energiájú  $\gamma$ -fotonok által, amely endoterm folyamat lévén az elnyelt fotonok által energiát szív el a környezettől. Másrészt közrejátsszik a vas atommagok

elektronbefogása, amelynek hatására a mag neutronokban gazdagabbá válik, illetve az ugrásszerűen csökkenő mennyiségű elektron a degenerált gáz nyomásának radiális csökkenését eredményezi. Ennek következtében a mag elveszti stabilitását, s a másodperc törtrésze alatt összeomlik a szabadesési időskálán:

$$\tau_{\text{ff}} \approx (G\rho_c)^{-1/2}. \quad (1.12)$$

(Ha a központi sűrűséget  $\rho_c \sim 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$ -nek feltételezzük, a kollapszus 0.2 s alatt megtörténik. Amikor az összehúzó és egyre sűrűsödő mag eléri a  $\rho \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  értéket, meghatározóvá válik a neutronizáció, vagyis inverz  $\beta$ -bomlás:

$$p^+ + e^- \rightarrow n^0 + \nu_e. \quad (1.13)$$

Ennek eredményeként a keletkező elfajult neutronok nyomásának hatására megáll az összeomlás, és hirtelen felkeményedik a csillagmag. Ezen a burok fentről behulló anyaga hirtelen megáll, majd visszapattanva létrehoz egy kifelé terjedő lökéshullámot. Ekkor történik meg a szupernóva-robbanás, s a csillagburok anyagának jelentős része ledobódik. Ennek fizikai mechanizmusa napjainkig vitatott kérdés: Burrows (2013) szerint például a lökéshullám a forró, mágnesezett neutroncsillag energiája, vagy a neutrínók elnyelődése által képes a burok anyagának jó részét ledobni, míg Couch et al. (2015) radiatív hidrodinamikai szimulációk által igyekszik modellezni a megfigyeléseket, amelyekben a robbanás kialakulását a burok aszimmetrikus szerkezete segíti elő.

### A lökéshullám megjelenése

A szupernóva-fejlődés következő fontos állomása a lökéshullám megjelenésének pillanata (shock breakout, SB). Ez akkor történik meg, amikor a neutroncsillag felkeményedett felszínéről visszapattanó csillagburok által keltett lökéshullám eléri a csillag felszínét. Eleinte olyannyira sűrű közeg jön létre, hogy még a neutrínók is képesek elnyelődni benne, ezáltal hozzájárulva a lökéshullám kifelé terjedéséhez. Az SB pillanatában az objektum detektálhatóvá válik a röntgenhullámhosszakon, ekkor ugyanis a hullámfront  $T > 10^6 \text{ K}$ -es hőmérsékletre fűti fel a burok anyagát, ami ezáltal röntgensugárzást bocsát ki. A lökésfront felbukkanása azonban csak a kollapszust követő, néhány napos sötét fázis után figyelhető meg, hiszen a burok nagy sűrűségű, ionizált anyaga a keletkező fotonok szóródását segíti elő, aminek következtében azok lassú diffúzióval tudnak csak a felszínre jutni.

Annak a feltétele, hogy a lökésfrontból eredő fotonok meg tudják előzni a lökésfront mozgását, az, hogy a hullám terjedését jellemző advekciós időskála ( $\tau_a$ ) hosszabb legyen a fotonok diffúziós időskálájánál ( $\tau_d$ ). Ezek felírhatóak a következőképpen:

$$\tau_a = \frac{\Delta R_s}{v_s} \quad \text{és} \quad \tau_d = \frac{\Delta R_s^2}{lc} = \frac{\Delta R_s^2 \kappa \rho}{c}. \quad (1.14)$$

Itt  $\Delta R_s$  jelöli a lökésfront vastagságát,  $v_s$  a terjedési sebességét,  $l$  pedig a közepes szabad úthosszat, amit felírhatunk az opacitás és a sűrűség ismeretében  $l = 1/\kappa\rho$  formában is. Ekkor ha bevezetjük az optikai mélység fogalmát, miszerint

$$\tau = \kappa\rho\Delta R_s, \quad (1.15)$$

az 1.14. egyenletbe behelyettesítve, és felhasználva, hogy  $\tau_a > \tau_d$ , a lökéshullám felbukkanásának feltételére a következő adódik:

$$\tau < \frac{c}{v_s}. \quad (1.16)$$

A lökéshullám mozgása analitikusan is leírható feltételezve, hogy egy  $R$  sugarú és  $M$  tömegű, homogén sűrűségeloszlású gömb belsejében megtörténik egy  $E$  energiájú robbanás. Ez a Sedov-féle megoldás (pl. Landau & Lifshitz, 1980), amelynek alakja az alábbi formában írható fel:

$$r = \xi_0 \left( \frac{E}{\rho} \right)^{1/5} \cdot t^{2/5}, \quad (1.17)$$

ahol  $\xi_0$  egy egységnyi nagyságrendű, dimenzió nélküli paramétert jelöl. Ha ebből kifejezzük az SB idejét, amikor is  $r = R$ :

$$t_{\text{SB}} = R \cdot \sqrt{\frac{3}{4\pi} \frac{M}{E}} \quad (1.18)$$

jön ki. A fenti formula segítségével egy  $12 M_{\odot}$  tömegű és  $1000 R_{\odot}$  sugarú vörös óriáscsillag  $E \sim 10^{51}$  erg energiefelszabadulással járó robbanásakor  $t_{\text{SB}}$  értékére 2 nap adódik.

### Fotoszférikus fázis

A lökéshullám felbukkanását követő néhány nap múlva a forró, nagy sebességű burok homológ tágulásba kezd az 1.4. képletnek megfelelően, amely szerint a központtól távolabbi rétegek gyorsabban tágulnak a közelebbieknél. A kezdeti időszakban a ledobott anyag a nagy sűrűség és optikai vastagság miatt átlátszatlan. Az opacitást ekkor az ionizált plazma szabad elektronjain megfigyelhető Thompson-szórás dominálja, vagyis  $\kappa \approx \kappa_T$ . Ez H-, illetve He-gazdag szupernóvában a  $\kappa_T = 0.2(1 + X)$  formula segítségével közelíthető, ahol  $X$  a hidrogén tömegszázalékát jelöli. Mivel ekkor a SN spektruma egy csillagéhoz hasonlítható, ezt a szakaszt a fotoszférikus fázis névvel illetik. Ezért a csillaglégkörök esetén használatos leíráshoz hasonlóképp adható meg a fotoszféra  $r_{\text{ph}} < R$  sugara:

$$\tau = \kappa_T \int_R^{r_{\text{ph}}} \rho dr = \frac{2}{3}, \quad (1.19)$$

ahol  $\tau$  a burok optikai mélysége. Ebben a szakaszban az energia a központ és a felszín között sugárzási diffúzióval terjed, ám mivel ez esetben figyelembe veendő az adiabatikus tágulás okozta energiaveszteség is, az itt lejátszódó folyamat nem lesz teljesen analóg a statikus csillaglégkörökben megszokott energiatranszporttal. Ezt az Arnett (1980) által kidolgozott modell írja le analitikusan, amelyben jól látszik, hogy alapvetően kétféle folyamat kombinációja határozza meg a SN luminozitásának időfüggését. Az első a tágulási vagy expanziós időskála, amely a következőképpen definiálható:

$$\tau_h = R_0 / v_{\text{exp}}, \quad (1.20)$$

$R_0$  a szupernóva sugara a robbanás pillanatában ( $t = 0$ -kor),  $v_{\text{exp}}$  pedig a legkülső réteg tágulási sebessége. A másik fontos mennyiség a fotondiffúziós időskála, ami

$$\tau_d = \kappa M_{\text{ej}} / \beta c R_0 \quad (1.21)$$

alakban írható fel, ahol  $M_{\text{ej}}$  a ledobódó burok tömege,  $\kappa$  a konstansnak feltételezett opacitás, míg  $\beta \approx 13.8$  a burok sűrűségprofiljához kapcsolható numerikus paraméter. Az 1.20. és 1.21. egyenletekben leírt időskálák mértani közepe adja meg a fénygörbe karakterisztikus idejének jellemzésére használt időskálát, amelyet fénygörbe-

időskálának, vagy effektív diffúziós időskálának is szokás nevezni:

$$\tau_{lc} = \sqrt{2\tau_h\tau_d} = \left( \frac{2\kappa M_{ej}}{\beta c v_{exp}} \right)^{1/2}. \quad (1.22)$$

Ha a szupernóva  $R_0$  kezdeti sugara és  $E_{th}(0)$  kezdeti termikus energiája nagy, kimutatható, hogy a fényesség időbeli változása leírható az alábbi formában:

$$L_E(t) = \frac{E_{th}(0)}{\tau_d} \cdot \exp\left[-\frac{t}{\tau_d} - \frac{t^2}{\tau_{lc}^2}\right]. \quad (1.23)$$

Észrevehető, hogy amennyiben exponensben a második tag a domináns, annak ideje, hogy a kezdeti luminozitás  $e$ -ad részére csökkenjen, éppen  $\tau_{lc}$ -vel lesz egyenlő, ami megegyezik a fénygörbe plató (konstans fényességű) szakaszának hosszával. Ekkor az Arnett-modell alapfeltevéseinek (Arnett, 1982; Chatzopoulos et al., 2012) segítségével kiszámítható a kinetikus energia. Ekkor homológ tágulást és konstans sűrűséget ( $\rho_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{M}{R^3}$ ) feltételezünk, illetve alkalmazzuk a folyó tömeg kontinuitási egyenletből származtatható definícióját ( $dm(r) = 4\pi r^2 \rho_0(r) dr$ ). Ezek felhasználásával tehát a kinetikus energia felírható a következő gondolatmenettel:

$$E_{kin} = \int_0^M \frac{dm(r)}{2} v_{exp}^2(r) = \frac{1}{2} \int_0^R 4\pi r^2 \rho_0 \left( \frac{v_{max}}{R} r \right)^2 dr = \frac{4\pi v_{max}^2 \rho_0}{2 R^2} \int_0^R r^4 dr = 0.3 M_{ej} v_{exp}^2. \quad (1.24)$$

A kinetikus energia ismeretében ekkor kiszámítható a platófázis időtartama

$$\tau_{lc} \approx \frac{1,05}{\sqrt{\beta c}} \left( \frac{\kappa^2 M_{ej}^3}{E_{kin}} \right)^{1/4} \quad (1.25)$$

formában. Ez azonban egy egyszerűsített képet mutat: megfigyelési tapasztalatokból származtatható ugyanis, hogy plató csak hidrogénben gazdag SN-kban fordul elő, illetve arra is fény derült, hogy a nagyjából 100 napon át tartó konstans fényességű szakaszt a hidrogén rekombinációja okozza, s a plató végét az jelenti, amikor az összes H rekombinálódott. Az ezt is figyelembe vevő numerikus modellt Arnett & Fu (1989) dolgozta ki.

Az 1.23. egyenlet azonban kisebb tömegű, illetőleg kevesebb hidrogént tartalmazó objektumok esetén nem tudja jól visszaadni a megfigyelt fénygörbét, ugyanis ezekben az esetekben a kezdeti energiát hamar feléli az adiabatikus tágulás, valamint a lökéshullám sem tud elegendő hőenergiát átadni a buroknak. Ennek ellenére a SN hosszú hónapokon keresztül látható, aminek oka egy másik fűtési mechanizmusban keresendő: a robbanás során keletkező radioaktív  $^{56}\text{Ni}$  és az annak bomlásából származó  $^{56}\text{Co}$  további bomlásában. Ennek időfüggése megadható az Ia SN-k maximális fényességére felírt 1.6. egyenlethez hasonló formában:

$$L_{in} = L_0 \cdot f(t) = M_{Ni}(0) \left[ \epsilon_{Ni} e^{-t/\lambda_{Ni}} + \epsilon_{Co} \left( e^{-t/\lambda_{Co}} - e^{-t/\lambda_{Ni}} \right) \right], \quad (1.26)$$

ahol  $M_{Ni}(0)$  a robbanásban létrejövő  $^{56}\text{Ni}$  kezdeti tömege,  $\epsilon_{Ni} = 3.97 \cdot 10^{10} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$  a nikkelt bomlás egységnyi tömegre vonatkoztatott energiatermelési rátája,  $\epsilon_{Co} = 7.26 \cdot 10^9 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$  a Co-bomlásra jellemző energiátényező,  $\lambda_{Ni} = 8.8 \text{ nap}^{-1}$  a Ni-bomlás,  $\lambda_{Co} = 111.3 \text{ nap}^{-1}$  pedig a Co-bomlás időállandója. A homológ módon táguló SN-burok luminozitásának időfüggése megadható a termodinamika első főtételenek és az 1.26. egyenletnek

a segítségével (Chatzopoulos et al., 2012):

$$L(t) = \frac{2L_0}{\tau_{lc}} e^{-\left(\frac{t}{\tau_{lc}}\right)^2 - \frac{t}{\tau_d}} \int_0^t f(t') e^{\frac{t'^2}{\tau_{lc}} + \frac{t'}{\tau_d}} \cdot \left[ \frac{t'}{\tau_{lc}} + \frac{\tau_h}{\tau_{lc}} \right] dt' + L_E(t). \quad (1.27)$$

Itt  $L_E(t)$  az 1.23. egyenletben is szereplő luminozitást jelöli, amely a lökéshullám felfűtötte burok hőenergiájának kisugárzásából származtatható.

Mivel a kompakt, hidrogénszegény objektumok robbanása esetén az  $R_0$  elhanyagolhatóan kicsi, igaz lesz, hogy  $\tau_d \gg \tau_{lc}$ , ami miatt az 1.27. képlet  $L_E(t)$ -s tagja elhanyagolhatóvá válik a másik taghoz képest. Kezdetben a radioaktív fűtés okozta luminozitás növekszik, hiszen a betáplált energia meghaladja az adiabatikus tágulás, valamint a sugárzási diffúzió által okozott energiaveszteséget. Ezután az úgynevezett Arnett-szabály (Arnett, 1982) szerint a csúcspont elérésekor egymással egyenlővé válik az energiaveszteség és -bevitel, amelynek időská-lája ugyancsak megfeleltethető a korábban bemutatott  $\tau_{lc} = \sqrt{2\tau_h\tau_d}$ -nek. Ekkor  $\tau_{lc}$  nem a konstans fényességű fázisra, hanem a maximumig tartó felfényesedés idejére utal.

Mivel ebben az időszakban a SN légköre erősen ionizált gázt tartalmaz, a burok külső, kisebb sűrűségű részein (ahol a fotoszféra található) jelentősebbé válik a szabad elektronokon történő Thompson-szórás a valódi abszorpciónál ( $\kappa_T \gg \kappa_a$ ). Ezzel együtt azonban, mivel az elektronok szórása alapvetően nem változtatja meg a fotonok spektrális eloszlását, a fotoszférából kijutó sugárzás feketetest-kontinuum lesz, melynek hőmérséklete azon réteg hőmérsékletét mutatja, ahol a termikus fotonok keletkeznek (vagyis a termalizációs réteget). Ennek optikai mélysége Eastman et al. (1996) nyomán

$$\tau_{thm} \sim \sqrt{\frac{\kappa_T + \kappa_a}{3\kappa_a}}. \quad (1.28)$$

Mivel a fotoszféra magasabban van ennél a termalizációs rétegnél, a fotoszférából kijutó fluxus a következőképpen írható fel:

$$f_{ph} = \zeta^2 \pi B_\nu(T) \approx \frac{\pi B_\nu(T)}{\tau_{thm}}. \quad (1.29)$$

Ekkor  $B_\nu(T)$  a Planck-függvény,  $\zeta$  az elektronszórás és esetleges más effektusok (lásd pl. Eastman et al., 1996; Dessart & Hillier, 2005) miatt fellépő korrekciós faktor, amely különösen jelentős a vastag hidrogénburokkal körülvett SN-k esetén.

Ebben a fázisban a spektrumban megfigyelhetők a kontinuumra rakódott jellegzetes, P Cygni típusú spektrumvonalak is, amelyekről részletesebben szólok a 2.3. fejezetben.

### Nebuláris fázis

Az I-es típusú SN-k esetén nagyjából 1 hónappal, a II-eseknél pedig 100 nappal a robbanás után a SN fejlődése a fotoszféricusból a nebuláris szakaszba lép át. Az ekkorra kiterjedt és jelentősen megritkult SN-maradvány a nagyon kicsi, legbelső mag kivételével átlátszóvá válik a látható tartománybeli fotonok számára, amelynek következtében lehetségessé válik egy egykori csillag sajátosságainak és kémiai összetételének vizsgálata.

Ebben a fázisban mind a fénygörbe, mind a spektrum jelentősen megváltozik a fotoszféricus szakaszhoz képest.

A fényességváltozást leginkább meghatározza ekkor a  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  bomlásból származó energiatermelés, hiszen ekkorra a 6.1 napos felezési idejű  $^{56}\text{Ni}$  nagy része már kobalttá alakult. A Co bomlása azonban a Ni-énél sokkal bonyolultabb módon zajlik (Nadyozhin, 1994). A főágon, amely az esetek 81%-ában valósul meg, a kobalt

vassá alakul a K-héjról történő elektronbefogás által, míg a 19%-os valószínűséggel bekövetkező mellékágon a vassá alakulás pozitron kibocsátását eredményező  $\beta^+$ -bomlással történik. Mivel neutrínók mindkét esetben jelen vannak, általuk a teljes bomlási energiának nagyjából 18%-a elvész, a többi pedig pozitronok vagy  $\gamma$ -sugárzás formájában szabadul fel.

A fénygörbe fejlődését a nebuláris szakaszban tehát nagyban befolyásolja a  $\gamma$ -fotonok elnyelődése és termalizálódása, s ilyen módon a  $\tau_\gamma$  optikai mélység is:

$$\tau_\gamma = \int_0^R \kappa_\gamma \rho dr. \quad (1.30)$$

Az integrálást elvégezve az időfüggésre  $\tau_\gamma(t) \sim t^{-2}$  jön ki, ugyanis  $R \sim v_{\text{exp}} t$  és  $\rho \sim M/R^3 \sim M v_{\text{exp}}^{-3} t^{-3}$ , illetve  $\kappa_\gamma \approx 0.027 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  értékkel közelíthető. Ezt kifejezendő, az 1.27. egyenlet kiegészül egy  $1 - e^{-\tau_\gamma}$  taggal is, amely megmutatja a  $\gamma$ -fotonok elnyelődésének mértékét. Ekkor tehát a luminozitás időfüggése az alábbi formát ölti:

$$L(t) = L_{\text{rad}}(t) \times \left(1 - e^{-(T_0/t)^2}\right). \quad (1.31)$$

$L_{\text{rad}}(t)$  jelöli a radioaktív bomlásból eredő teljes luminozitást (feltételezve, hogy az elnyelődés teljes),  $T_0$  pedig az optikai mélység időfüggetlen tényezőjét, melynek alakja Clocchiatti & Wheeler (1997) szerint:

$$T_0 = \sqrt{\frac{C \kappa_\gamma M^2}{E_{\text{kin}}}}, \quad (1.32)$$

ahol  $M$  a tömeg,  $E_{\text{kin}}$  pedig a kinetikus energia. A hidrogén-gazdag SN-k esetében a nagy ledobott tömeg miatt a  $\gamma$ -fotonok közel 100%-os elnyelődést mutatnak ebben a fázisban, míg a hidrogénben szegényebbeknél jelentős lehet a  $\gamma$ -szivárgás, ami miatt a  $T_0$  kisebb értékeket vesz fel.

A spektrum a nebuláris fázisban jelen lévő részben ionizált, átlátszó gázfelhő miatt emissziós vonalakat mutat, amelyeknek erősségéből kiszámolható a világító anyag mennyisége. Például Szalai et al. (2011) nyomán felírható egy adott átmenet legfelső szintjének teljes betöltöttsége optikailag vékony vonalakat keltő anyagfelhő esetén:

$$N_u = 4\pi D^2 \left(\frac{\lambda}{hc}\right) \frac{F}{A_{\text{ul}}}. \quad (1.33)$$

Itt  $D$  a szupernóva megfigyelőtől vett távolsága,  $F$  a vonal integrált fluxusa,  $A_{\text{ul}}$  pedig az Einstein-koefficiens, ami az adott vonalat jellemző spontán emisszió átmeneti valószínűsége. Ezen összefüggés, valamint a Boltzmann- és Saha-egyenlet segítségével meghatározható egy adott ion tömege a szupernóva maradványában. Ezt a módszert alkalmaztam a dolgozatom tárgyát képező SN 2010kd és az SN 2019neq szuperfényes szupernóvák esetén is, amelyek vizsgálatát részletesen a 3.3. fejezetben ismertetem.

A II-es típusú szupernóvák esetében fontos megemlíteni a nebuláris szakaszban bekövetkező porkondenzációt, ami többféle megfigyelési bizonyítékkal is alátámasztható: ilyen például a kontinuumpolarizáció erősödése a látható tartományban, a kontinuumemissziós többszűrés sugárzás jelenléte, s ezzel együtt az emissziós vonalak kék oldalánál megjelenő abszorpció közeli- és közép- IR hullámhosszakon.

A por hideg komponensének jelenlétét először Indebetouw et al. (2014) mutatta ki mm-es és szubmm-es tartományban, az ALMA interferométer segítségével, míg meleg komponensét pl. Szalai & Vinkó (2012) vizsgálta 12 II-P típusú SN esetén. Szalai et al. (2019b) a Spitzer űrtávcső teljes archívumának feldolgozásával 119 SN-ra terjesztette ki az analízist, néhány esetben szignifikáns mennyiségű meleg port detektálva.

### Az SN-CSM kölcsönhatás

Mint az korábban, a nagy tömegű csillagok fejlődésének bemutatásánál világossá vált, a nagy kezdeti tömegű csillagok a fejlődésük során jelentős tömegvesztésen mennek keresztül, leginkább csillagszél formájában. Ekkor az objektumról távozó anyag csillagközi anyag (circumstellar matter, CSM) formájában annak közelében marad, ezzel lehetővé téve, hogy a robbanás ne légüres térbe, hanem ebbe a sűrűbb, CSM felhőbe történjen. Ekkor tehát a szupernóva kölcsönhat a csillagközi anyaggal, amely kölcsönhatás a SN-nak mind a színeképén, mind a fénygörbéjén megfigyelhető.

A csillagszél robbanás előtti sebességének ismeretében kiszámolható a csillagközi anyag sűrűsége a szülő-csillag középpontjától mért  $r$  távolságban:

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \left( \frac{\dot{M}}{w} \right), \quad (1.34)$$

ahol  $\dot{M}$  a tömegvesztési ráta,  $w$  pedig a csillagszél sebessége. Az  $\dot{M}/w$  hányadost állandónak feltételezve a CSM sűrűségprofilja a  $\rho(r) \sim r^{-2}$  alakot ölti, emiatt a szupernóva maradványa létrehoz egy jellegzetes struktúrájú lökeshullámot (pl. Chevalier & Fransson, 2003). A kölcsönhatás hidrodinamikai szimulációi után a legelterjedtebb elmélet szerint a SN-burok egy, a csillagközi felhőben kifelé terjedő fejhullámot (forward shock, FS) hoz létre. Mindeközben egy, a burok belseje felé terjedő, úgynevezett visszalökődő hullám (reverse shock, RS) is létrejön annak következményeként, hogy a CSM visszahat a SN-burokra. A két hullámfront között helyezkedik el a kontakt diszkontinuitás (contact discontinuity, CD) nevű határfelület, ahol ugrást szenvednek a termodinamikai mennyiségek.

Egy kis idő (néhány nap/hét) után a szupernóva-maradvány, valamint a lökésfront megnövekszik, így a maradvány méreteihez képest elhanyagolhatóvá válik az FS és RS közötti távolság. Ez esetben  $\rho \sim r^{-2}$  sűrűségeloszlású CSM-et feltételezve a lökeshullám átlagos méretének időtől való függését a Chevalier & Fransson (2003) által közölt formula írja le:

$$R_s = \left[ \frac{8\pi\rho_0 t_{\text{kh}}^3 v_0^n w}{(n-4)(n-3)\dot{M}} \right]^{\frac{1}{n-2}} \times t^{\frac{n-3}{n-2}}. \quad (1.35)$$

Ez esetben  $\rho_0$  a szupernóva-maradvány belső részének konstans sűrűsége,  $t_{\text{kh}}$  a robbanás után a kölcsönhatás kezdetéig eltelt idő,  $v_0$  a maradvány tágulási sebessége, s alapfeltevés, hogy a maradvány külső részének sűrűségprofilja  $\rho \sim r^{-n}$  alakú.

Mivel az FS és RS is sugároz, hozzájárulnak a szupernóva teljes luminozitásához. Az FS-hez tartozó komponens ( $L_{\text{for}}$ ) viszonylag kis intenzitású és magas hőmérsékletű annak következtében, hogy a SN-burok sűrűségét jóval alulmúlja a CSM-é. Az RS-hez tartozó ( $L_{\text{rev}}$ ) ezzel ellentétben sokkal intenzívebb, így leginkább ez figyelhető meg. Alakja leírható Chevalier & Fransson (2003) formulájának segítségével:

$$L_{\text{rev}} = \frac{(n-3)(n-4)}{4(n-2)^3} \left( \frac{\dot{M}}{w} \right) v_{\text{exp}}^3, \quad (1.36)$$

ahol  $v_{\text{exp}}$  a RS-nál elhelyezkedő burok maximális tágulási sebessége. Amennyiben az SN nagyon erős kölcsönhatásba kerül a CSM-mel,  $L_{\text{rev}}$  értéke akár az SN saját luminozitását is meghaladhatja.

Az SN-CSM kölcsönhatás a spektrumban is megjelenik, jellegzetes emissziós vonalak formájában. Ezek a CSM rekombinációja miatt jönnek létre, amelyet előzőleg a FS fűtött fel, és ionizált. A CSM anyagától függ a

rekombináció időtartama, így a lassabb fejlődésű SN-knál akár évekig is megfigyelhető optikai utófénylés.

Előfordulhat az is, hogy a CSM-mel történő kölcsönhatása csak évekkel később történik meg. Ennek valószínűsített oka, hogy a robbanás előtt valamennyi idővel megszűntek a tömegvesztési folyamatok, így a csillagkörüli anyag a szülőcsillagtól a robbanás pillanatában távolabb helyezkedett el. Ennek klasszikus példája az SN 1987A körül elhelyezkedő csillagkörüli gyűrű felfénylése (Fransson et al., 2015), illetve az SN 2001em robbanás után 3 évvel megjelenő  $H\alpha$  emissziója (Soderberg, 2014).

### A kollapszár SN-k empirikus alapon meghatározott típusai

Az Ia típusú SN-khoz hasonlóan a kollapszároknak is a megfigyelt fénygörbe, illetve spektrum jellemzői alapján történő osztályozása a legnépszerűbb. Az alábbi felsorolásban röviden ismertetem a kollapszárok empirikus altípusait (Branch & Wheeler, 2017) alapján.

1. **Ib:** H-t nem tartalmazó spektruma miatt az I-es típusú SN-k közé sorolható, ugyanis nagy valószínűséggel a csillag a felrobbanása előtt elveszíti a teljes külső hidrogénburkát. Színképében megtalálhatóak azonban a He I erőteljes vonalai. Fénygörbét tekintve a normál Ia SN-knál gyorsabb kezdeti felfényesedéssel jellemezhető.
2. **Ibn:** A rendkívül változatos Ib csoport pekuliáris alosztálya, amelynek spektrumát keskeny, He-emissziós vonalak jellemzik. Ezekre utal az n, mint narrow jelző, s létrejöttükért a sűrű CSM-mel való kölcsönhatás felelős. Ilyenkor ugyanis a megfigyelő számára a SN fotoszférája hosszú ideig a CSM felhőben van, ezért maga a szupernóva-maradvány nem látható. Megjegyzendő, hogy az Ibn típusú SN fejlődése lassabb azokénál, ahol nincs kölcsönhatás, és akár 10 évvel a robbanás után is megfigyelhető.
3. **Ic:** Az előbb említettekhez hasonlóan hidrogénszegény objektum robbanásából származik, ez azonban nem egy szén-oxigén fehér törpe, hanem egy korábban nagy tömegű ( $8-10 M_{\odot}$ ) csillag, amely erős csillagszél által lefújta magáról külső H-, illetve He-burkait, belseje viszont megőrizte "hagymahéj" szerkezetét (Nomoto et al., 1995). Spektruma a maximum előtt hasonlít az Ia SN-kéra, későbbi fejlődési szakaszaiban azonban elkülöníthető tőlük. Gyenge Si II, erős Fe II, valamint O I és Ca II vonalakat tartalmaz, s ide tartoznak a jelentős mennyiségű átmeneti fémet (Si II, Ca II) tartalmazó, illetve a C/O dominálta objektumok is.
4. **BL - Ic:** Az Ic típusú SN-k pekuliáris altípusa, nevét a vonalak extrém kiszélesedéséről kapta (broad line, BL). Míg a normális SN-k esetén  $2-3000 \text{ km s}^{-1}$ -os kiszélesedés a jellemző, a BL-Ic csoport tagjainál gyakran eléri a  $30000-50000 \text{ km s}^{-1}$ -os értéket. A jelenleg legelfogadottabb hipotézis szerint a széles vonalak oka, hogy a jet-szerű robbanást követően a táguló, aszimmetrikus maradvány tengelye éppen a látóirányba mutat. Többször is előfordult, hogy ilyen típusú SN-t figyeltek meg nem sokkal korábban észlelt, hosszú ideig tartó gamma-kitörésekkel együtt, ami a két jelenség közti ok-okozati kapcsolatra utal.
5. **II-P:** Spektruma alapján a II-es típusú SN-khez sorolható, s csillagelődje tipikusan egy  $8-25 M_{\odot}$  tömegű vörös vagy narancssárga óriás (pl. Grassberg et al., 1971; Grassberg & Nadyozhin, 1976; Moriya et al., 2011). Ez esetben a színképben megfigyelhetőek a H erőteljes Balmer-vonalai, ezenkívül gyenge He I, és egyre erősödő Fe II, valamint Ca II. A P jelző a fénygörbén megfigyelhető, nagyjából 100 napig kiterjedő konstans fényességű szakaszra, a platóra utal, amelynek végén a fényesség gyorsan lecseng. Ez a leggyakrabban észlelt típus a kollapszár SN-kon belül (Smith et al., 2011a; Arcavi et al., 2010).

6. **II-L:** Színképét tekintve hasonlónak mondható a II-P-khez, fénygörbéjén azonban nem látható plató szakasz, hanem a csúcstól kezdve fényessége a magnitúdóskálán nézve lineárisan csökken. Érdekes megfigyelési tapasztalat, hogy felfedeztek a II-P és a II-L típus közötti átmenethez tartozó objektumokat is (pl. SN 2013ej; Dhungana et al., 2016), amelynek nem teljesen vízszintes a platója, ugyanakkor a görbe meredeksége nem éri el a II-L-ekre jellemzőt. Ez arra utalhat, hogy a két típus között az átmenet folytonos, így lényegében nem feltétlenül különíthetők el egymástól.
7. **IIb:** Spektruma kezdetben erős, később egyre gyengülő H-vonalakat tartalmaz, a He vonalai viszont folyamatosan erősödnek. Ez a csoport valójában átmenet a II-P és az Ib típus között, ugyanis a fénygörbe először az előbbi, később az utóbbi típus jellegzetességeit hordozza. A H-vonalak folyamatos gyengülése valószínűleg arra utal, hogy a robbanás előtt a csillag majdnem az egész külső H-burkát elveszítette. A nagy mértékű tömegvesztést okozhatja egy társ csillag jelenléte (Eldridge et al., 2008; Smartt, 2009), de az is lehetséges, hogy a csillagelőd Wolf–Rayet-típusú vagy szuperóriás csillag (Gal-Yam et al., 2014).
8. **II<sub>n</sub>:** Színképe erős kék kontinuumot és, mint ahogy nevének n (narrow) jelzője is mutatja, keskeny, Lorenz-profilú H emissziós vonalakat mutat a CSM-mel történő kölcsönhatás következményeként.

### 1.3. A szupernóvák fénygörbéje

A szupernóva-robbanások fénygörbéjét, vagyis a fényességnek az idő függvényében történő változását az Arnett által megalkotott sugárzási diffúziós modell (Arnett 1980, 1982), valamint az azt tovább fejlesztő Arnett–Fu -modell (Arnett & Fu, 1989) írja le analitikusan.

Mivel a kialakuló fénykörbe alakját erőteljesen meghatározzák a szülőcsillag fizikai tulajdonságai, valamint a robbanási paraméterek, a görbét analitikusan csak korlátozott módon, közelítések, illetve alapfeltevések megtételével írhatjuk le. Az Arnett-modellben ilyen alapfeltevés a maradvány, illetve a kialakuló lökéshullám gömbszimmetriája, és ennek következtében a tágulás homológ módja, valamint az, hogy az opacitás a Thompson-szórásból származik, s a radioaktív bomlás szerepét elhanyagolhatjuk.

Ekkor a fénygörbének három szakaszát különböztetjük meg. Az első fázisban a szupernóva burka optikailag vastag (erre jól alkalmazható az Arnett-féle modell), a másodikban az  $^{56}\text{Co}$  és az  $^{56}\text{Ni}$  radioaktív bomlásából származó sugárzás a domináns, végül a harmadikban, miután az objektum felélte  $^{56}\text{Ni}$ -tartalmát, kizárólag a  $^{56}\text{Co}$  bomlása játszik szerepet.

Arnett (1980) modellje a termodinamika I. főtételének felhasználásával írja le a táguló burok energiamérlegének időbeli változását, ami tömegegységre vonatkoztatva felírható a következőképp:

$$\frac{dE}{dt} + P \cdot \frac{dV}{dt} = \epsilon - \frac{\partial L}{\partial m}, \quad (1.37)$$

ahol  $E$  a tömegegységre vonatkoztatott belső energia,  $P$  a nyomás,  $V = 1/\rho$  a fajlagos térfogat,  $\epsilon$  az egységnyi tömegre jutó energiatermelési ráta,  $L$  pedig a luminozítás. Az energia sugárzással történő terjedése esetén a nyomás felírható  $P = P_{\text{rad}} = aT^4/3$  alakban, ahol  $a = 4\sigma/3c$  a sugárzási konstans,  $\sigma$  a Stefan–Boltzmann-állandó,  $c$  a fénysebesség,  $T$  pedig a hőmérséklet. Ekkor a radiatív fluxus a következőképpen alakul:

$$F_{\text{rad}} = -\frac{c}{\kappa\rho} \frac{dP_{\text{rad}}}{dr}. \quad (1.38)$$

Itt  $\kappa$  jelöli az abszorpciós koefficiens,  $\rho$  pedig a tömegsűrűséget. Ebből származtatható a luminozítás:

$$L = -4\pi r^2 \frac{c}{3\kappa\rho} \frac{daT^4}{dr}. \quad (1.39)$$

Az egyenlet megoldásával Arnett (1980) állt elő, aki az 1.22. egyenletben foglalt fénygörbe-időskála ( $\tau_{lc}$ ) definiálása után megalkotta a luminozítás időbeli változását leíró formulát (lásd: 1.23. egyenlet).

Az 1.23. egyenlet szerint tehát a luminozítás időbeli lefutása Gauss-görbe alakú. Ez a közelítés jól magyarázza a szupernóva-fénygörbék korai szakaszát, amikor a lökéshullám által felfűtött burok hűlése domináns, azonban nem veszi figyelembe a későbbi, illetve a nebuláris fázisban meghatározóvá váló radioaktív bomlást, amelynek során a nikkelt vassá alakul a  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  bomlási sorozatot követve (lásd: 1.2.3. fejezet). A bomlás folyamata során pozitronok és  $\gamma$ -fotonok keletkeznek, amelyek a légkörben elnyelődve felfűtik azt, s az ebből kialakuló termikus fotonok szabadon távoznak a SN-atmoszférából. Ennek megfelelően az optikai mélység az 1.30. egyenlet szerint alakul, a fényesség időbeli változását pedig az alábbi egyenlet írja le (Valenti et al., 2008):

$$L(t) = S_{\text{Ni}} + S_{\text{Co}} + S_{\text{Co},e^+}, \quad (1.40)$$

ahol  $S_{\text{Ni}}$  a nikkelt,  $S_{\text{Co}}$  pedig a kobalt bomlása, végül  $S_{\text{Co},e^+}$  a pozitronok annihilációja során felszabaduló és

termikus sugárzássá alakuló energia. A fényváltozás konkrét időfüggését az 1.6. egyenlet adja meg.

Minthogy a  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$  bomlás rövid (6.1 napos) felezési idejű, a kései fázisban a 77.1 napos felezési idejű  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  átalakulás a meghatározó, ahogy ezt a 1.2.3. fejezetben, a kollapszár SN-k nebuláris fázisbeli fényességváltozásának leírásakor is említettem. Ekkor azoknak az atomoknak a számát, amik még nem bomlottak el, meghatározhatjuk  $N(t) = N_0 e^{-\lambda_{Co} t}$  formában, ahol a  $\lambda_{Co}$ -val jelölt bomlási állandó függ a  $\tau_{1/2}$  felezési időtől:  $\lambda_{Co} = \ln 2 / \tau_{1/2}$ . Ekkor az SN kisugárzott energiája arányos a Co-bomlás sebességével:

$$L \sim dN / dt = \lambda_{Co} N_0 e^{-\lambda_{Co} t}, \quad (1.41)$$

amiből a bolometrikus luminozitás és magnitúdó összefüggésének felhasználásával a fényességváltozás üteme a következő alakba hozható:

$$\frac{dM_{\text{bol}}}{dt} = 0.0868 \cdot \lambda_{Co}. \quad (1.42)$$

Ez a  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  bomlás esetén 0.0098 magnitúdó/napos csökkenést eredményez, ami az esetek nagy részében jó egyezést mutat a megfigyelt fénygörbével.

## 1.4. A szupernóvák színeképe

A szupernóvák spektrumában jellemzően előforduló vonalegyüttes az úgynevezett P Cygni-profil, amit elsőként a P Cygni nevű változócsillag esetén figyeltek meg. Ez vastag, táguló gázfelhővel körülvett objektumok, például SN-k esetében jellemző. Maga a profil két részből áll: egy kékeltolódott abszorpció és egy erősen kiszélesedett emissziós komponensből. Előbbi a fotonok látóirányból való kiszóródása miatt jön létre, s mivel ez a folyamat a megfigyelő és a fotoszféra közti tartományban történik, a profilnak ez a része kékeltolódott lesz. Utóbbit a megfigyelő látóirányába beszoródó fotonoknak tulajdoníthatjuk, amelyek a vonal kiszélesedését eredményezik, hiszen különböző mértékben vörös- és kékeltolódottak.

A P Cygni vonalprofil kialakulásának fizikai leírását a Sobolev-közelítés (Kasen et al., 2002) segítségével tehetjük meg. Ez bonyolult NLTE-feltételezések helyett az alábbi egyszerűsítő feltevésekkel él:

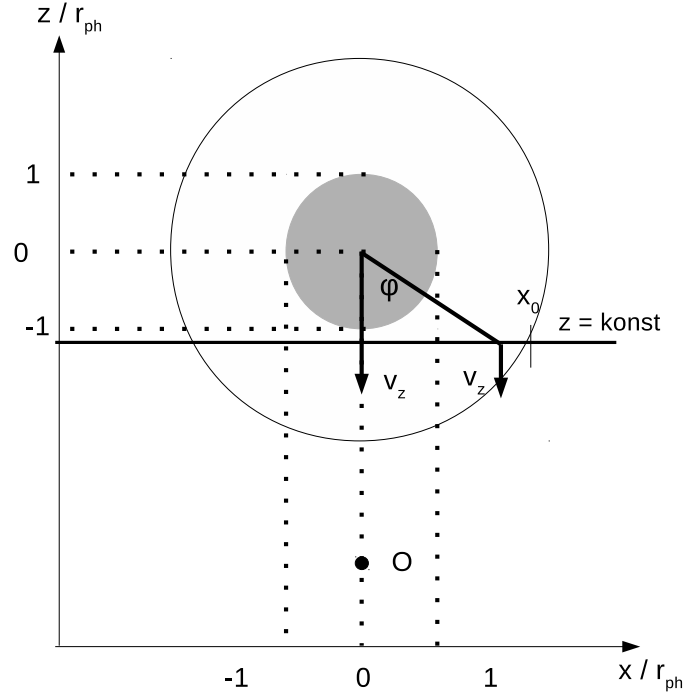
- A szupernóvaburok tágulása homológ módon történik,  $v_{\max}$  maximális tágulási sebességgel.
- A burokban található átlátszatlan fotoszféra  $v_{\text{ph}} < v_{\max}$  tágulási sebességnél helyezkedik el.
- A fotoszféra  $T_{\text{ph}}$  hőmérsékletű feketetest-sugárzást bocsát ki.
- A spektrum vonalai a fotoszféra felett található, félig átlátszó légkörben keletkeznek.
- A vonalak kialakulásáért a rezonáns szórás felel, vagyis a fotonok az elnyelődést követően azonnal más irányba sugárzódnak ki. Az elnyelődés és kisugárzás csak az adott atomi átmenetnek megfelelő frekvencián történhet meg.

Amennyiben a SN légkörében a fent leírt alapfeltevéseknek megfelelően a rezonáns szórás a meghatározó, a fotoszféra felől érkező foton az atmoszférának azon a részén lévő atomon fog szóródást szenvedni, ahol a Doppler-eltolódott hullámhossza a rezonáns szóráshoz szükséges hullámhossznak felel meg. A homológ tágulás miatt az ugyanolyan radiális sebességgel bíró pontok egy, a látóirányra merőleges síkon helyezkednek el. Ennek bizonyítására, illetve szemléltetésére először is vegyünk két pontot, melyeknek az objektum középpontjától mért távolsága  $r_1$ , illetve  $r_2$ , sebessége  $v_1$  és  $v_2$ , a látóiránnyal bezárt szöge pedig  $\phi_1$  és  $\phi_2$ . Ekkor a homológ módon történő tágulás feltevése miatt igaz, hogy  $v_1/v_2 = r_1/r_2$ . Ilyen módon bevezethető az 1.2. ábrán látható koordináta-rendszer, amelynek használatával felírhatóak az alábbi, geometriai megfontolásokból adódó összefüggések:  $z_1 = r_1 \cdot \cos\phi_1$  és  $z_2 = r_2 \cdot \cos\phi_2$ , valamint

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{r_1}{r_2} \cdot \frac{\cos\phi_1}{\cos\phi_2} = \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{\cos\phi_1}{\cos\phi_2}. \quad (1.43)$$

Ha a két kiválasztott pont radiális sebessége megegyezik,  $v_1 \cdot \cos\phi_1 = v_2 \cdot \cos\phi_2$ , amelyből következően tehát  $z_1 = z_2$ . Ha ekkor figyelembe vesszük azt az alapfeltevést, miszerint a rezonáns szórás dominál a SN-légkörben, megállapítható, hogy az ugyanolyan hullámhosszon mért fotonok egy  $z = \text{konst.}$  koordinátájú síkból érkeztek. Ha ezután szeretnénk kiszámolni a fluxus értékét egy adott hullámhosszon, akkor összegeznünk kell az összes sugárzást, ami arról a kiválasztott síkról érkezik. Ahhoz, hogy kialakítsuk a teljes vonalprofil, a csillag légkörének minden egyes síkjára el kell végeznünk az integrálást, majd a hullámhossz függvényeként ábrázolni a fluxust (pl. Takáts, 2013).

A P Cygni típusú vonalprofil létrejöttének megértéséhez a csillaglégkör három tartományát szükséges megvizsgálni (Kasen et al. (2002); 1.2. ábra, 1.3. ábra), amelyeket az alábbiakban ismertetek.



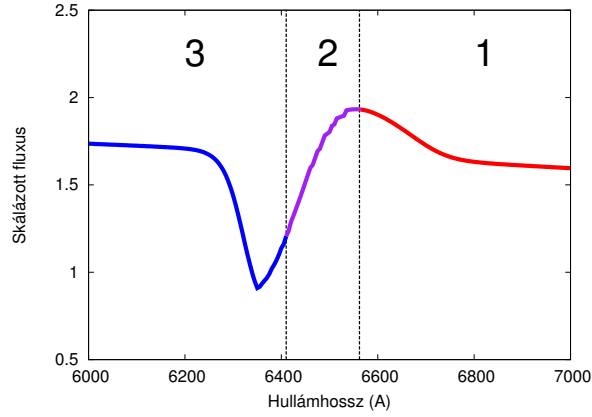
**1.2. ábra.** A *P Cygni* vonalprofil kialakulását szemléltető, a Sobolev-közelítésen alapuló koordináta-rendszer. A kisebb, szürke korong a SN belső, átlátszatlan rétegeit jelöli, a külső, fekete körön belül pedig a félig átlátszó, vonalformáló régió helyezkedik el.

**1. Vöröseltolódott tartomány,** amelyet a  $z \geq 0$  koordinátájú helyek jelölnek ki, ugyanis az innen érkező fotonok hullámhossza vöröseltolódást szenved a laboratóriumban mért, tehát a nyugalmi hullámhosszhoz képest. Ekkor egy adott  $z$  koordinátával jellemezhető síkból származó fluxus felírható

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{r_{ph}} I_{ph} x dx + \int_{r_{ph}}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx = \frac{1}{2} r_{ph}^2 I_{ph} + \int_{r_{ph}}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx \quad (1.44)$$

formában. Itt  $I_{ph}$ -vel jelöljük a fotoszféra sugárzásának intenzitását,  $r_{ph}$ -val a fotoszféra sugarát,  $S(r)$ -rel a forrásfüggvényt,  $\tau(r)$ -rel pedig az optikai mélységet. Az egyenlet első tagja a közvetlenül a fotoszférából származó, a második tag pedig a fotoszféra feletti közegben szóródó fotonokból érkező sugárzást írja le.

**2. Kékeltolódott tartomány,** amit a  $-r_{ph} < z < 0$  koordinátákkal jellemezhetünk. Itt a fluxust a megfigyelő és a csillaglégkör között elhelyezkedő anyagban fellépő abszorpció is befolyásolja, amelyet az azon



1.3. ábra. A P Cygni vonalprofil

irányba beszóródott fotonok okoznak. Ez az alábbi egyenlet harmadik tagjában nyilvánul meg.

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_{\text{ph}} x dx + \int_{x_0}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_0^{r_{\text{ph}}} I_{\text{ph}} e^{-\tau(r)} x dx. \quad (1.45)$$

Itt  $x_0 = \sqrt{r_{\text{ph}}^2 - z^2}$ .

**A 3. tartományból** érkező fluxus, ahol  $z \leq -r_{\text{ph}}$ . Ott az integrálegyenlet alakja:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_0^{r_{\text{ph}}} I_{\text{ph}} e^{-\tau(r)} x dx. \quad (1.46)$$

A 3 egyenlet összefoglalásából a következő összefüggés adódik:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_{\text{ph}} x dx + \int_{x_0}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_{x_0}^{r_{\text{ph}}} I_{\text{ph}} e^{-\tau(r)} x dx. \quad (1.47)$$

Itt  $x_0$  a három különböző esetnek megfelelően az adott tartományokban más-más értékeket jelöl:

$$x_0 = \begin{cases} r_{\text{ph}} & \text{ha } 0 \leq z \\ \sqrt{r_{\text{ph}}^2 - z^2} & \text{ha } -r_{\text{ph}} < z < 0 \\ 0 & \text{ha } z \leq -r_{\text{ph}} \end{cases} \quad (1.48)$$

Amennyiben az így kiszámolt fluxust a hullámhossz függvényében ábrázoljuk, kirajzolódik a SN-k spektrumát meghatározó, jellegzetes alakú P Cygni vonalprofil (lásd: 1.3. ábra).

## 1.5. Szuperfényes szupernóvák

Ebben az alfejezetben a szuperfényes szupernóvák napjainkig megismert jellemzőit mutatom be, amelyhez Gal-Yam (2012), Quimby et al. (2018), Inserra (2019), valamint Gal-Yam (2019a) összefoglaló cikkeit veszem alapul. A fejezetet rövid történeti áttekintéssel nyitom (1.5.1. alfejezet), amit a szuperfényes szupernóvák definiálása (1.5.2. fejezet), majd klasszifikációja (1.5.3. fejezet) követ. Ezután bemutatom az eddig megismert SLSN-k megfigyelt fotometriai és spektroszkópiai jellemzőit (1.5.4. fejezet), a lehetséges robbanási mechanizmusokkal (1.5.5. fejezet), illetve szülőcsillag-típusokkal (1.5.6. fejezet) együtt. Később összefoglalom a SLSN-k szülőgalaxisairól napjainkig alkotott elképzeléseket (1.5.7. fejezet), illetve a szuperfényes szupernóva-robbanások térbeli gyakoriságára vonatkozó ismereteket (1.5.8. fejezet). A fejezetet a SLSN-k lehetséges kozmológiai használatának bemutatása (1.5.9. fejezet) után egy rövid kitekintéssel (1.5.10. fejezet) zárom.

### 1.5.1. Az első SLSN-k felfedezése

Az első SLSN-k felfedezése és vizsgálata olyan projektekhez köthető, amelyek az Univerzum távoli vidékein kutattak Ia SN-k után, kozmológiai elemzés céljából. Ezek közé tartozik a nagy vörösetolódású galaxis-halmazok Hubble-űrtávcsővel (Hubble Space Telescope, HST) végzett felmérése, amelynek során ismertté vált az SCP 06F6 elnevezésű SLSN (Barbary et al., 2009), valamint egy kanadai–francia kollaboráció által indított szupernóva-kereső kampány (Canada-France-Hawaii Supernova Legacy Survey, CFH SNLS), amely az Ia-CSM altípusba tartozó SN-k felfedezésén túl új SLSN-k megismerésével is szolgált (Howell, & Legacy Survey, 2010). Végül megemlítendő a Sloan Digitized Sky Survey II (SDSS-II) hasonló típusú projektje, melynek adataiból a későbbi vizsgálatok során Leloudas et al. (2012)-nak sikerült egy új SLSN-t azonosítania.

A kozmológiai vizsgálatokon túl lehetőség nyílt kis vörösetolódású SLSN-k keresésére is olyan észlelőprogramokban, amelyek nagy égterületre terjedtek ki viszonylag kis határmagnitúdóval. A SLSN-k első előfutárait a Lawrence Berkeley Labs intézetben dolgozó csoport fedezte fel (Regnault et al., 2001). Ők találták például az SN 1999as nevű szupernóvát (Knop et al., 1999), amelyről később Gal-Yam (2009) megállapította, hogy az eddig felfedezettek közül a legtöbb radioaktív nikkelt termelő SN Ia. Szintén e csoporthoz köthető az SN 1999bd (Nugent et al., 1999) felfedezése, ami valószínűsíthetően az első szuperfényes II<sub>n</sub> típusú, azaz csillagkörüli anyaggal kölcsönható hidrogénben gazdag SN. Elsőként Germany et al. (2000) tanulmányozta az átlagosnál fényesebb SN-kat, viszont azok maximálisan a -20.1 abszolút magnitúdós fényességet érték el. Ezután talán a legjelentősebb áttörést a Texas Supernova Survey (TSS) keretein belül sikerült elérni a Quimby (2006) által vezetett csoportnak. 2005.03.03-án ugyanis e kutatás egy látszólag szülőgalaxis nélküli tranzienszt (SN 2005ap) fedezett fel -22.7 magnitúdós csúcspénnyességgel, ami az addig ismert legfényesebb SN-nak számított (Quimby et al., 2007). Az SN 2005ap-t jelenleg az első megerősített, I-es típusú SLSN-nek tartják. Ugyancsak a TSS keretein belül fedezték fel a -22 magnitúdós csúcspénnyességgű SN 2006gy-t a közeli NGC 1260-as galaxis magjához közeli régióban. Ez a II-es típusú SLSN-k legjobban tanulmányozott példájává vált emissziós H-vonalai révén.

Az utóbbi évtizedben számos tranzienskereső kutatás indult el párhuzamosan, többek között szuperfényes szupernóvák felfedezésének céljából (Gal-Yam et al., 2013). Ezek a projektek az eddig előszeretettel észlelt fényesebb galaxisok mellett halvány törpegalaxisokat is vizsgálnak, hogy ezáltal megállapíthatóvá váljon, hogy a törpegalaxisokban fellelhető SN-populáció mennyire különbözik a nagyobb galaxisokétól (Arcavi et al., 2010). A SLSN-k esetén ez ahhoz a konklúzióhoz vezetett, miszerint a normál szupernóvákkal ellentétben ezek a halvány, kis fényességű csillagformáló környezeteket preferálják (Neill et al., 2011; Gal-Yam, 2018; Lunnan et al., 2014; Leloudas et

al., 2015; Perley et al., 2016; Chen et al., 2017b; Schulze et al., 2018; Hatsukade et al., 2018).

Az utóbbi évtizedben indított projektek közül megemlíthető a Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS), ami számos törpegalaxisban megfigyelt SLSN felfedezését jelentette be, köztük a SLSN-II család legfényesebb tagjainak egyikét, az SN 2008fz-t (Drake et al., 2010). Szintén jelentősek a Palomar Transient Factory (PTF; Law et al. 2009; Rau et al. 2009; Quimby et al. 2011) eredményei is, amelyek közül kiemelt fontossággal bír az SN 2007bi felfedezése, amit a radioaktív nikkel bomlása által fűtött SLSN-k első példányának tekintenek. Végül megemlíthető a Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System (PanSTARRS) nevű keresőprogram is (Kaiser et al., 2002), amely lehetővé tette a nagy vöröseltolódású ( $z > 1$ ) SLSN-k vizsgálatát (Chomiuk et al., 2011; Pastorello et al., 2010a).

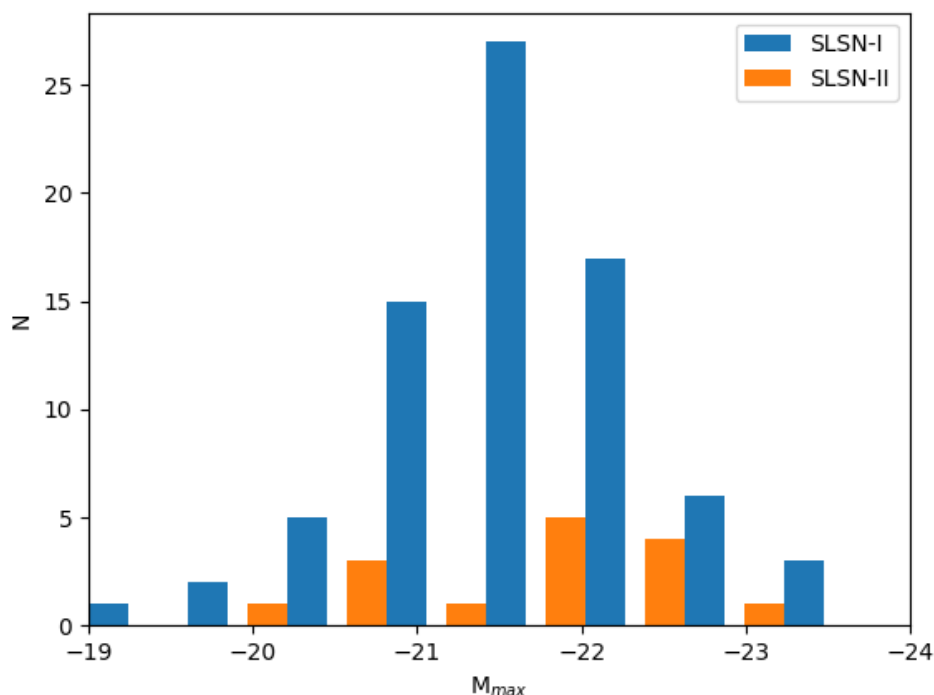
Jelenleg az ismert SLSN-k száma 100-as nagyságrendű, s a jelöltek szülőkönyezete a közeli galaxisoktól kezdve (pl. SN 2018bsz, 111 Mpc távolságban; Anderson et al. 2018) az egészen távoliakig terjed (pl. a DES16C2nm,  $z \sim 2.0$ -s vöröseltolódásnál; Smith et al. (2018)). A jövőben a Large Synoptic Survey Telescope (LSST), illetve a felbocsátandó James Webb-űrtávcső (James Webb Space Telescope, JWST) működtetésének megkezdésével a nagy vöröseltolódáson felfedezett SLSN-k számának rohamos növekedésére számíthatunk.

### 1.5.2. A szuperfényes szupernóva definíciója

Szuperfényes szupernóváknak nevezzük azokat a felrobbanó csillagokat, amelyeknek abszolút fényessége a látható tartomány minden hullámhosszán meghaladja a  $-21$  magnitúdós értéket (Gal-Yam, 2012). Ez luminozitással alakítva  $L > 7 \cdot 10^{43}$  erg  $s^{-1}$ -nak felel meg. Ennek a definíciónak azonban számos hátulütője akad, amelyek közül a legjelentősebb, hogy a normál és a szuperfényes SN-kat elkülönítő határfényesség megválasztása önkényes. Ezenkívül azt, hogy az adott SN csúcspontfényessége elérje a  $-21$  magnitúdót, jelentősen befolyásolja az is, hogy milyen színszűrőkben készültek róla mérések, illetve nagy vöröseltolódású objektumok esetén a K-korrekció szerepe sem elhanyagolható. Mindezek mellett az esemény időskáláját is figyelembe kell vennünk, hiszen a BL-Ic típusú SN-k esetén léteznek hasonló luminozitással bíró ( $L \gtrsim 10^{44}$  erg  $s^{-1}$ ), ámde egy SLSN robbanásánál jóval rövidebb ideig tartó, GRB utófénylésekhez köthető kitörések is. Éppen ezért Gal-Yam (2019b) alapján azt tekintjük SLSN-nak, amelyek fényessége a maximumkor legalább 2 napon át állandónak tekinthető. Természetesen nem tekintjük SLSN-nak azokat a robbanásokat, amelyek esetén a csúcspontfényességkor mért luminozitás nem éri el a  $7 \cdot 10^{43}$  erg  $s^{-1}$ -os értéket. Megjegyzendő azonban, hogy léteznek olyan, kivételesen hosszú lecsengést mutató SN-k is, melyek lefutásuk alatt a SLSN-khoz hasonlóan nagy integrált luminozitást érhetnek el (pl. Miller et al., 2010; Ben-Ami et al., 2014; Arcavi et al., 2017; Gal-Yam, 2019a). Az 1.4. ábra a 2020-ig SLSN-nak klasszifikált objektumok hisztogramját tünteti fel a maximum idején mért fényesség függvényében, a hidrogénszegény események számát késsel, a hidrogénben gazdagokat pedig narancssárgával ábrázolván.

Azt, hogy a  $-21$  magnitúdós határfényesség meglete visszavezethető-e fizikai okokra, elsőként De Cia et al. (2018) igyekezett kideríteni a PTF adatbázisában megtalálható normál Ic, és SLSN minta vizsgálatával. A két csoport elkülöníthetőségére bizonyítékkal szolgálhatott volna például egy dupla csúcsú luminozitásfüggvény, amely két csúcs elkülöníti egymástól a normál, illetve a szuperfényes csoportba tartozó SN-kat. A PTF adatok birtokában azonban a BL-Ic, az Ic, és az I-es típusú SLSN-k közös luminozitásfüggvénye sima, egycsúcsú eloszlást mutat (lásd Gal-Yam 2019a cikkének 1. ábrája). De Cia et al. (2018) eredményei alapján megállapítható tehát, hogy folytonos az átmenet a SLSN-k, és halványabb, Ic típusú rokonaik között a csúcsluminozitás tekintetében, így a  $-21$  magnitúdós határra pusztán az önkényesség adhat magyarázatot.

Inserra et al. (2018) minden eddiginél részletesebben tanulmányozta az addig felrobbant I-es típusú SLSN-kat,



**1.4. ábra.** A 2020-ig felfedezett SLSN-k számának eloszlása a maximális fényesség függvényében. Az I-es típusú SLSN-k számát kék, a II-es típusúakét pedig narancssárga szín jelöli.

s négy fotometriai tulajdonságukat tekintve találta meg a normál fényességű SN-ktől való elkülönülés fizikai okát. A felhasznált fénygörbe-paraméterek a következők:

- a 400 nm-es szűrőben mért maximális fényesség
- a 400 nm-es szűrőben a maximum, és a 30 nappal azután mért fényesség közötti különbség magnitúdóban
- a 400 nm - 520 nm színindex a maximumkor
- a 400 nm - 520 nm színindex a maximum után 30 nappal.

Az említett mennyiségek mért értékeit felhasználva könnyedén elválaszthatjuk az I-es típusú SLSN-kat más típusú robbanásoktól, ám az Inserra et al. (2018) által kidolgozott módszer sem teljesen tökéletes. A dupla csúcsos fénygörbéjű SLSN-kat, amelyek száma nem elhanyagolható, például nem sorolja SLSN-kategóriába, s ezenkívül a módszer használatának alapkövetelménye, hogy több színszűrővel is készüljenek részletes, maximum körüli mérések. Szintén nem tettek becslést arra nézve, hogy az általuk azonosított SLSN-k közül hányat soroltak be tévesen a SLSN-k osztályába. A SLSN-k csoportja tehát ez alapján sem különíthető el tökéletesen a más típusú eseményektől.

A hidrogén-gazdag, II-es típusú SLSN-k esetén napjainkig nem készült hasonló elemzés, hiszen jelenleg alig egy tucatnyi képviselőjét fedezték fel, így a minta jóval kisebb annál, hogy statisztikai vizsgálatot lehessen rajta elvégezni. Bár az eddig felfedezett, II-es típusú SLSN-nak klasszifikált események között megtalálhatóak olyanok

is, amelyek legalább 5 magnitúdóval fényesebbek a normál SN-knál, nem tudhatjuk, hogy a luminozitásfüggvény ez esetben is az I-es típusú SLSN-khoz hasonlóan folytonos átmenetet mutat-e a normál fényességű SN-kkal.

Minthogy az eddig leírtak alapján fotometriai tulajdonságaikat tekintve a SLSN-k nem különíthetők el egyértelműen kisebb luminozitású testvéreiktől, érdemes elgondolkodni azon, hogy vajon spektroszkópiailag eltérnek-e tőlük. Quimby et al. (2018) vizsgálta e kérdést a hidrogénben szegény SLSN-k esetén, s arra a következtetésre jutott, hogy a legfényesebb SN-k spektroszkópiailag hasonlítanak egymáshoz, de a kisebb luminozitású SN-ktől eltérőnek mutatkoznak. Ilyen módon  $M_g = -19.8$  magnitúdónál meghúzható egy, immár fizikai alapokon nyugvó határfényesség-érték a "szuperfényes" és a "normál" SN-k között. Ez a küszöbfényesség sem tekinthető azonban abszolút érvényűnek: elvértve ugyan, de léteznek olyan "normál" SN-k, amelyek fényessége meghaladja a  $-19.8$  magnitúdós értéket, ugyanakkor előfordulhatnak ennél kisebb csúcshfényességgel bíró robbanások is, melyek spektroszkópiailag hasonlítanak a "szuperfényes" csoport képviselőihez. Mindezek ellenére Quimby et al. (2018) eredményei hasznosnak bizonyultak, hiszen például a Lunnan et al. (2018) által spektroszkópiailag az I-es típusú SLSN-k közé sorolt minta minden egyes tagja a maximumban fényesebbnek mutatkozott az  $M_g = -19.8$  magnitúdós határnál.

A fent leírtak alapján bár nem definiálható egyértelműen a SLSN-k csoportja, képviselői mégis számos tulajdonságukban eltérnek a normál SN-ktől. A H-szegény SLSN-k esetén például a felfényesedési idő jóval hosszabb, mint a normál SN-knál (De Cia et al., 2018), így tehát a felfényesedési és elhalványulási időskála hosszának hányadosa fotometriai szempontból elkülöníti egymástól a két populációt. Emellett Nicholl & Smartt (2016) szerint az I-es típusú SLSN-k fénygörbéjén, a normál Ic SN-kéval ellentétben, gyakran megjelennek kisebb-nagyobb fénygörbe-modulációk a maximális fényesség elérése előtt, ezzel is kihangsúlyozva a két csoport közötti eltérést. Végül megemlítendő az a lényeges különbség is, hogy az Ic típusú SN-k gyakran jelennek meg  $Z = 0.4-0.5$   $Z_\odot$ -es fémességű galaxisokban, ám a szuperfényes rokonaik általában a fémszegény környezeteket kedvelik (lásd: a későbbi 1.5.7. fejezetben).

Mivel II-es típusú SLSN-kból napjainkban nagyon keveset ismerünk, nehéz megállapítani, hogy milyen jellemzőikben térnek el a normál II-es típusú SN-ktől attól eltekintve, hogy az eddigi tapasztalatok szerint a gazdagalaxis, illetve a szülőkörnyezet is eltérő lehet a két populáció esetén.

### 1.5.3. A SLSN-k osztályozása

A normál SN-khoz hasonlóan a SLSN-k is hidrogénben szegény I-es és hidrogén-gazdag II-es típusra különíthetők el optikai spektrumaik alapján. A következőekben a csoportok elkülönítéséről, lehetséges alosztályaikról, valamint speciális ismertetőjegyeikről írok.

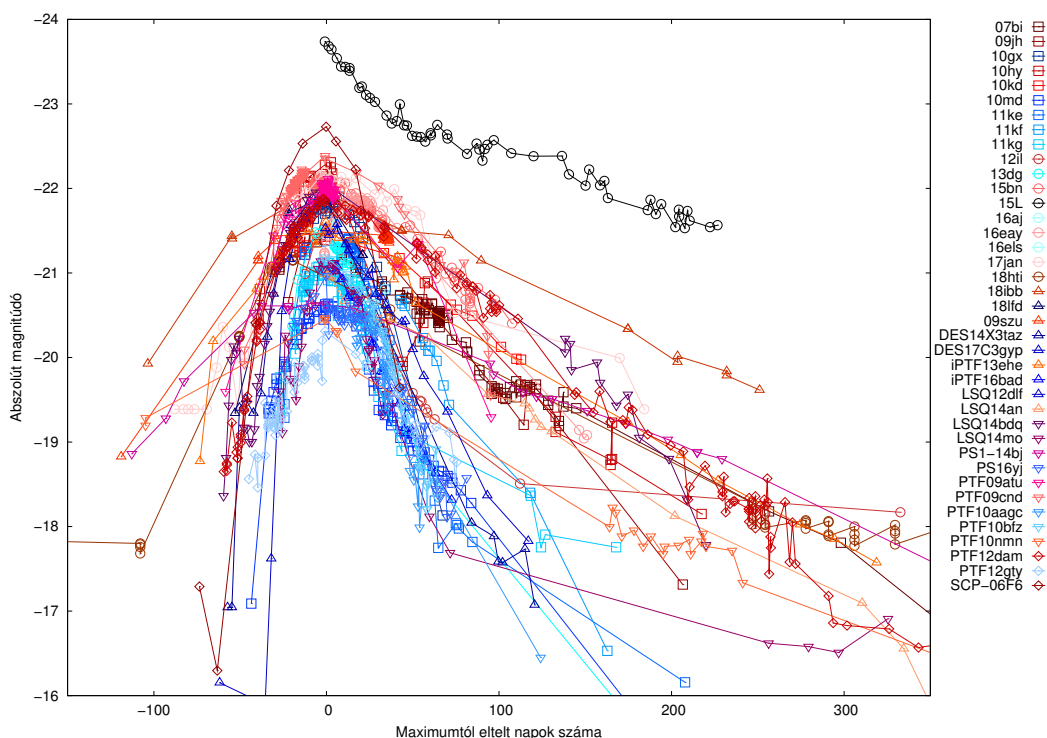
#### **SLSN-I**

Egy I-es típusú SLSN maximum előtti, látható tartományban felvett színeképének legszembetűnőbb jellemzője az O II 3000 és 5000 Å között megjelenő erős, széles abszorpciós öble, ami sok kisebb vonal összeolvadása által jött létre (pl. Quimby et al., 2018). Az UV-hullámhosszakon szintén erős abszorpciós vonalak figyelhetők meg, az optikai színekép vörös oldalát pedig gyenge O I és C II vonalak jelenléte uralja (pl. Gal-Yam, 2018). A fejlődés maximum utáni szakaszában a színekép a normál Ic típusú SN-k maximum környéki spektrumához hasonlatos. A kontinuum meredekségéből számolt hőmérsékletet tekintve a pre-maximum szakaszt forró, a poszt-maximumot pedig hideg fotoszférájú időszaknak is nevezhetjük. Ez szerepet játszik a SLSN-k spektroszkópiai fázisainak definiálásában.

A színeképét tekintve számos H-szegény SLSN már a korai szakaszban is azonosítható kisebb vöröseltolódású események esetén a látható spektrumban megtalálható O II, nagyobb vöröseltolódásnál pedig az UV-ban megjelenő, jellegzetes abszorpciós vonalak segítségével. Megjegyzem azonban, hogy épp saját kutatásaim világítottak rá arra, hogy a szakirodalomban megjelent korábbi állításokkal ellentétben nem minden SLSN-I korai színeképében jelenik meg a jellegzetes O II vonalsorozat. Erről részletesebben a . fejezetben írok.

Amennyiben az adott SLSN-ról nincs korai spektrum, a besorolás megtörténhet a rendkívüli csúcspénységgel alapján is. Ezenkívül megemlíteném, hogy az I-es típusú SLSN-k a késői, lecsengő fázisukban erőteljes hasonlóságot mutatnak a normál Ic SN-khoz, ami alapján szintén osztályozhatjuk őket.

A hidrogénszegény SLSN-k, a normál SN-khoz hasonlóan altípusokba különülnek, ám azoknál jóval kevesebb alcsoportjuk van. Elsőként Gal-Yam (2012) alakított ki egy olyan klasszifikációs sémát, miszerint az I-es típusú SLSN-kat gyorsan (SLSN-I Fast, pl. SN 2005ap; Nicholl et al. 2016a, 2018), illetve lassan fejlődő típusokba osztjuk (SLSN I Slow, pl. SN 2011ke; Inserra et al. 2013; Quimby et al. 2018). Utóbbi esetében a lecsengés üteme összhangban van a radioaktív  $^{56}\text{Co}$ -bomlás rátájával, ezért a SLSN-R, vagyis radioaktív szuperfényes szupernóva névvel is illetik. Ezen osztályok létezése és elkülöníthetősége azonban napjainkig vitatott: De Cia et al. (2018) és Nicholl et al. (2017a) kutatásai alapján például a gyorsan, illetve a lassan fejlődő csoport között folytonos az átmenet. Lunnan et al. (2018) eredményei azonban kétosztatúságra utalnak.



**1.5. ábra.** A gyorsan (kék) és a lassan (piros) fejlődő I-es típusú SLSN-k fénygörbéinek összehasonlítása. Fekete színnel az SN 2015L nevű objektum jelenik meg, amit eleinte a legfényesebb szuperfényes szupernóvaként azonosítottak, ám később kiderült, hogy valószínűleg egy árapály-katasztrófa hozta létre (lásd: 1.5.4. fejezet).

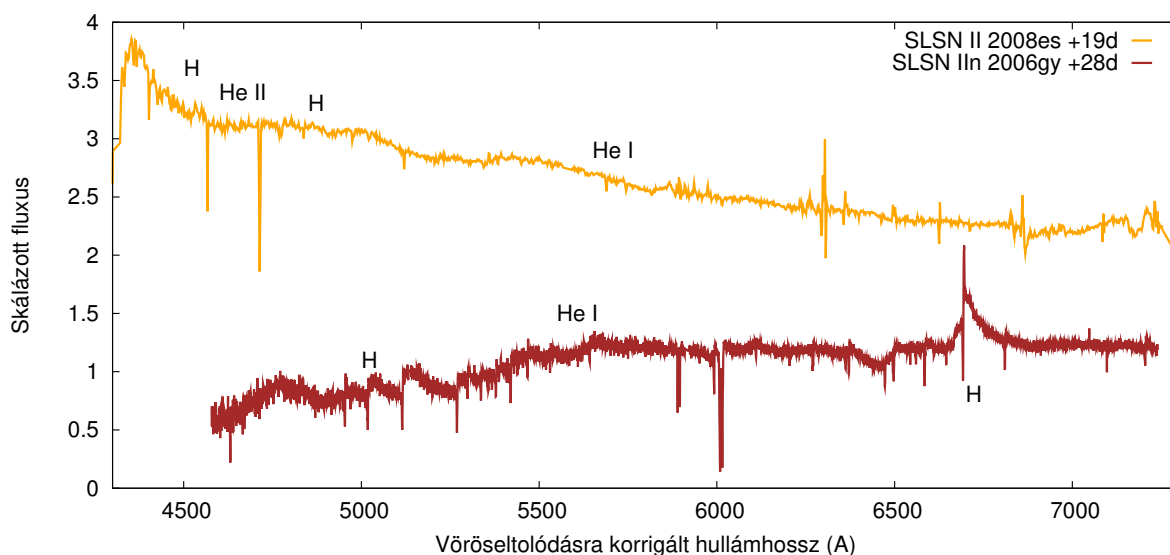
Az 1.5. ábra különböző típusú SLSN-k fényességének időbeli változását tünteti fel: a gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-kat kék, a lassan fejlődőket pedig piros szín jelöli. Itt látszólag megmutatkozik a kétosztatúság az altípusok között.

E két csoport jelenlétét igyekezett kimutatni Inserra et al. (2018) is, aki statisztikailag elemezte az akkor ismert I-es típusú SLSN-k fotometriai, illetve spektroszkópiai adatait, amelynek eredményeként a legtöbb eseményt sikerült két jól elkülönülő csoportba, a gyors, illetve a lassú fejlődésűbe sorolni. Érdekes módon mintájuknak csak 3 eleme került a lassan fejlődő SLSN-k közé. Inserra et al. (2017) a lassan fejlődő SLSN-k fénygörbéjét vizsgálva azok mindegyikében modulációt tapasztalt a maximum utáni szakaszban. Quimby et al. (2018) két gyakran mintavételezett, ezért minden kétséget kizáróan a megfelelő altípusba sorolt eseményhez, a gyorsan fejlődő PTF12dam-hoz, illetve a lassan fejlődő SN 2011ke-hez való hasonlóság alapján sorolta alcsoportokba az I-es típusú SLSN-kat. Megjegyzendő, hogy az altípusokba történő osztályozás tekintetében a szakirodalom napjankig nem különítette el egymástól a fotometriailag, illetve a spektroszkópiailag vett gyors vagy lassú fejlődési ütemet, tehát a "gyors" csoportba sorolt objektumokat gyorsnak feltételezte mind fényességváltozásuk, mind színképféjlődésük tekintetében, míg a "lassúakat" mindkét szempontból lassúnak. A 3.4. fejezetben leírt eredményeim azonban rámutatnak arra, hogy a fotometriai és a spektroszkópiai fejlődési ütem nem minden objektum esetén azonos, tehát léteznek olyan SLSN-k is, amelyek például spektroszkópiai szempontból gyorsan, míg fénygörbéjüket tekintve lassan fejlődnek.

A jövőben felfedezendő nagy számú SLSN megismerésével lehetőség nyílik majd a gyors és lassú csoport létének bizonyítására vagy kizárására, ám mindaddig a H-ben szegény csoportra globálisan alkalmazható az I-es típusú SLSN elnevezés.

## SLSN-II

A II-es típusú SLSN-csoport tagjainak maximum környékén felvett színképében jelen vannak a hidrogén, sőt gyakran a hélium vonalai is, leginkább az esemény korai, forró szakaszában. A II-es típusú SLSN-kat H-szegény testvéreikhez hasonlóan két alcsoportra oszthatjuk: a széles vonalú SLSN-II<sub>n</sub>, illetve a normál II-es SLSN típusba.



**1.6. ábra.** A II-es típusú SLSN-k két csoportja közötti különbség. Sárgával látszik a normál II-es típusú SLSN 2008es +19, barnával pedig a II<sub>n</sub> típusú SLSN 2006gy +28 napos spektruma.

A H-gazdag SLSN-k közé sorolt objektumok nagy része az előbbi csoportba tartozik. Ennek képviselői a normál II<sub>n</sub> típusú SN-khoz hasonlóan a hidrogén erőteljes, keskeny Balmer-vonalakait mutatják, gyakran He I vonallal társulva. Bizonyos esetekben a kezdeti színkép csak ezeket tartalmazza egy kék kontinuumra ráakódván,

míg a bonyolultabb, több elem vonalait is tartalmazó színekép a későbbi szakaszokban jön létre (Gal-Yam, 2012; Perley et al., 2016).

A normál, keskeny H-vonalak nélküli II-es típusú SLSN csoport első képviselője az SN 2008es nevet viseli (Gezari et al., 2009; Miller et al., 2009). Később a CSS121015 (Benetti et al., 2014), az SN 2013hx, illetve a PS1 15br (Inserra et al., 2018) is hasonlóan mutatkozott. Ezeknek a SLSN-knak a színeképét az alapértelmezett jelen lévő Balmer abszorpciós vonalak, valamint P Cygni profilok dominálják, ám nem tartalmaznak a II<sub>n</sub> eseményekre jellemző keskeny vonalakat, amelyeket általában a csillagkörüli anyaggal történő kölcsönhatás bizonyítékának tartanak (lásd: 1.6. ábra). A normál II-es típusú SLSN-k kezdeti színeképe jellemzően nem tartalmaz vonalakat, majd a maximum előtt gyengén, utána pedig egyre erősebben jelennek meg bizonyos elemek abszorpciós vonalai. A késői szakasz spektruma hasonlóságot mutat az I-es típusú SLSN-kéval, ezzel egy esetleges fizikai kapcsolatra utalva a ritkán megfigyelt II-es és a gyakoribb I-es típus között. A hasonlóság kapcsán megemlítendő az a feltételezés, miszerint mindkét esetben a külső csillagburokban jelen lévő, kis mennyiségű hidrogén idézi elő a robbanást.

Az eddig megfigyelt SLSN-k közül a PTF10hgi volt az egyetlen olyan esemény, amelyet a kezdeti szakasz alapján I-es típusúnak soroltak be (pl. Law et al., 2019), majd később megjelentek a spektrumban a H és a He jelenlétére utaló vonalak is, ami miatt a PTF10hgi-t áthelyezték a II<sub>n</sub> típusú SLSN-II-k csoportjába (Quimby et al., 2018). Érdekes módon ez az objektum több kutatás szerint is kakukktójásnak minősült: egyike azon kevés szuperfényes szupernóvának, amelyre nem illeszkedik jól De Cia et al. (2018) magnetár-modellje, illetve a Nicholl et al. (2015a) által vizsgált mintából is kitűnik alacsony fotoszférikus sebesség értékei miatt. Felmerülhet ekkor az a kérdés is, hogy vajon a PTF10hgi esetén ténylegesen egyetlen felrobbanó csillagról van-e szó, vagy két, egymáshoz térben nagyon közeli, és hasonló időpontban bekövetkezett SN-robbanásról. Utóbbi gondolat azonban jelenleg nem támasztható alá semmilyen közvetlen bizonyítékkal, így pusztán elméleti feltevésnek tekintendő.

#### 1.5.4. A SLSN-k megfigyelt jellemzői

##### Fotometria

Általánosságban véve kijelenthetjük, hogy mind az I-es, mind a II-es típusú SLSN-k hosszabb felfényesedési, illetve elhalványulási időskálával bírnak, mint a hagyományos SN-k, ez pedig közvetlen utalás arra nézve, hogy nagyobb tömeget dobnak le, mint halványabb rokonaik.

Szintén fontos megjegyezni, hogy a SLSN-k abszolút fényességének meghatározása jóval egyszerűbb, mint a többi SN-é, a SLSN-k ugyanis többnyire  $z > 0.1$  vöröseltolódásnál fordulnak elő. A Hubble-törvény alapján ezekre megbízható távolságbecslést lehet adni pusztán a vöröseltolódásból. Mivel a spektrumból becsülhető az intersztelláris vörösödés, a távolságból és a mért fényességből pontos abszolút fényességek adódnak, ahol jóval kisebb a szisztematikus hiba lehetősége, mint a normál Ia SN-k esetén.

Az I-es típusú SLSN-k fénygörbéjének részletesebb elemzése során még több különbséget vehetünk észre ezen események fotometriai tulajdonságai között. A részletesebb leírás előtt először is érdemes különböző szakaszokra osztanunk a fénygörbét: a csúcsra vagy maximumra, valamint a felfényesedő, illetve az elhalványuló szakaszra.

A maximális fényességet tekintve az I-es típusú SLSN-k bár nem alkotnak külön csúcsot a luminozítás-függvényen (lásd: 1.5.2. fejezet), ha az Ib/c SN-kkal ábrázoljuk őket együtt, De Cia et al. (2018) és Quimby et al. (2018) alapján mégis kijelenthető, hogy az  $M_g = -19.8$  magnitúdónál fényesebb hidrogénben szegény SN-k

spektroszkópiailag megfeleltethetőek az I-es típusú SLSN-knak. A maximális fényesség megfigyelt értékei az alsó határtól kezdve egészen az  $M_g = -22.5$  magnitúdóig terjednek (lásd pl. Vreewijk et al., 2014). A jelenleg ismert SLSN-k átlagos maximális fényessége azonban közvetlen összefüggésbe hozható az őket kereső és vizsgáló égboltfelmérésekkel, így a reprezentatív mintavételezés hiányában nem tekinthető abszolút érvényűnek. A Texas Supernova Survey (TSS; Quimby et al. 2013b) viszonylag kis elemszámú mintája alapján például ez a középérték színszűrő használata nélkül  $-21.7 \pm 0.4$  magnitúdónak adódik. Ehhez hasonló eredményre jutott Nicholl & Smartt (2016) is, akik irodalmi adatok összegyűjtése után  $M_g = -21.62 \pm 0.59$  magnitúdót számoltak, illetve Inserra et al. (2018) is, akik szerint  $M_{400\text{nm}} = -21.7 \pm 0.5$ . A PTF mintára De Cia et al. (2018)  $M_g = -21.14 \pm 0.75$ , a PS1 által felfedezett SLSN-kra pedig Lunnan et al. (2018)  $M_{400\text{nm}} = -21.1 \pm 0.7$  magnitúdót kapott. A fényesség értékek luminozitássá történő átalakításában szerepet játszik az I-es típusú SLSN-kra vonatkozó K korrekció is, s alkalmazása után egy SLSN jellemző csúcsluminozitására  $2.5 \cdot 10^{43} - 5 \cdot 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$  közötti érték adódik (De Cia et al., 2018; Lunnan et al., 2018). Az említett K korrekció azt a jelenséget küszöböli ki, miszerint a nagyobb  $z$  vöröseltolódásnál mért SN fényessége amiatt is megváltozik, hogy ez esetben az észleléshez használt szűrő más hullámhossztartományt mintavételez, mint egy kisebb vöröseltolódással bíró objektum esetén.

Ebben a kontextusban megemlíthető a Dong et al. (2016) által felfedezett, eleinte I-es típusú SLSN-nak klasszifikált, ASASSN-15lh (SN 2015L) elnevezésű különleges objektum is, amely  $M \sim -23.5$  magnitúdós maximumával az összes eddig ismert SLSN fényességét meghaladta. Bár többen is próbáltak magyarázatot adni a kiemelkedően magas csúcsfényességre (pl. Leloudas et al., 2016; Chatzopoulos et al., 2016; Gal-Yam, 2018), jelenleg erőteljesen vitatott, hogy az SN 2015L valóban egy SLSN lenne. Az esemény inkább egy fekete lyuk környezetében bekövetkező árapály-katasztrófára (tidal disruption event, TDE) hasonlít, amely forgatókönyv létjogosultságát több kutatás eredményei is bizonyítják. Az SN 2015L ugyanis a megfigyelés korai szakaszaiban a TDE-kre jellemző, széles abszorpciós vonalak nélküli kontinuumot mutatott (Brown et al., 2016), s a Coughlin & Armitage (2018) által kialakított hidrodinamikai TDE-modellek is jól illeszkedtek a mért fénygörbéhez, illetve színekpekhez. Ezenkívül az SN 2015L gazdagalaxisát tekintve is rendhagyónak bizonyult, hiszen ahogyan az 1.5.7. fejezetben is említést tesznek róla, a SLSN-k leginkább a fémszegény törpegalaxisokban robbannak, az SN 2015L mégis egy fényes, alacsony csillagkeletkezési rátájú galaxisban jelent meg (Dong et al., 2016).

**A felfényesedési időskála** szintén meghatározó az I-es típusú SLSN-k fotometriai tulajdonságait tekintve. Ennek jellemzésére Lunnan et al. (2018) és De Cia et al. (2018) az első detektálás és a csúcsfényesség között eltelt időt vette alapul. Ekkor a vizsgált mintába tartozó SLSN-kra a  $\sim 20$  napostól egészen a több mint 100 napos felfényesedésig terjedő időskála adódott eredményül. Mindkét szerző által vizsgált mintából 1-1 SLSN, az előbbiből a PTF10nmn, az utóbbiból pedig a PS1-14bj kiugróan lassú fénygörbefejlődést produkált a korai szakaszban, ami még az itt említett 100 napot is meghaladja. A felfényesedési idő tekintetében az is megfigyelhető, hogy még a leggyorsabban felfényesedő I-es típusú SLSN-k is lassabban fejlődnek a normális Ia SN-knál, amelyekre kevesebb mint 20 napos felfényesedési idő jellemző (Prentice et al., 2016). Ez közvetlenül utal arra, hogy a SLSN-k ledobott tömege jóval meghaladja a normál Ia SN-két.

De mit is nevezünk pontosan felfényesedési időnek? Az irodalomban számos kvantitatív eredmény született az eddig felrobbant SLSN-k időskáláival kapcsolatban, más-más definíciókat tekintve mérvadónak. Ekkor megjegyzendő, hogy a mért időskálákat természetesen minden esetben korrigálni kell az Univerzum tágulásából fakadó idődilatációra a 2.3.1. fejezetben leírtak alapján.

De Cia et al. (2018) például a  $g$  szűrőben mért maximális fluxus felétől a maximumig történő felfényesedés időtartamát, vagy az 1 magnitúdónyi felfényesedéshez szükséges időt tekintette definíciónak, míg Nicholl et al.

(2015a) és Lunnan et al. (2018) a bolometrikus fénygörbe emelkedését figyelte meg a maximális fényesség e-ed részétől kezdve. Nicholl et al. (2017a) modellezte az addig ismert SLSN-k bolometrikus fénygörbét, s az előző szerzők által meghatározottal konzisztens eredményt kapott a felfényesedési időskálára.

**Az elhalványulási idő, illetve a fénygörbe-mereedség** szintén lassabb, illetve kevésbé meredek a normál SN-k esetén megszokottnál (lásd pl. Nicholl et al., 2015a; De Cia et al., 2018). Az abszolút elhalványulási ütem definiálása azonban nem egyszerű a SLSN-k esetén, hiszen ezeket csak elvétve sikerül követni egészen a teljes elhalványulásig, vagyis addig a pillanatig, amikor a SN halványabbá válik, mint a szülőcsillaga. Ezt részben az okozza, hogy a megfigyelt objektum a hosszú lecsengési idő során eltűnik a Nap mögött, és csak hónapokkal később lenne megfigyelhető újra, addigra viszont már teljesen elhalványul. Éppen ezért a klasszikus értelemben vett elhalványulási idő helyett gyakrabban használják a fénygörbe-mereedséget a lecsengési ütem jellemzésére. Ez De Cia et al. (pl. 2018) alapján 0.01 és 0.08 magnitúdó/napnak adódott. De Cia et al. (2018) ezenkívül szintén definícióként használta az 1 magnitúdóval történő elhalványuláshoz, valamint a csúcsban mért fluxus felére csökkenéshez szükséges időt. Nicholl et al. (2015a) és Lunnan et al. (2018) a fényesség e-ed részére való csökkenést vette alapul, Inserra & Smartt (2014) és Inserra et al. (2018) pedig egy adott szűrőben a maximum és az azt követő huszadik, illetve harmincadik napon mért fényesség közötti különbséget ( $\Delta M_{20}$  és  $\Delta M_{30}$ ) tekintette mérvadónak.

Az I-es típusú SLSN-k fénygörbéje szintén jellegzetes a maximum előtt, illetve a késői szakaszban mutatott fénygörbe-modulációkat tekintve. Ezeket innentől kezdve a púp elnevezéssel illetem.

**A korai szakaszban mutatott púpok** jelenlétét először Leloudas et al. (2016) jegyezte fel az I-es típusú SN 2006oz esetén. A későbbiekben hasonló tulajdonságokkal bíró objektumokat talált Nicholl et al. (2015a) (LSQ14bdq), illetve Smith et al. (2016) (DES14X3taz) is. Ezenkívül Vreewijk et al. (2017) jelentős fénygörbe-modulációt fedezett fel az iPTF13dcc fénygörbéjében, sőt a széleskörűen vizsgált és gyakori mintavételezésű PTF12dam korai szakaszában is hasonló jeleket vett észre. Néhány ilyen púp esetén a színről is rendelkezésre áll információ, aminek alapján megállapítható, hogy az emisszió kezdetben nagyon forró ( $\sim 25000$  K), majd ez gyorsan lehűl (lásd pl. Smith et al., 2016; Nicholl & Smartt, 2016). A korai szakaszban mutatott fénygörbe-modulációk az esetek nagy részében 10 nap - néhány hetes időskálán lezajlanak, luminozitásuk pedig -19 magnitúdótól akár a -21 magnitúdót meghaladó, extrém fényességekig terjed. Utóbbira példaként megemlítendő az iPTF13dcc nevű SLSN, amelynek maximum előtti púpjá fényesebb volt a legtöbb SLSN csúcsfényességénél, sőt még időtartamát tekintve is vetekedett egy SLSN maximumával. Nicholl & Smartt (2016) az irodalomban fellelhető I-es típusú SLSN-k korai szakaszában mutatott fénygörbe-modulációit tanulmányozta, amelynek során a 14 vizsgált SLSN-ből 8 esetében azonosított púpot, ezzel arra következtetvén, hogy ez a jelenség az eddig gondoltnál talán jóval gyakoribb a SLSN-k esetén, sőt lehetséges, hogy az összesben előfordul. Ezt az állítást megcáfolandó, az SN 2018bsz nevű SLSN esetében hiányoznak a korai púpok, s helyette egy hosszú, lassan felfényesedő, platószerű szakaszt mutat a maximum előtt (Anderson et al., 2018). A DES által felfedezett SLSN-kból álló mintának sem mindegyike mutat jelentős fénygörbe-elváltozást a korai szakaszban (Angus et al., 2019).

**A késői púpok** jelenléte szintén megkülönbözteti az I-es típusú SLSN-kat az alacsonyabb luminozitású SN-ktől. Az SN 2007bi az első olyan SLSN-k közé tartozik, ahol a fénygörbe maximum utáni, elhalványuló szakaszán púp jelenik meg (Gal-Yam, 2009). Később Nicholl et al. (2016a) hasonlóakat talált az SN 2015bn fénygörbéjében a maximumot követő  $\sim 100$  napban, jellemzően  $\sim 20$  napos időskálával és az illesztett bolometrikus fénygörbétől vett  $\sim 20\%$ -os amplitúdóval. Li et al. (2020) a PS1-12cil nevű SLSN fénygörbéjében vett észre maximum utáni

csúcsokat. Inserra et al. (2017) a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k egy csoportját vizsgálva azok mindegyikének fénygörbéjében azonosított púpot a késői szakaszban. Ebből arra következtetett, hogy ez a jellemző talán fizikailag is különbséget tesz a gyorsan, illetve a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k között. A gyorsabban fejlődő SLSN-k összességét tekintve ugyanis még nincs minden kétséget kizáró bizonyíték a késői púpok jelenlétére, noha egyes objektumok mutatnak kisebb fénygörbe-modulációkat a maximum után (Nicholl et al., 2016a; Inserra et al., 2017). A gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-k esetén az jelenti a fő nehézséget, hogy a gyors lecsengés miatt kisebb valószínűséggel detektálhatunk fénygörbe-modulációt. Éppen ezért nyitott kérdés marad, hogy a késői púpok jelenléte vagy hiánya összefüggést mutat-e a robbanás lecsengési ütemével, és így valóban elkülöníti-e egymástól az I-es típusú SLSN-k két csoportját.

A II-es típusú SLSN-k mintájába jelenleg olyan kevés objektum tartozik, hogy nem végezhető el az I-es típuskéhoz hasonló analízis. A Leloudas et al. (2020, közlésre előkészületben) által vizsgált II-es típusú SLSN-k túlnyomó része a IIn csoportot gazdagítja, s  $M_r = -21.1 \pm 0.5$ -ös átlagos csúcsfényesség értékkel bír. Ezen SN-k esetén a felfényesedési idő az I-es típusú SLSN-kéhoz hasonlónak, míg az elhalványulás azoknál lassabbnak mutatkozik.

Ofek et al. (2014) egy IIn típusú SLSN, az  $M_g = -20.7$  magnitúdós csúcsfényességű PTF10weh szülőcsillagát tanulmányozva a csillag felrobbanása előtt heves kitöréseket tapasztalt. Jelenleg vitatott, hogy a PTF10weh SLSN-nak minősül-e, vagyis meghaladja-e a II-es típusú SLSN-kra jellemző határfényességet, az viszont bizonyos, hogy az LBV-kre jellemző erupciók magyarázattal szolgálhatnak a IIn típusú SLSN-k jó részét körülvevő csillagkörüli anyag kialakulására.

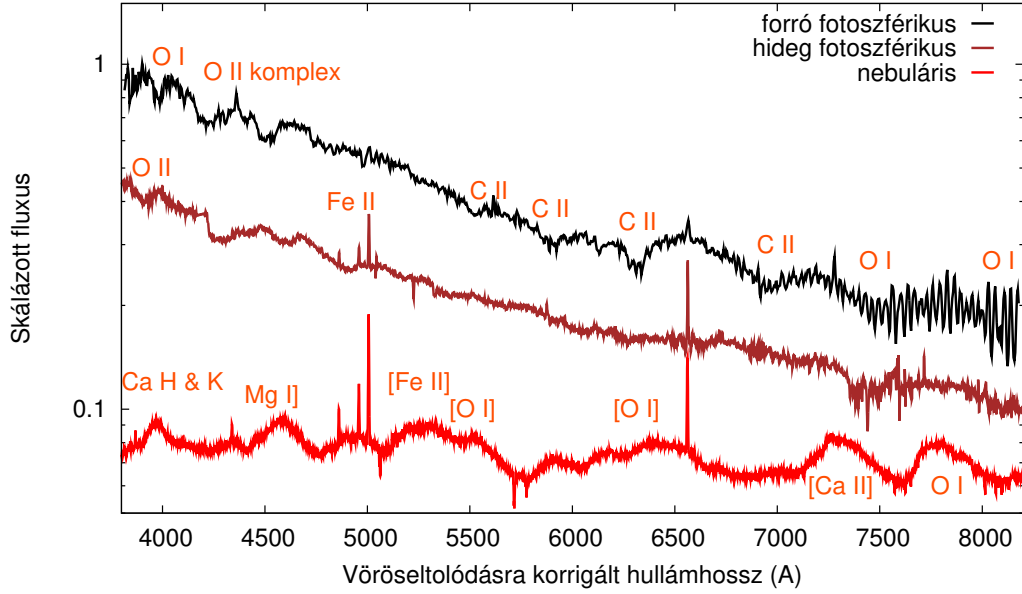
### Spektroszkópia

Az I-es típusú SLSN-k spektroszkópiai fejlődését három szakaszba sorolhatjuk: a forró fotoszférikus, a hideg fotoszférikus és a nebuláris fázisba. Az időszakok közötti spektrális eltéréseket az 1.7. ábra szemlélteti, az SN 2010kd -27, az SN 2019neq +5, illetve az SN 2010kd +129 napos fotometriai fázisnál készült színeképének felhasználásával.

A forró fotoszférikus fázist, tehát a SLSN kezdeti spektrumát forró, kék kontinuum jellemzi, amelyhez tartozó feketetest-sugárzási hőmérséklet általában még a maximális fényesség elérése előtt meghaladja a 20000 K-t (pl. Smith et al., 2016; Bose et al., 2018). A kontinuum vörös oldalára, ahogy az 1.7. ábra is mutatja, jellemzően az O I és a C II vonalai rakódnak rá (pl. Gal-Yam, 2018; Anderson et al., 2018), az optikai spektrum kék részét pedig az O II komplex abszorpciója dominálja (pl. Quimby et al., 2018; Gal-Yam, 2018). Az UV hullámhossztartományon is megjelennek erős elnyelési vonalak, amelyekről részletesebben lentebb szólok.

Az imént említett O II komplex az I-es típusú SLSN-knak egyedi ismertetőjegye, hiszen egész eddig csak az ő esetükben figyelték meg minden egyes maximum előtti spektrumban. Ahogy azt Mazzali et al. (2016) is állította, a vonalegyüttes kialakulásához fontos, hogy az O II magasan gerjesztett szintjei populáltak legyenek, ehhez pedig szükséges a lokális termodinamikai egyensúlytól (LTE) való eltérés. A normál Ib/c SN-k színeképében nincs jelen ez a vonal, ugyanis jellemzően kisebb fotoszférikus sebesség és hőmérséklet jellemzik őket, mint a SLSN-kat, így az O II vonalak nem jelennek meg.

A SLSN-k spektrumának kék oldalán rengeteg, közel azonos erősségű O II vonal jelenik meg, s Gal-Yam (2018) kimutatta, hogy azon keskeny résekben, ahol éppen nincsenek jelen ezek az abszorpciós vonalak, ott "emissziós csúcsok" figyelhetők meg a látható spektrumban. Quimby et al. (2018) a NIST adatbázisban talál-



**1.7. ábra.** Egy tipikus I-es típusú SLSN-ra jellemző forró fotoszférikus (fekete), hideg fotoszférikus (barna), és nebuláris (piros) fázisban készült spektrum, és a bennük azonosítható elemek. A fekete vonal az SN 2010kd -27, a barna az SN 2019neq +5, a piros pedig az SN 2010kd +129 napos fázisnál készült színeképét jeleníti meg.

ható vonalak alapján modellezte az O II abszorpciót, s ezt a mért SLSN-spektrumok egy mintájára illesztve jó egyezést tapasztalt. Bizonyos esetekben azonban nem azonosítható egyértelműen az O II a színekép megfelelő szakaszán, s az ott látható vonalak modellezhetőek akár az O III, C III és Si IV kombinációjaként is. Erről részletesen a 3.3.2. fejezetben szölok.

A látható tartománnyal ellentétben az UV hullámhosszakon kicsit bizonytalanabb a vonalazonosítás. A 2680, 2450, 2200, illetve 1950 Å környékén megjelenő vonalakhoz sokan próbáltak megfelelő illeszkedést mutató elemeket keresni (pl. Quimby et al., 2011; Dessart et al., 2012; Howell et al., 2013; Mazzali et al., 2016; Quimby et al., 2018), ám ezek nem vezettek eredményre. Mazzali et al. (2016) mind a korai, mind a későbbi SLSN-spektrumokat figyelembe vevő modellezése szerint a 2680 Å környékén lévő abszorpciót okozhatja Mg II vagy C II. A 2450 Å környéki vonal jól illeszthető a Ti III, C II és Si III kombinációjával, a 2200 Å - os pedig a Ti III és a C II mellett C III - mal. A legkisebb hullámhosszon jelen lévő, 1950 Å környékén megjelenő vonalat a Fe III és a Co III együttes megjelenésével magyarázták.

A szén, illetve oxigén-vonalakból számolt, maximum előtti fotoszférikus sebességek 10000 és 15000 km s<sup>-1</sup> közé tehetőek (Quimby et al., 2018; Gal-Yam, 2018), a ledobódó anyag sebesség-szórása ( $\Delta v$ ) pedig kifejezetten keskeny, 1500 km s<sup>-1</sup> környéki (Gal-Yam, 2018). Ezáltal az I-es típusú SLSN-k kívülállónak számítanak a Modjaz et al. (2016) által a tágulási sebesség (a vonal kékeltolódása) és a sebesség-szórás (vonalszélesség) között talált korreláció alól, melyet a normál Ib/c SN-kra írtak fel.

A hideg fotoszférikus fázisban, ami a korai forró szakaszt követi, a SLSN légköre a tágulás következtében az időben egyre hidegebbé válik. Ha a hőmérséklet eléri, vagy alulmúlja a 12000 K-t, az optikai színeképben megfigyelhető O II vonalak gyengülni kezdenek (Mazzali et al., 2016; Bose et al., 2018), 10000 K alatt pedig a gyorsan változó spektrum egyre inkább hasonlítani kezd a normál Ic SN-knál megfigyelthez (Pastorello et al.,

2010a; Quimby et al., 2011). Mazzali et al. (2016) szerint a forró és a hideg fotoszférikus fázis közötti átmenetben rövid ideig megjelenhetnek a He I vonalai is. Ez az átmeneti időszak általában a maximális fényességet követő néhány napban, vagy hétben következik be. Ezalól léteznek kivételek is néhány különlegesen lassan fejlődő objektum esetében (pl. SN 2015bn Nicholl et al., 2016a), ahol a fotoszféra már jóval a csúcspont elérése előtt belépett a hideg fázisba. Liu et al. (2017) az I-es típusú SLSN-k spektroszkópiai fejlődésének részletes vizsgálata után arra a következtetésre jutott, hogy a SN-k hűlésével megjelenő Fe II vonal segítségével számolt fotoszférikus sebességek jobban hasonlítanak a normál BL-Ic SN-khoz tartozó értékekhez, mint az Ic-kéhez.

A **nebuláris emisszió** szakasza a hideg fotoszférikus fázist követi. Definíció szerint akkor lép a nebuláris fázisba egy szupernóva, amikor az időben folyamatosan hűlő és táguló csillaglégkör átlátszóvá válik. A SLSN-k esetén ez a normál Ic típusú SN-khoz képest később, sokszor több mint 100 nappal a maximum után jelentkezik. Ez arra utal, hogy a nagyobb ledobott tömegnek, az ionizációs hatásoknak, vagy e két jelenség együttes hatásának köszönhetően több ideig nagyobb sűrűségű marad a SN légköre. Minthogy a nebuláris fázisban közvetlenül is feltárul előttünk a felrobbanó objektum belseje, az akkori elemzések sok mindent elárulnak az I-es típusú SLSN-k robbanásának fizikájával kapcsolatban. Éppen ezért az évek során felhalmozódott adatokat többen is részletes vizsgálatnak vetették alá (pl. Gal-Yam, 2009; Nicholl et al., 2016a; Jerkstrand et al., 2017).

Nicholl et al. (2018) az újabb mérésekből, illetve az irodalomból származó, nebuláris fázisban készült spektrumok, valamint az Inserra et al. (2017) és a Jerkstrand et al. (2017) által megalkotott vonalazonosítások segítségével részletesen vizsgálta az I-es típusú SLSN-k nebuláris fázisban mutatott emisszióit. A minta egységessé tételének érdekében a kezdetben különböző SLSN-időskálákat normálta a spektrofotometriai fázisra, majd ezek után definiált egy korai és egy késői nebuláris időszakot. A korai nebuláris fázisban a fénygörbe lecsengése egymás után 2 exponenciális függvényekkel írható le, s nagyjából a maximum után eltelt 180. napig tart. Ez a De Cia et al. (2018) által definiált lecsengési ütemnek, ami a csúcshoz képesti 1 magnitúdóval történő elhalványulást veszi alapul, nagyjából a 2.5-szerese. A késői nebuláris szakaszt 4 exponenciális görbe írta le, s átlagosan a maximumtól számított 360. napig terjed ki. A nebuláris fázis elején a színek gyakran [Ca II]  $\lambda 7300$  Å emissziót tartalmaz (lásd pl. 1.7. ábra), míg a késői szakaszban általában az [O I]  $\lambda 6300$  Å vonala uralja a spektrumot.

A nebuláris fázisra jellemző erős emissziós vonalakat Nicholl et al. (2018) az O, Mg, Ca, Fe, illetve Na elemeknek tulajdonította. A spektrumok ekkor hasonlóságot mutatnak a normál Ic típusú SN-k színekével, noha a SLSN-k esetében a kisebb hullámhosszaknál erőteljesebb a Fe-emisszió (Gal-Yam, 2009), arra utalván, hogy ez esetben több vascsoporthoz tartozó elem található a ledobódó anyagban. Az O I  $\lambda 7774$  Å szintén erősebben jelenik meg a SLSN-kban, néhány esetben pedig az oxigén magasabban ionizált (O II és O III) vonalai is jelen lehetnek (Lunnan et al., 2014; Inserra et al., 2017). A korai nebuláris fázisban megfigyelhető vonalak kifejezetten szélesek, az O I  $\lambda 7774$  Å vonal esetén a félértékszélesség még a  $15000 \text{ km s}^{-1}$ -ot is meghaladhatja. A késői nebuláris fázisban ez az érték  $8000 \text{ km s}^{-1}$ -ra csökken, hiszen az idő előrehaladtával a SLSN egyre mélyebb és mélyebb rétegeire nyílik rálátásunk a folyamatos rekombináció következtében, a centrumhoz közelebbi héjakra pedig kisebb tágulási sebesség a jellemző.

A **késői időszakban H-vonalak** is megjelenhetnek az I-es típusú SLSN-k színekében. Ezt először Yan et al. (2015) figyelte meg az iPTF13ehe esetén, majd Yan et al. (2017a) még két hasonló eseményt azonosított. Az iPTF13ehe első spektruma a maximum környékén készült, és a szupernóva akkorra már a hideg fotoszférikus fázisába lépett, ezzel a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k mintapéldányaihoz, az SN 2007bi-hez, illetve az SN 2015bn-hez hasonulván. 250 nappal a csúcspont elérése után a H Balmer emissziós vonalai jelentek meg a spekt-

rumban: először a  $H\alpha$  (+322 napnál), majd a  $H\beta$ , végül a He I  $\lambda 5876$  Å-ös vonal is láthatóvá vált. A 2017-ben azonosított, az iPTF13ehe-hez a késői fázis H-emissziójában hasonló SLSN-knál szintén megfigyelhető volt, hogy a maximum körül felvett színek erőteljesen különbözik a forró fotoszférikus fázis tipikus spektrumaitól. Ez arra utal, hogy a késői szakaszban H-t mutató objektumok talán a korai fázisban mutatott viselkedésükben is eltérnek egy átlagos I-es típusú SLSN-tól. A H-t tartalmazó I-es típusú SLSN-król és környezetükről készített mérések a felrobbanó csillagtól egy  $\sim 10^{16}$  cm-re található, hidrogénben gazdag csillagközi anyag létét feltételezik. Yan et al. (2015) becslései alapján ez a H-gazdag anyag a megfigyelt I-es típusú SLSN-eknek nagyjából a 15%-ánál jelen van.

A II-es típusú SLSN-k, mint ahogy korábban is említettem, spektroszkópai tulajdonságaikat tekintve a II<sub>n</sub>, valamint normál II-es altípusra különíthetők el. A két csoport közötti különbséget az 1.6. ábra szemlélteti a II-es típusú SLSN 2008es +19 (Brown et al., 2014), illetve a II<sub>n</sub> típusú SLSN 2006gy +28 napos (Hicken et al., 2017) színekének megjelenítésével. A színek adatait az *Open Supernova Catalog*<sup>3</sup>-ból töltöttem le.

Jól látszik, hogy a SLSN 2006gy esetén jelen lévő keskeny, emissziós H-vonal a normál II-es típust gazdagító SN 2008es spektrumában nincs jelen.

Smith et al. (2008) és Smith et al. (2010) a II<sub>n</sub> típus két képviselőjének, az SN 2006gy-nek, valamint az SN 2006tf-nek a spektrumát tanulmányozta. A mérések alapján az objektumok kezdetben kék kontinuumot mutattak, amelyre néhány emissziós vonal rakódott. Az ezt követő fejlődési szakaszban komplexebbé vált a kontinuum alakja az emissziós vonalprofilok megváltozásának köszönhetően, végül a késői fázisban (néhány száz nappal a robbanás után) lapos kontinuum, és erőteljes  $H\alpha$  emisszió jelenléte volt a jellemző (lásd: 1.6. ábra). Mivel azonban eddig csak néhány ilyen objektumot ismerünk, a színek pedig minden esetben egyedi, a II<sub>n</sub> csoport egységes leírása egy jóval nagyobb elemszámú minta vizsgálatát kívánja.

A normál, keskeny vonalak nélküli II-es típusú SLSN csoportról szintén elmondható, hogy csak néhány képviselőjét ismerjük eddig (Gezari et al., 2009; Miller et al., 2009; Benetti et al., 2014; Inserra et al., 2018; Bhirombhakdi et al., 2019), ám ezek rendkívül hasonló spektrális fejlődést mutatnak. Esetükben a kezdeti szakaszt kék kontinuum jellemzi, amelyen nincsenek, vagy csak gyengén vannak jelen spektrumvonalak (1.6. ábra). Ezt a maximumot követő  $\sim 20$ . nap után egy jelentősen hűlő szakasz követi, ami megmutatkozik a kontinuum meredekségének változásában, illetve néhány erősebb vonal megjelenésében. Ezek közül a legjelentősebb a széles  $H\alpha$  profil, ami egyre inkább erősödik a fejlődés első néhány hónapjában. A normál II-es típusú SLSN-k általában gyors fejlődést mutatnak, ami miatt a követésük igen nehézkes, ám a néhány megfigyelt eset segítségével megállapítható, hogy 200 nappal a csúcspontosság után kizárólag  $H\alpha$  emisszió van jelen a színekünkben (Benetti et al., 2014; Inserra et al., 2018; Bhirombhakdi et al., 2018).

Az UV hullámhossztartománybeli spektroszkópia jelentősége szintén nem elhanyagolható a SLSN-k esetén, hiszen kisugárzott luminozitásuknak akár az 50%-a 2500 Å alá eshet (pl. Gaia16apd; Yan et al. 2017a). Az I-es típusú SLSN-k 1000 és 3000 Å közötti hullámhosszairól jó néhány színek készült a Hubble-űrteleszkóp segítségével.

Yan et al. (2018) néhány I-es típusú SLSN forró fotoszférikus fázisbeli UV-spektrumának összevetéséből arra a következtetésre jutott, hogy ezek a színek nagyjából homogének, az optikai spektrumokkal ellentétben. Smith et al. (2018) nagy vöröseltolódású objektumok spektrumait vizsgálta, amelyek bár látható tartományban készültek, nyugalmi hullámhosszuk az UV tartománynak felel meg. Ezek segítségével bizonyította, hogy a spektrumok

<sup>3</sup><https://sne.space>

nagyjából homogének, maximumuk pedig  $\sim 3000 \text{ \AA}$ -ra tehető, azonban nem mutatnak semmilyen összefüggést a maximumban mért fényességgel.

A II-es típusú SLSN-k esetén csak egyetlen objektumról, az LSQ15abl-ről készült UV tartománybeli spektrum. Ez az I-es típusú SLSN-knál gyengébb abszorpciós vonalakat, valamint  $\text{Ly}\alpha$  emissziót mutatott, amely utóbbi alapján az objektum a IIn csoportba sorolható.

### Polarimetriai mérések

Polarimetriai mérésekkel betekintést nyerhetünk egy SLSN csillagelődjének, illetve szülőkörnyezetének geometriájába: segítségével feltárhatjuk a robbanás szimmetrikus vagy aszimmetrikus mivoltát.

Eddig csak elszórtan készültek ilyesféle megfigyelések az I-es típusú SLSN-kről (Leloudas et al., 2015; Brown et al., 2016; Inserra et al., 2016; Leloudas et al., 2017; Bose et al., 2018; Lee, 2019), II-es típusúakról pedig még egyáltalán nem. A polarizáció vizsgálata ugyanis csak nagyon fényes, így nagyon közeli objektumok esetén lehetséges, ami az eddig felfedezett SLSN-k közül csak néhányra jellemző.

Az egyik legközelebbi, illetve legfényesebb gazdagalaxisban felrobbant I-es típusú SLSN az SN 2017egm, ami éppen ezért talán a legtöbb polarimetriai mérés célpontjává vált. Maga a szülőgalaxis csillagtömeg és fémeség tekintetében hasonlít a többi I-es típusú SLSN-éra (lásd: 1.5.7. fejezet), viszont  $\sim 0.5\%$ -os polarizáltságot mutat, ami miatt Bose et al. (2018) a szülőgalaxis globális aszimmetriáját jósolta. Maund et al. (2019) szintén az SN 2017egm környezetét vizsgálta polarimetria segítségével, hogy feltérképezze a robbanás 3 dimenziós szerkezetét, azonban a gazdagalaxisra jellemző, alacsony polarizáltságon kívül nem sikerült a SLSN környezetében nagyobb mértékű polarizációt kimérni. Saito et al. (2020) ugyancsak megpróbálkozott hasonló mérésekkel a Subaru óriástávcső segítségével, s a szülőgalaxisbeli polarizációra történő korrigálás után megállapította, hogy az SN 2017egm felrobbanása utáni korai szakaszban a polarizáció szöge jelentős különbséget mutat a maximum után mérttől: a maximum előtt  $\sim 0.2\%$ -os polarizációt mértek, ami alapján az akkori fotoszféra nagyjából gömbszimmetrikus, majd ez az érték  $\sim 0.8\%$ -osra növekedett a fejlődés későbbi szakaszára. Ez arra utal, hogy az objektumnak van egy belső, kevésbé szimmetrikus régiója is, ami nagyjából 1.2-es tengelyarányú (Saito et al., 2020).

Az SN 2015bn vizsgálata során az SN 2017egm-éhez hasonló eredmény adódott: ez az objektum a maximum előtt szintén kisebb polarizációt mutatott, mint a csúcspont után (Inserra et al., 2016; Leloudas et al., 2017), ami alapján valószínűleg ellipszoid alakú a magja (Inserra et al., 2016), ami egy gömbszimmetrikus héjba ágyazódik be (Bose et al., 2018). Érdekes megfigyelés, hogy amikor a polarizáció hirtelen megnövekszik a maximum után, a spektrumban is gyors változás következik be (Leloudas et al., 2017). Ez alapján arra következtethetünk, hogy a SLSN gömbszimmetrikus C/O héjába ágyazott belső mag újonnan keletkezett, nehezebb elemeket tartalmaz.

### Röntgen- és rádiómérések

Röntgenhullámhossz-tartományban is készültek mérések közeli I-es típusú SLSN-k környezetéről jórészt a Swift, a Chandra, vagy az XMM-Newton teleszkóp használatával (Ofek et al., 2013; Levan et al., 2013; Margutti et al., 2018), ám magát az objektumot az esetek nagy részében nem sikerült detektálni. Ofek et al. (2013) a közeli,  $z \sim 0.2$ -es vöröseltolódású SLSN-kra  $L_x < 0.5 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ -os, míg a kevésbé jól mintavételezett, távolabbiakra  $L_x < 2 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ -os röntgenkorlátot mért. Az itt vizsgált mintát később Levan et al. (2013); Inserra et al. (2017) és Margutti et al. (2018) a maximum előtti szakasztól kezdve egészen az elhalványulásig (akár 1000 nappal a maximum utánig) gyakran mintavételezett I-es típusú SLSN-kkal bővítette ki, s hasonló korlátokat

tapasztalt. Margutti et al. (2018) a PTF12dam szupernóva környezetét a Chandra űrteleszkóppal a maximum előtti szakaszban megfigyelve az imént említett korlátnál jóval kisebb röntgenluminozitást detektált ( $L_x < 2 \cdot 10^{40}$  erg  $s^{-1}$ ), amit a SLSN heves csillagképződést mutató gazdagalaxisának tulajdonított.

Az eddigi mintából kivételt képez a  $z = 1.189$ -es vöröseltolódáson mért SCP06F6 (SLSN-I), ami a napjainkig ismert SN-k közül a legnagyobb röntgenluminozitással bír. Esetében Levan et al. (2013)  $L_x \approx 10^{45}$  erg  $s^{-1}$ -ot mért az XMM teleszkóp 0.2-2 keV-os szűrőjében az objektum felfedezése után nagyjából 100 nappal. Ilyen magas röntgenfluxus detektálására a Swift űrtávcső is képes lett volna az általa vizsgált több tucatnyi kisebb vöröseltolódású SLSN esetén, mégis csak nem-detektálások sorát vonultatta fel. Ez megerősíti azt a tényt, miszerint az SCP06F6 egy különleges SLSN. Nem zárható ki ugyanakkor az sem, hogy az I-es típusú SLSN-k csak nagyon rövid ideig sugároznak röntgentartományban, és az SCP06F6 detektálása pusztán a szerencsének köszönhető, sőt az sem biztos, hogy a SLSN környezetében mért röntgensugárzás valójában az objektumtól származik.

A SLSN-k robbanási mechanizmusának mélyebb megértéséhez igen hasznosnak bizonyulna több, az SCP06F6-hoz hasonlóan erős röntgenluminozitással bíró SLSN kimérése.

A rádiótartományban (5 GHz) az I-es típusú SLSN-kről készített mérések a röntgenhullámhosszakhoz hasonlóan nem-detektálással zárultak. Bose et al. (2018) mérte ki a legszorosabb rádiókorlátot a közeli SN 2017egm helyén, melynek értéke a maximális fényesség környékén  $L_{10\text{GHz}} < 5.4 \cdot 10^{26}$  erg  $s^{-1}$  Hz $^{-1}$ -nek adódott. Ezáltal kizárhatóvá vált, hogy az I-es típusú SLSN-k fűtéséért a GRB-kéhez hasonló mechanizmus (relativisztikus plazmalyalábokból származó szinkrotronsugárzás) felel.

Mindezek alapján valószínűsíthető az is, hogy a szuperfényes szupernóvák rádioluminozitása hasonló a normál Ib/c SN-kéhez.

### 1.5.5. Robbanási forgatókönyvek

#### Magnetárfékeződés

A szuperfényes szupernóvák rendkívül nagy luminozitásának magyarázatára született legkorábbi felvetés a gyorsan forgó, mágnesezett neutroncsillag (magnetár) fékeződése (Maeda et al., 2007).

Ilyen, nagy sebességgel forgó objektum kialakulhat a magkollapszus során keletkező neutroncsillagból, hiszen az összeomlás során a csillag magjának impulzusmomentuma megmarad, míg a mag mérete több nagyságrenddel lecsökken. Ekkor a neutroncsillag mágneses tere kölcsönhatásba léphet az azt körülvevő anyaggal, amelynek következtében a lökéshullám felbukkanásában szerepet játszó, jet-szerű anyagkifúvások is létrejöhetnek (pl. Raynaud et al., 2020). A legegyszerűbb közelítés szerint az a neutroncsillagok által kibocsátott mágneses dipólsugárzást elnyeli a körülötte lévő anyag. Ekkor, minthogy a sugárzás termalizálódik, a csillag légkörének belsejében kialakul egy forró, a környezeténél nagyobb nyomású buborék. Ennek jelenléte hatással lehet mind a színkép, mind a fényesség időbeli változására. Az említett dipólsugárzás teljesítménye arányos a mágneses térerősség ( $B$ ) négyzetével, illetve megállapítható, hogy az időben csökkenő tendenciát mutat a neutroncsillag egyre lassuló forgásának köszönhetően. Szintén kimutatható, hogy a forgó, mágnesezett neutroncsillag kibocsátott energiája  $10^{14} - 10^{15}$  G erősségű mágneses tér esetén alakít ki egy szuperfényes szupernóvához szükséges nagy luminozitást. Ismert tény, hogy a legtöbb neutroncsillag csupán  $\sim 10^9 - 10^{12}$  G-os mágneses teret mutat, s a keletkező neutroncsillagoknak csupán a tizede haladja meg ezt a határt (Popov & Prokhorov, 2006). Definíció szerint azt a forgó neutroncsillagot tekintjük magnetárnak, amely  $10^{12}$  G-nál nagyobb mágneses térerősséggel bír.

A magnetár-modell számszerűsített leírásakor alapfeltevésnek tekintjük, hogy a magkollapszus során kialakuló

forgó neutroncsillag mágneses fékeződésen megy keresztül, amelynek során a felszabaduló összenergia egy része termalizálódik a SN-burokban, a másik része pedig kisugárzódik. Ekkor az időegységenként termelődött teljes energia a Kasen (2010) által leírt fékezési formulának megfelelően alakul:

$$L_m = \frac{E_p}{\tau_p} \frac{l-1}{1+t/\tau_p}. \quad (1.49)$$

Itt  $E_p$  a magnetár kezdeti forgási energiáját,  $\tau_p$  a fékezés karakterisztikus idejét,  $l$  pedig a mágneses tér szerkezetét jellemzi. Dipólusnak tekintett mágneses tér esetén  $l = 2$ , amit behelyettesítve az 1.49. egyenletbe a formula tovább egyszerűsíthető. Ezt a termodinamika első főtételebe behelyettesítve, valamint az 1.2.3. fejezetben leírtak alapján, a diffúziós közelítést felhasználva, a magnetár forgatókönyv szerint robbanó SN fényességváltozására egy, az 1.27. egyenlethez hasonló formulát kapunk eredményül (Chatzopoulos et al., 2012):

$$L(t) = \frac{2E_p}{\tau_p} e^{-\left(\frac{t}{\tau_d}\right)^2 + \frac{\tau_h t}{\tau_d}} \int_0^x e^{-z^2 + \frac{\tau_h z}{\tau_d}} \left(\frac{\tau_h}{\tau_d} + z\right) \frac{1}{(1+yz)^2} dz. \quad (1.50)$$

Itt  $x = t/\tau_d$ , és  $y = \tau_d/\tau_p$ , a  $\tau_h$ -val és  $\tau_d$ -vel jelölt időskálák definícióját pedig az 1.2.3. fejezet 1.20., és 1.21. egyenlete foglalja magában. Ezek ismeretében becslést tehetünk a csúcsluminozitásra is Kasen (2010) alapján:

$$L_{\text{peak}} \approx \frac{E_p \tau_p}{\tau_d^2} \left[ \ln \left( 1 + \frac{\tau_d}{\tau_p} \right) - \frac{\tau_d}{\tau_d + \tau_p} \right]. \quad (1.51)$$

Tekintve, hogy az  $E_p$  kezdeti rotációs energia értéke  $\sim 10^{51}$  erg, illetve a  $\tau_p$  fékeződési időskála nagyságrendileg  $10^6$  s-os, a maximális fényesség akár a  $10^{44} - 10^{45}$  erg s $^{-1}$  értéket is elérheti, ilyen módon pedig szerepet játszhat a SLSN-k extrém fényességváltozásának kialakításában (Kasen, 2010; Woosley, 2010; Chatzopoulos et al., 2012).

Ekkor, ha figyelembe vesszük a dipólusközelítést, kiszámítható az  $M_M$  tömegű magnetár kezdeti forgási periódusa Metzger et al. (2015) formulájából:

$$P_{10} = \frac{P}{10\text{ms}} \approx \sqrt{\frac{2.5 \cdot 10^{50}\text{erg}}{E_p}} \left( \frac{M_M}{1.4M_\odot} \right)^{3/4}. \quad (1.52)$$

Ennek ismeretében a magnetár mágneses indukciója is kiszámítható a következőképp:

$$B_{14} = \frac{B}{10^{14}\text{G}} \approx P_{10} \sqrt{\frac{174\text{s}}{\tau_p}} \left( \frac{M_M}{1.4M_\odot} \right)^{3/4}. \quad (1.53)$$

Ezután fontos meggyőződnünk arról, hogy az itt leírt paraméterértékek nem mondanak-e ellent a fizika törvényeinek. Ezt a magnetár-modellnél a mágnesezett neutroncsillag forgási periódusának kiszámításával tehetjük meg olyan módon, hogy az 1.52. egyenletben megkapott periódus értékét összevetjük azzal a periódusidővel, amit a magnetár szétesésére számoltunk. Az utóbbi esetben alapul vesszük, hogy a magnetár akkor esik szét, amikor centrifugális ereje egyenlővé válik a gravitációjával. Egy  $R_M$  sugarú magnetár esetén ez a periódusidő a

$$P = \sqrt{\frac{4\pi^2 R_M^3}{M_M G}} \quad (1.54)$$

képlettel határozható meg. Ez a formula egy tipikusnak tekinthető,  $R_M \sim 10$  km sugarú és  $M_M \sim 2 M_\odot$  tömegű

neutronsillag esetén  $P \sim 0.22$  ms-os periódust ad. Az a modell tehát, ami ennél kisebb periódusidőt jósol a vizsgált magnetár esetén, nem tekinthető fizikai szempontból konzisztensnek.

A szuperfényes szupernóvák esetén Maeda et al. (2007), Woosley (2010) és Kasen (2010) is előállt a magnetár-moddellel, illetve annak továbbfejlesztett változataival, végül pedig Inserra et al. (2013) alkotta meg a máig legnépszerűbb verzióját. Ez a mért fénygörbék modellezése után a robbanás 3 fizikai paraméterére ad becslést: a ledobott tömegre ( $M_{ej}$ ), a magnetár kezdeti mágneses télerősségére ( $B$ ), illetve kezdeti forgási periódusára ( $P$ ). Inserra et al. (2013) modelljének számos továbbfejlesztett változatát alkalmazták I-es típusú SLSN-k fénygörbéjének modellezésére (pl. Chatzopoulos et al., 2012, 2013a; Liu et al., 2017; Nicholl et al., 2017a; De Cia et al., 2018);, s ezáltal jellemzően az alábbi értékek adódtak (Nicholl et al., 2017a):

- $B \approx 10^{14}$  G
- $P \approx 2$  ms
- $M_{ej} \approx 5M_{\odot}$ .

De Cia et al. (2018) szerint a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k nagyobb ledobott tömeget, valamivel magasabb mágneses télerősséget, és hasonló kezdeti forgási periódust mutatnak, mint a gyorsan fejlődők. Jelenleg néhány kivételtől eltekintve (lásd pl. De Cia et al., 2018) az összes I-es típusú SLSN maximum környéki fénygörbéjét megfelelően leírják a magnetár-modellek.

Mindez nem csak fotometriai, hanem spektroszkópiai szempontból is igaz: Dessart et al. (2012) és Mazzali et al. (2016) I-es típusú SLSN-k fotoszférikus fázisbeli spektrumait szintetizálta, amelynek során a mért spektrumokhoz jól illeszkedő modellspektrumokat alakított ki. Jerkstrand et al. (2017) hasonló illeszkedést mutató, viszont nebuláris fázisbeli spektrumokat hozott létre lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k esetén. Ez alapján megállapíthatjuk, hogy a magnetár fékeződésén alapuló elméleti modell az eddig felfedezett I-es típusú SLSN-knak mind a fénygörbéjét, mind a spektrumát megfelelően magyarázza.

Blanchard et al. (2020) 62 SLSN fénygörbéjét illesztette a magnetár-modell használatával, és megállapította, hogy a SLSN-k átlagosan  $3.6 - 40M_{\odot}$  tömeget dobhatnak le. Ezenkívül korrelációt vett felfedezni a szülőcsillag kezdeti tömege és a magnetár kezdeti forgási periódusa között. Az összefüggés meglepte egyre bizonyosabb (pl. Lin et al., 2020), fizikai okai azonban jelenleg vita tárgyát képezik.

A magnetár-modell, bár sok esetben képes megfelelően illeszteni a SLSN-fénygörbék és színképek megfigyelt jellemzőit, alkalmazhatósága napjainkig számos kihívást tartogat. Például bizonyos I-es típusú SLSN-k korai szakaszában mutatott fénygörbe-modulációit (lásd: 1.5.4. fejezet), valamint az ezekhez szükséges  $> 10^{52}$  erg energiát a neutronsillag kialakulásával járó modellek nem magyarázzák megfelelően a standard modellekkel szemben, amelyek a lökéshullám adiabatikus hűlését veszik alapul. Kasen (2010) ezután egy "magnetár-lökéshullám" elnevezésű kombinált modellt javasolt, ami a fénygörbe maximum előtti modulációit is képes illeszteni, ugyanakkor jól illeszkedik a későbbi fénygörbére és a spektrumokra is.

A magnetár forgatókönyvre épülő modellek további problémája, hogy a SLSN-k fénygörbéjének korai szakaszára jól illeszkedő paramétereket tartalmazó modellek túlbecslik a fényesség értékét a későbbi szakaszokban (Chen et al., 2015; Vreewijk et al., 2017). Ezt az ellentmondást enyhítendő, feltételezhető, hogy a szupernóva légköre az időben egyre inkább átlátszóvá válik, és így kisugározza a lassuló magnetár által kibocsátott energia egy részét. Ez magyarázatot adhat arra, hogy a korai fázisban jól illeszkedő magnetár-modellek miért nem adnak megfelelő becslést a későbbi időszakokra.

Minthogy a gyorsan forgó, mágnesezett neutroncsillag modellje sima, monoton csökkenő fénygörbét jósol a maximális fényesség után, a késői szakaszban megjelenő púpokot (lásd: 1.5.4. fejezet) szintén nem egyszerű megmagyarázni vele. Metzger & Bower (2014) feltételezése alapján a felbukkanó ionizációs frontok kialakíthatnak a késői szakaszban fénygörbe-modulációkat, Nicholl et al. (2017a) szerint pedig az oxigén rekombinációja is okozhat hasonlót. Inserra et al. (2017) azonban mind a kettőt valószínűtlennek találta a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k esetén. A késői szakaszban a SLSN-k nagy valószínűséggel kölcsönhatást mutatnak a körülöttük elhelyezkedő csillagközi anyaggal. (Az erre talált bizonyítékokat a későbbiekben ismertetem.) Ilyen módon tehát megállapítható, hogy a késői fénygörbét nem lehet megfelelően leírni kizárólag a magnetár-moddellel, így erre a szakaszra az úgynevezett hibrid modelleket (például a magnetár forgatókönyv és a csillagközi anyaggal történő kölcsönhatás kombinációját) javasolják.

Végül, de nem utolsósorban a magnetár-modellek esetén felmerül a "hiányzó tömeg" problémája. A nagyszámú I-es típusú SLSN-ra a nebuláris fázisbeli spektrumok modellezéséből kapott  $> 15M_{\odot}$ -es ledobott tömeg (Jerkstrand et al., 2017) ugyanis több mint 4-szeresen meghaladja a Nicholl et al. (2017a) magnetár-modellt használó fénygörbe-modellezéséből kapott átlagosan  $\sim 3.8M_{\odot}$ -es értéket. Nicholl et al. (2018) azonban vitatta az összehasonlítás értelmét.

### Akkreció fekete lyuk felszínére

Mind az I-es, mind a II-es típusú SLSN-k kialakulására magyarázatot adhat az a forgatókönyv (Dexter & Kasen, 2013), miszerint egy nagy tömegű csillag anyagát akkretálja az annak magkollapszusa során létrejött fekete lyuk. Ekkor ugyanis a mag összeomlásakor kialakuló kompakt objektumra nem csak a kezdeti, néhány másodpercig tartó időszakra jellemző szabadesési időskálán történő behullás van jelen, hanem a ledobódó anyag kisebb sebességű hányada csak a következő néhány napban akkretálódik a központi fekete lyukra, valamint annak környezetébe. Ez a folyamat jelentős energiafelszabadulással jár: a befelé hulló anyag felforrósodva erőteljes részecske- és elektromágneses sugárzást, sőt bizonyos esetekben akár jethoz hasonló anyagkifúvást is eredményezhet. Amennyiben kialakul a jet, a szupernóva-robbanást nagy valószínűséggel hosszan tartó gammasugár-kitörések is követik (ultra-long gamma-ray burst, ULGRB).

A részecskeszélnek a kidobódó anyagban történő termalizálása által szintén megfigyelhető elektromágneses sugárzás keletkezik, az akkretálódó anyag kibocsátott energiája pedig jelentősen befolyásolhatja az objektum fényességét, ami ennek következtében elérheti a szuperfényes szupernóvákra jellemző értéket. Ez esetben a SLSN kialakulásának valószínűsége akkor a legnagyobb, amikor az összeomlásakor keletkezett központi objektumról visszapattanó anyag egy külsőbb, H- és He-gazdag héj határfelületéről ismét részben visszaverődik, amellyel még több anyag visszahullását kezdeményezi. Az akkréciós ráta értéke ilyenkor meghaladhatja az Eddington-luminozitáshoz tartozó maximális akkréciós rátát: ekkor tehát jellegzetes, szuper-Eddington akkréció történik, melynek során az éppen befelé hulló anyagfelhőt robbanásszerű hevességgel fújja ki a sugárnyomás. Ez megtörténhet akár az úgynevezett félresikerült SN-k (failed SN-k) esetén is, amikor az objektum külső héja nem hullik be a központi fekete lyukba, vagy annak akkréciós korongjára, és az így kialakuló nagy nyomású és hőmérsékletű gáz szétveti az anyagburkot egy normálisnál halványabb SN-t létrehozván.

Az itt leírt, fekete lyuk-akkreción alapuló modell sok szempontból hasonlít a korábban említett magnetár forgatókönyvhöz, hiszen ez esetben szintén egy központi objektum jelenléte táplálja a robbanást. Azzal ellentétben azonban a fekete lyukra történő akkréció esetén jelenleg még nincs a mért fénygörbe pontos fizikai leírására alkalmas elmélet, azt a becslést leszámítva, miszerint a késői szakaszban a halványodási ütem az idő  $-5/3$ . hatványának megfelelően alakul.

Napjainkig Dexter & Kasen (2013) munkáján kívül csak néhány esetben hasonlították össze SLSN-k mért jellemzőit a fekete lyukra történő akkréciós modellek jóslataival, ezeknek a modelleknek azonban számos pozitívuma akadt. Általánosságban véve az a tény, miszerint az akkréció időben nem feltétlenül állandó, logikus magyarázatot ad a fénygörbe korai vagy késői szakaszán megfigyelt modulációk jelenlétére. Kasen et al. (2016) szerint a fekete lyukra való akkréció esetében a lökeshullám felbukkanásakor kialakulhat egy fler-szerű felfényesedés, ami szintén felelős lehet a korai púpok kialakulásáért.

A vékony akkréciós koronggal körülvelt fekete lyukakra jellemző tömeg-energia konverziót alapul véve kijelenthető, hogy ezek a modellek számottevően nagyobb energiaszabadulást tesznek lehetővé, mint azok, amelyekben a robbanás fő motorja egy neutroncsillag (akár magnetár). Éppen ezért a nagy luminozitással bíró események, így a SLSN-k leírására is igen kecsegtető lehet az akkréciós modell.

### Páristabilitás és radioaktivitás

A normál Ia, illetve Ib/c SN-k elterjedt szülőcsillag-forgatókönyve a robbanás során újonnan kialakult elemek (leginkább  $^{56}\text{Ni}$ ) radioaktív bomlásából származó fokozatos energiakibocsátáson alapszik. Az eddigi tapasztalatok szerint bármilyen robbanásról is legyen szó, a  $^{56}\text{Ni}$  a legtöbbször jelen van benne. A radioaktív bomláson alapuló forgatókönyvnek létezik egy elméleti változata, amelyet kifejezetten nagy tömegű csillagok esetére terjesztettek ki. Ez az úgynevezett páristabilitásos szupernóva-robbanás (PISN).

Ez a modellszámítások alapján extrém nagy ( $140\text{--}160 M_{\odot}$ ) kezdeti tömegű csillagok esetén használható, amikor is a csillag magja még az oxigén fúziójának kezdete előtt eléri azt a kritikus hőmérsékletet, amikor az elektron-pozitron párkeltés miatt fellépő nyomáscsökkenés a mag sűrűsödésének gyors növekedését eredményezi. A tömörödés a hőmérséklet rohamos emelkedését vonja maga után, aminek következtében kezdetét veszi az oxigénfúzió. Ez további hőmérséklet-emelkedést, illetve egyre nagyobb fúziós rátát von maga után, mivel azonban az anyag elfajult állapotban van, amelynek következtében a nyomás nem növekedhet tovább, az anyag robbanásszerű fúzióba kezd, ami szétveti a csillagot (Gal-Yam, 2009; Kasen et al., 2011). A PISN -k esetében tehát nagy mennyiségű, akár  $50 M_{\odot}$ -nyi oxigén ég el pillanatok alatt, s így egy tipikus Ia SN-nál akár nagyságrendekkel több energia szabadulhat fel, SLSN-t eredményezve (Chatzopoulos et al., 2013b, 2015, 2019).

A PISN modell előnye, hogy megfigyelésekkel is ellenőrizhető, így igazolható alapfeltevései vannak. A forgatókönyv szerint PISN csak nagyon nagy kezdeti tömegű, így különlegesen fényes csillagokban alakulhat ki, amelyeket kis vöröseltolódáson szerencsés esetben elkülöníthetünk a gazdagalaxisuktól. Így ha a robbanás előtt készült mérés az adott galaxisról, a későbbiekben vizsgálhatóvá válik a SN csilladelődje, és annak környezete. Szintén alapfeltevése a PISN robbanásnak az, hogy a csillag aránylag kis fémsűrűségű legyen, igaz, ez általában már ahhoz is követelmény, hogy létrejöhessen a megfelelően nagy kezdeti tömeg. Egy normál vagy nagy fémtartalmú csillag esetén ugyanis a légkörben lévő fémek nagy opacitása elnyeli a fotonokat, amelynek következtében a sugárnyomás olyan erőssé válik, hogy a csillag lefújja magáról a külső rétegeit. A fémekben szegény csillagoknak viszont kisebb az opacitása, ami miatt nem olyan jelentős a tömegvesztés, mint nagyobb fémsűrűség esetén, s így kialakulhat a PISN-hez szükséges nagy kezdeti tömeg az oxigénmag állapotában. Megjegyzendő, hogy a pulzációs PISN (PPISN) létrejöttéhez elég egy kezdetben  $\sim 70 - 80 M_{\odot}$  tömegű, fémszegény csillag.

A kezdeti tömeg ellenőrzését nehezíti, hogy a robbanás után már nem készíthető spektrum a szülőcsillagról, viszont előtte nem tudhatjuk, hogy melyik objektum fogja SLSN-ként végezni az életét. Említésre érdemes az a tény is, hogy a PISN után nem marad hátra fekete lyuk vagy neutroncsillag, így a robbanás utáni maradványt sem lehetséges vizsgálni.

Mint ahogy már korábban is megemlítettem, a nagy mennyiségű  $^{56}\text{Ni}$  kialakulása szintén a PISN-k specifikus

jellemzője. Ennek tömege spektroszkópiai úton becsülhető, akár a nikkeltől, akár a bomlásából létrejövő Co, vagy Fe optikai mélységének meghatározása után. Mivel a szülőcsillag kis fémessége szintén az alapfeltevések egyike, a PISN-k a nagyon távoli (tehát nagyon korai) Univerzumban jöhettek létre nagyobb számban, s emiatt megfigyelésük igencsak nehézkes (Whalen et al., 2013, 2014; Regős et al., 2020). Az 1.5.6. és az 1.5.7. fejezetben írok részletesebben a SLSN-k születési körülményeiről, illetve környezetéről, ahol említést teszek arról is, hogy a SLSN-k általános jellemzője, hogy fémszegény környezetben robbannak fel, még azokban az esetekben is, amikor közelebbi galaxisokból származnak.

Feltéve, hogy a PISN-k esetén a radioaktív bomlás tekinthető a fő energiaforrásnak, a szupernóva maximumban mért luminozitása és teljes kisugárzott energiája (amelyekkel jó közelítéssel egyenesen arányos a kezdeti  $^{56}\text{Ni}$ -tömeg) összefüggést mutat a ledobott tömeggel, illetve az opacitással.

Ezek alapján az elvárások szerint a fényesebb csúcsluminozitáshoz hosszabb felfényesedési idő, illetve diffúziós időskála társul. Ilyen módon az energiatermelési ráta kiszámítható a  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  bomlás jól ismert  $\sim 0.01$  mag  $\text{d}^{-1}$ -os időskálájából. Ekkor a depozíciós függvény is számolható a megfelelő transzportegyenletek használatával, ha feltételezzük, hogy az energiaszállításért a  $\gamma$ -sugarak, illetve a pozitronok felelnek. Ez a tény a radioaktív bomláson alapuló modelleket könnyen tesztelhetővé és így megbízhatóvá teszi.

A teljes kisugárzott energiát tehát Branch & Wheeler (2017) szerint az alábbi formulával írhatjuk fel:

$$L_R = [(6.57 \cdot 10^{43} e^{-t/8.8} + 1.32 \cdot e^{-t/111.3}) D_\gamma \quad (1.55)$$

$$+ 4.64 \cdot 10^{41} (e^{-t/111.3} - e^{-t/8.8}) D_+ \quad (1.56)$$

$$+ 7.52 \cdot 10^{41} (e^{-t/111.3} - e^{-t/8.8}) D_+ D_\gamma] M_{\text{Ni}} \text{ ergs}^{-1}. \quad (1.57)$$

Itt  $D_\gamma$  jelöli a  $\gamma$ -sugarakra,  $D_+$  pedig a pozitronokra vonatkozó depozíciós függvényt. Ezek a függvények a következő alakot öltik:

$$D_\gamma = 1 - e^{-A_\gamma t^{-2}} \quad \text{és} \quad D_+ = 1 - e^{-A_+ t^{-2}}. \quad (1.58)$$

Az exponenciális tag kitevőjében szereplő mennyiségek a  $\gamma$ -sugarak, illetve a pozitronok optikai mélységét jelölik, az  $A$ -val jelölt kifejezések alakja pedig  $A_\gamma = (3\kappa_\gamma M_{ej})/(4\pi v_{exp}^2)$ , és  $A_+ = (3\kappa_+ M_{ej})/(4\pi v_{exp}^2)$ . Az opacitás a  $\gamma$ -sugarak esetén  $\kappa_\gamma \approx 0.03 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , a pozitronokra pedig  $\kappa_+ \approx 7 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (Colgate et al., 1980).

A PISN a radioaktív fűtésű SN-k speciális esete, amelyben egy nagyon nagy tömegű csillag felrobbanása hozza létre a nagy mennyiségű  $^{56}\text{Ni}$ -t (Heger, & Woosley, 2002), s ezen modellek esetén a ledobott tömeg  $\sim 100 M_\odot$ , a felfényesedési idő pedig  $> 100$  naposnak adódik (Kasen et al., 2011).

Az I-es típusú SLSN-k esetén a radioaktivitást alapul vevő modellek kezdetben két csoport elkülönítését kezdeményezték: a lassan fejlődő eseményeknél (pl. SN 2007bi; Gal-Yam, 2009) a PISN modellek jó illeszkedést mutattak a mérési adatokhoz, míg a gyorsabban fejlődőknél kevésbé bizonyultak hatásosnak (Quimby et al., 2011). Ez a tény sarkallta arra Gal-Yam (2012)-ot, hogy az I-es típusú SLSN-kat két csoportra ossza: a radioaktív modellekkel leírható SLSN-R, illetve a más modellekkel jobban magyarázható normál SLSN-I altípusra. Később azonban kiderült, hogy nem minden lassú fejlődést mutató I-es típusú SLSN társítható a PISN modellekkel (Nicholl et al., 2013), sőt, spektroszkópiailag mind a fotoszférikus (Dessart et al., 2012), mind a nebuláris fázis (Jerkstrand et al., 2017) modellezése során ellentmondásba ütköztek. Mindezek mellett a SLSN-kutatók jelenlegi álláspontja szerint lehetséges, hogy a lassan és a gyorsan fejlődő SLSN-k valójában nem alkotnak külön alosztályokat, hanem folytonos az átmenet közöttük.

A nagy  $^{56}\text{Ni}$ -mennyiséget képező PISN modellek tehát leginkább azokra az I-es típusú SLSN-kra működnek megfelelően, amelyeknél a felrobbanó csillag magja  $\sim 100M_{\odot}$  nagyságrendű (Gal-Yam, 2009; Kasen et al., 2011). Ha feltételezzük, hogy a kezdeti tömegfüggvény egészen az extrém nagy tömegű csillagokig monoton, még a jelenleg ismert, kevés szuperfényes PISN azonosítása is valószínűvé teszi nagy számú, a SLSN-knál halványabb, így sokkal kevesebb  $^{56}\text{Ni}$ -lel, ámde csak egy kicsit alacsonyabb kezdeti tömeggel bíró PISN létezését (Heger, & Woosley, 2002). Kozyreva et al. (2018) talált is egy ezzel konzisztens jelöltet, s a jövőbeli tranzienskereső égboltfelmérések során a remények szerint tucatjával találunk majd hasonlókat.

Jelenlegi ismereteink alapján úgy tűnik, hogy a radioaktív (főleg a PISN) modellek csak nagyon kevés I-es típusú SLSN megfigyelt jellemzőit írják le megfelelően, s ezek az objektumok különlegesen lassú felfényesedési, illetve elhalványulási időt mutatnak (pl. PS1-14bj; Lunnan et al. 2016, és PTF10nmn; Kozyreva et al. 2017; De Cia et al. 2018). Míg a Dessart et al. (2012) PISN modelljei eddig egyetlen SLSN mérési adataira sem illeszkedtek megfelelően, a Kozyreva et al. (2017) által kialakítottak néhány esetben hasonlítottak a mért fénygörbékre, illetve spektrumokra. Éppen ezért a PISN forgatókönyv életképessége a SLSN-k fizikájának élénken vitatott elméleti kérdésévé vált.

### Kölcsönhatás a csillagkörüli anyaggal

Egy felrobbanó SN ledobódó burkának a csillagkörüli anyaggal (CSM) történő kölcsönhatása hatásos módja lehet a kinetikus energia sugárzássá történő átalakításának, amelyben a kialakuló erős lökéshullámok nagy szerepet játszanak. A csillagot körülvevő anyag létrejöhet sűrű csillagszelek, kettőscsillag tagjainak kölcsönhatása vagy összeolvadása, esetleg LBV csillagok kitöréseinek következtében (Smith, 2014). Bizonyos PISN-k esetében akár az is előfordulhat, hogy a végleges robbanás előtt a szülőcsillag több tömegvesztési fázison megy keresztül, ilyen módon egy kiterjedt csillagkörüli anyagfelhőt hozva létre, amibe később belerobban a SN.

A CSM-kölcsönhatás gyakran felelős a normál II-n típusú SN-k megfigyelt jellemzőinek kialakításában, valamint jelen lehet az Ib-n-ekben, elvétve az Ic-kben, vagy az Ia SN-k ritka, fényes alcsoportja, az Ia-CSM esetében (lásd: 1.2. fejezet). A kölcsönhatás következményeként a SN-k spektrumában erős emissziós vonalak jelennek meg, ez pedig gyakran megfigyelhető a II-es típusú SLSN-k esetén is (pl. Bhirombhakdi et al., 2019). Megjegyzendő azonban, hogy az I-es típusú SLSN-knál sem zárható ki teljesen az interakciós modellek létjogosultsága, azon esetekben viszont a felrobbanó csillagot körülvevő anyag nem tartalmaz H-t, így a spektrumban sincsenek jelen oly erős emissziós vonalak, mint a II-es típus esetében (Chatzopoulos et al., 2013b; Ben-Ami et al., 2014). Már több bizonyítékot is találtak arra, hogy bizonyos I-es típusú SLSN-k a késői fázisukban kölcsönhatnak a csillagkörüli anyaggal: Yan et al. (2017a) I-es típusú SLSN-k késői spektrumainak vizsgálatából megállapította, hogy néhány SLSN-I esetében megjelennek, és egyre erősebbé válnak a H vonalai az idő előrehaladtával, Lunnan et al. (2018) pedig egy H-szegény, más elemekből álló CSM jelenlétét feltételezi egyes SLSN-knál. Szintén Lunnan et al. (2018) talált bizonyítékot arra, hogy az I-es típusú iPTF16eh robbanásáért a pulzációs PISN mechanizmus lehet a felelős.

Néhány lassan fejlődő I-es típusú SLSN-nál a fénygörbe késői szakaszán megfigyelhető modulációk nagy valószínűséggel szintén a csillagkörüli anyaggal történő kölcsönhatás számlájára írhatóak (Inserra et al., 2017).

Chatzopoulos et al. (2012) fél-analitikus fénygörbemodelleket hozott létre a CSM-kölcsönhatás szimulálására, ami számos SLSN mért fénygörbéjével jó illeszkedést mutat. Bár ez egy egyszerű és sok szabadsági fokkal bíró modell (minthogy mind a SN, mind a CSM fizikai tulajdonságaitól függ), a magnetár-modellekhez hasonlóan jól használható (pl. Nicholl et al., 2016a; Vreewijk et al., 2017).

A CSM-forgatókönyv egyik hiányossága a SLSN-k esetén, hogy nem minden megfigyelt esetet sikerült tisztán

ennek a modellnek a használatával leírni. Nicholl & Smartt (2016) szerint meglepő lenne az I-es típusú SLSN-k korai fénygörbéjén megfigyelhető modulációkat a csillagkörüli anyaggal történő kölcsönhatás következményének feltételezni, minthogy a lökéshullám felbukkanása a CSM különböző helyszínein történik meg. Vreewijk et al. (2017) vizsgálatai arra utalnak, hogy a korai púpok valójában sokkal változatosabb megjelenést mutatnak, mint azt eleinte sejteni lehetett. Anderson et al. (2018) szintén erre a következtetésre jutott az SN 2018bsz fénygörbéje kapcsán, a DES-ből származó SLSN-k vizsgálata során. Ezen ismeretek birtokában kijelenthető tehát, hogy a CSM-modellek néhány, de nem minden esetben használhatóak a korai fénygörbe-modulációk modellezésére.

### **Hibrid modellek**

A hibrid modellek két vagy több előbb említett modell kombinálásából tevődnek össze. Ezek használata bizonyos esetekben elkerülhetetlen, például amikor egy magnetárt kialakító SN nagy mennyiségű  $^{56}\text{Ni}$ -t hoz létre, majd pedig a késői szakaszban a CSM-kölcsönhatás jegyeit hordozza magán. A hibrid modellekre jellemző, hogy az esetek nagy részében van egy fő modell, ami a SLSN legtöbb jellemzőjét megfelelően magyarázza, illetve egy másodlagos modell, ami azokat a különleges jellemzőket hivatott leírni, amelyeket a fő modell nem tudott. Chatzopoulos et al. (2013b) vezette be, és alkalmazta elsőként SLSN-k esetén a CSM-kölcsönhatásos, illetve a hibrid fűtésű modelleket. Később Inserra et al. (2017) szintén használta egy nagy elemszámú, lassan fejlődő I-es típusú SLSN-kból álló minta esetén, ahol központi energiaforrás mellett másodlagos modellként volt jelen a CSM-modell a korai fénygörbe-modulációk megmagyarázása végett. Chen et al. (2017b) és Li et al. (2020) szintén másodlagos modellként tekintett a CSM-kölcsönhatásra, az általuk vizsgált SLSN-k csúcsfényességének, illetve maximum utáni másodlagos csúcsainak pontos leírására.

A bennük lévő paraméterek rugalmassága miatt a hibrid modelleket sokan kevésbé megbízhatónak gondolják, ám az egyre növekvő mennyiségű mérési adat birtokában megmutatkozik, hogy vannak olyan esetek, ahol a mért jellemzőket nem tudja megfelelően modellezni egyetlen forgatókönyv alkalmazása.

#### **1.5.6. Szülőobjektumok**

##### **Tömeg**

A SLSN-csillagelődők a feltételezések szerint szinte minden esetben nagy tömegű csillagok. Erre lehetséges magyarázatot szolgáltat az a tény, miszerint a legtöbbjük erős csillagkeletkezést mutató gazdagalaxisban robban. (A gazdagalaxisok jellemzőit az 1.5.7. fejezetben ismertetem.) Szintén a robbanási környezet vizsgálatával állapítható meg, hogy az I-es típusú SLSN-k nagyrészt alacsony, a Napénál jóval kisebb fémességgel bírnak ( $\sim 0.5Z_{\odot}$ ).

Érdekes kérdés a SLSN-kkal kapcsolatban, hogy vajon a normál SN-khoz hasonlóan mekkora kezdeti tömeggel bírnak. A  $8-17 M_{\odot}$  tömegű normál II-es típusú SN-khoz (Smartt, 2015) hasonló, vagy ennél egy jóval magasabb érték a jellemző? Az I-es és a II-es típusú SLSN-k hasonló, vagy különböző kezdeti tömegű objektumok robbanásából származnak?

Jelenleg számos erős utalás létezik arra nézve, hogy egyes lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k extrém nagy tömegű csillagoktól származnak. A leglassabban fejlődő SLSN-k fénygörbéjét Gal-Yam (2009) szerint azonban mégsem lehet megfelelően leírni az ismert nagy tömegű szülőcsillagot feltételező PISN modellekkel. Későbbi elemzések alapján, más modellek használatával viszont mind a fénygörbéjük (Nicholl et al., 2015a; Lunnan et al., 2016), mind a nebuláris fázisbeli spektrumuk (Jerkstrand et al., 2017) vizsgálatából  $M > 20M_{\odot}$  adódik ledobott tömegnek, a kezdeti tömeg pedig meghaladja a  $40 M_{\odot}$ -et.

A PISN forgatókönyv szintén nem elhanyagolható a legnagyobb tömegű szülőcsillagok esetében: például

Lunnan et al. (2018) szerint az I-es típusú iPTF16eh spektrumában azonosított vonalak némelyike arra utal, hogy a táguló csillaglégkör anyaga visszapattant egy CSM héjról. Ez a jelenség megfelelően magyarázható a pulzációs PISN forgatókönyvvel, s ennek megfelelően jó illeszkedést mutatott ez a modell a mért jellemzőkre, a szülőcsillag kezdeti tömegére pedig  $> 100M_{\odot}$  adódott.

A II<sub>n</sub> típusú SLSN-k néhány nagyon hosszan lecsengő fénygörbével és hatalmas integrált luminozitással bíró képviselője esetén szintén elvárható a nagy tömegű szülőobjektum, amit egy szintén nagy tömegű, csillagkörül anyagból álló héj vesz körül. Ez alapján a szülőcsillag hasonló lehet az LBV-khez (Smith et al., 2010), amelyekre jellemző, hogy a végső robbanás előtt kitöréseket produkálnak, amelynek során tömegvesztési fázisokon mennek keresztül (lásd: 1.2.1. fejezet). A kitörések hatására kialakulhat egy II<sub>n</sub> típusú SLSN is (Ofek et al., 2014).

Leloudas et al. (2015) és Schulze et al. (2018) kapcsolatot talált az I-es típusú SLSN-k, és az extrém emissziós vonalas galaxisok (extreme emission line galaxy, EELG) között. Ezek olyan, nagy csillagkeletkezési aktivitást mutató, általában törpe galaxisok, amelyekben az [O III], illetve az [N II] tiltott emissziós vonalai a megszokottnál jóval erősebbek. Az említett vonalak jelenléte a csillagkeletkezésről ad számot, hiszen a tiltott vonalak általában nagyon ritka közegben jönnek létre, ami a csillagközi anyagra jellemző. Ilyen módon minél több a csillagközi anyag, annál hevesebb a csillagkeletkezés. A tapasztalatok szerint az említett emissziós vonalak erőssége korrelációt mutat az adott évre vonatkoztatott, újonnan keletkező csillagtömeggel, s éppen ezért egy galaxis csillagkeletkezési aktivitása becsülhető a segítségével. Minél jelentősebb a csillagkeletkezési aktivitás, annál nagyobb valószínűséggel alakulnak ki olyan, nagy tömegű csillagok, amelyek később egy SLSN csillagelődjei lehetnek.

Leloudas et al. (2015) alapján tehát a szülőcsillagok nagyon fiatalok, így nagy ( $M > 60M_{\odot}$ ) a kezdeti tömegük, sőt a lassabban fejlődő SLSN-k esetén (pl. PTF12dam Thone et al., 2015) ez akár a  $M \approx 120M_{\odot}$ -et is elérheti.

### Fémesség

Érdemes megemlíteni a szülőcsillagok tömege mellett azok fémességéről is. Az 1.5.7. fejezetben részletesen leírt gazdagalaxis-vizsgálatokból fény derült arra a tényre, miszerint az I-es típusú SLSN-k szülőcsillagai átlagosan jóval fémszegényebbek, mint a hasonló vörösetolódású csillagok. Ahhoz, hogy az I-es típusú SLSN-k szülőcsillagai fémszegényebbé váljanak a környezetüknél, fontos, hogy a robbanás előtt gyengébb mértékű tömegvesztési fázisokon menjenek keresztül (Langer, 2012). Így tehát ezek a csillagok nagyobb és gyorsabban forgó maggal rendelkeznek, míg a többi paraméterük a környezetükben lévő többi csillagéhoz hasonló. Amennyiben egy csillag magja gyorsan forog, fejlődésének későbbi szakaszán valószínű, hogy magnetárrá vagy anyagot akkretáló fekete lyukká alakul. Kushnir (2015) korrelációt talált a szülőcsillag luminozitása, így kezdeti tömege, illetve a robbanás során kialakuló  $^{56}\text{Ni}$  mennyisége között. Feltételezván, hogy a korreláció az egészen nagy nikkeltömegekre is kiterjed, egyértelműen következtethetünk arra, hogy az alacsony fémességű szülőcsillagok felrobbanásából keletkezett SLSN-k megfigyelt jellemzőit jól leírják a radioaktív nikkelbomlást alapul vevő modellek, a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-kra pedig különösen jól alkalmazhatóak a PISN modellek (Langer et al., 2007; Langer, 2012; Kozyreva et al., 2017).

### Lehetséges kapcsolat a gamma-kitörésekkel (GRB), és gyors rádió kitörésekkel (FRB)

A megfigyelések szerint mind az I-es típusú SLSN-k, mind az ULGRB-k csillagformáló törpegalaxisokból származnak. Ez felveti a kérdést, hogy létezik-e valamilyen kapcsolat e két típusú kozmikus robbanás között. Az eddigi tapasztalatok alapján az I-es típusú SLSN-k és az ultra-hosszú GRB-k gazdagalaxisa sok mindenben hasonlít, azonban jelentős eltérések is megfigyelhetők közöttük.

Greiner et al. (2015) lehetséges összefüggést talált egy, az I-es típusú SLSN-khoz hasonlítható SN, illetve egy ULGRB között, noha a kutatás következtetései némileg ködösek. A vizsgált GRB a ritkának számító ULGRB-k közé tartozott (Levan et al., 2014), a SN pedig valamennyivel halványabb volt egy tipikus I-es típusú SLSN-nál, sőt, a spektruma szintén kirítt az átlagos SLSN-k közül a jelentős UV-többlet hiánya miatt.

Eddigi ismereteink alapján tehát a legtöbb GRB nem hozható kapcsolatba az I-es típusú SLSN-kkal, hiszen a legtöbb SN, amit GRB-vel összefüggőnek tituláltak, jóval halványabb egy tipikus szuperfényes szupernóvánál.

Szintén érdekes kérdés, hogy egyes SLSN-k, és egyéb, rádiótartományban megfigyelhető jelenségek között létezhet-e kapcsolat. A PTF10hgi nevű SLSN helyén Law et al. (2019) és Eftekhari et al. (2019) gyors rádiókitörésre (fast radio burst, FRB) utaló jeleket figyelt meg. Hilmarsson et al. (2020) ezt megerősítendő a PTF10hgi-vel együtt 10 SLSN-t vizsgált az effelsbergi 100m-es rádióteleszkóppal, hogy bizonyítékot keressen arra a feltételezésre, miszerint a SLSN-k lehetséges szülőobjektumai lehetnek az FRB-knek. Szerinte ugyanis gyors rádiókitörés létrejöhet egy fiatal magnetár és az azt körülvevő szupernóva kölcsönhatása által. Ez akár ismétlődő FRB-eket is eredményezhet, amelyek csendes és aktív időszakok sorozatán mennek keresztül. Pilia et al. (2020) szintén FRB-k megfigyelésével próbálta bizonyítani a SLSN-kkal vett lehetséges kapcsolatot. Bochenek et al. (2020) felfedezése egy ismétlődő FRB és egy ismert tejútrendszerbeli magnetár térbeli pozíciójának egybeeséséről tovább erősítette a feltételezett SLSN-FRB kapcsolat hipotézisét. Mivel azonban a napjainkig megfigyelt esetből csak a más szempontból is különlegesnek számító PTF10hgi (lásd: 1.5.3. fejezet) pozíciójában azonosítottak állandó rádióforrást, a SLSN-k és az FRB-k közötti kapcsolat mibenléte további vizsgálatokat igényel.

### 1.5.7. A SLSN-k gazdagalaxisai

A SLSN-k szülőgalaxisainak első tematikus vizsgálata Neill et al. (2011) nevéhez fűződik, aki 17 olyan galaxist vizsgált UV hullámhosszakon, valamint  $r$  szűrőben, amelyben I-es vagy II-es típusú SLSN történt. Kutatása szerint a szuperfényes szupernóvák leginkább a kék, csillagformáló galaxisokat kedvelik, melyek kis tömeggel, de magas specifikus csillagkeletkezési rátával bírnak, míg a nagyobb tömegű és fémességű galaxisokban elvétve fordulnak csak elő.

Később jóval több I-es típusú SLSN gazdagalaxisából álló mintákat vetettek részletes, az IR-től egészen az UV hullámhosszakig kiterjedő fotometriai, valamint spektroszkópiai vizsgálat alá (Lunnan et al., 2014; Leloudas et al., 2015; Angus et al., 2016; Perley et al., 2016; Schulze et al., 2018; Arabsalmani et al., 2019; Hatsukade et al., 2020). Ennek során a SLSN-k szülőgalaxisainak átlagos tömegére  $M < 10^9 M_\odot$ , a specifikus csillagkeletkezési rátájára  $\sim 2 \text{ Gy}^{-1}$ , fémességére pedig  $Z \lesssim 0.5 Z_\odot$  adódott néhány kivételtől eltekintve. Lunnan et al. (2015) és Angus et al. (2016) alapján megállapítható, hogy az eddig felfedezett SLSN-k legtöbbször kompakt, irreguláris törpegalaxisokban robbant fel.

Lunnan et al. (2014) kapcsolatot vélte felfedezni az I-es típusú SLSN-k, és az ultra-hosszú GRB-k gazdagalaxisai között, de ezt az állítást későbbi tanulmányok sora cáfolta meg (Leloudas et al., 2015; Angus et al., 2016; Schulze et al., 2018).

Az eddigi eredmények összevetéséből tehát megállapítható, hogy az I-es típusú SLSN-k általában kompakt, törpe irreguláris galaxisokban fordulnak elő, amelyben gyakran különlegesen erős emissziós vonalak (EELG-k) figyelhetők meg  $EW_{OIII} > 100 \text{ \AA}$ -ös ekvivalens szélességgel (Leloudas et al., 2015) és  $0.5 Z_\odot$  alatti fémességgel (Perley et al., 2016; Chen et al., 2017b; Schulze et al., 2018). Ugyanez nem érvényes a II-es típusú SLSN-k szülőgalaxisaira (Leloudas et al., 2015), azok esetében ugyanis magasabb fémességű szülőkörnyezetet is megfigyeltek (Schulze et al., 2018), ami ugyanakkor eltér a normál, magkollapszusos SN-csoportok robbanási helyszíneitől, pél-

dául abban, hogy a II-es típusú SLSN-k nagy része a rendkívül kis luminozitású gazdagalaxisokat kedveli (Angus et al., 2016).

Az I-es típusú SLSN-k erős UV luminozitása különlegesen jó lehetőséget kínál a gazdagalaxisban vagy az annak környezetében megtalálható csillagközi anyag vizsgálatára is. A földfelszínről végzett méréseknél csak a  $z = 0.5$ -nél messzebb található SLSN-k esetén vizsgálható az UV hullámhossztartomány, a megfigyelőhöz érve a spektrum kritikus szakasza ugyanis vöröseltolódást szenvedve átcúszik az optikai tartományba. Ezt kihasználva vizsgálta Berger et al. (2012) a Pan-STARRS által felfedezett, nagy vöröseltolódású I-es típusú SLSN-kat, illetve szülőgalaxisukat, Vreewijk et al. (2014) pedig az iPTF13ajg elnevezésű, szintén nagy vöröseltolódású SLSN abszorpciós vonalait elemezte. A Mg II abszorpciós vonalak erősségéből azt is kimutatta, hogy az I-es típusú SLSN-k gazdagalaxisa ilyen szempontból is elkülönül az ULGRB-kétől, ugyanis utóbbi esetén a magnézium vonalai jóval gyengébben jelennek meg, mint a megfigyelt SLSN-knál.

### 1.5.8. SLSN-ráták

Elsőként Quimby et al. (2013b) számolta ki a SLSN-k térfogati rátáját a TSS projekt során, alacsony vöröseltolódáson ( $z \approx 0.15$ ) felfedezett objektumok esetén. Az I-es típusú SLSN-kra  $35^{+84}_{-29} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$  adódott  $H = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ -et feltételezve. A TSS addigra három II-es típusú SLSN-t fedezett fel összesen, melyek közül kettő a II<sub>n</sub>, egy pedig a normál II-es típust gazdagította. Az összes, addig felfedezett SLSN eseményt tekintve Quimby et al. (2013b)  $151^{+151}_{-82} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$  eredményre jutott. Itt megjegyzendő, hogy bár a TSS kicsiny mintájában a három II-es típusú SLSN közül egy nem mutatott keskeny vonalakat, az irodalomban fellelhető összes II-es típusú SLSN-nak mindössze a  $\sim 10\%$ -a tartozik e csoportba (Gal-Yam, 2012), így Quimby et al. (2013b) számolásai fenntartásokkal kezelendők.

Gal-Yam (2012) eredményei alapján az I-es típusú SLSN-k térfogati rátája alacsony vöröseltolódáson jóval alulmúlja mind a normál Ib/c SN-két ( $25800 \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$ ; Li et al. 2011), mind a hosszan tartó GRB-két ( $380^{+620}_{-225} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$ ; Guetta & Della Valle 2007). Az a tapasztalati tény, miszerint az I-es típusú SLSN-k a hosszú lefutású GRB-knél jóval ritkábban fordulnak elő, valamint annak ismerete, hogy ez a kétféle esemény hasonló típusú galaxisokban, illetve nagy tömegű csillagokból alakul ki, arra utal, hogy az I-es típusú SLSN-k elődcillagjai valószínűleg nagyobb kezdeti tömeggel bírnak, mint az ULGRB-k szülőobjektumai.

Prajs et al. (2017) magasabb vöröseltolódáson ( $z \sim 1.1$ ) is kiszámította a SLSN-rátát, s  $91^{+76}_{-36} \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$ -es eredményre jutott. A kapott értéket az alacsony  $z$ -nél meghatározott rátával kombinálva a kozmikus csillagkeletkezési ráta fejlődésével konzisztens eredményt kapunk. A szerzők azt is megállapították, hogy bár az I-es típusú SLSN-k a hosszan tartó GRB-nél, és a normál Ib/c SN-knál is ritkábban fordulnak elő, térfogati rátájuk nagyjából összhangban van a GRB-k ritka, ultra-hosszú GRB-nek nevezett alcsoportjának előfordulási gyakoriságával.

Cooke et al. (2012) két nagyon nagy vöröseltolódáson mért, így spektroszkópiailag nem megerősített SLSN-jelöltet vizsgált: az SN 2213-1745-öt ( $z = 2.04$ ), valamint az SN 1000+0216-ot ( $z = 3.9$ ). Ennek során becslést tett a nagyon távoli SLSN-k előfordulási rátájára is. Az eredmény  $\sim 400 \text{ Gpc}^{-3}\text{yr}^{-1}$ -nak adódott nagyon nagy hibahatárokkal. Amennyiben az említett események valóban I-es típusú SLSN-k, a Cooke et al. (2012) által számolt ráta messze felülmúlja az elvártat. Szintén magasabb értéket ad Prajs et al. (2017) becslésénél, aki a kozmikus csillagkeletkezési rátával történő normálás után egy ennél kisebb SLSN-rátát kapott a nagyon nagy vöröseltolódásokra. Ez arra utal, hogy a korai Univerzumban több nagyobb tömegű, így potenciális SLSN-szülőcsillagnak számító objektum létezhetett, mint azt korábban gondoltuk.

### 1.5.9. A SLSN-k lehetséges kozmológiai használata

Quimby et al. (2013b) a saját méréseiből, illetve irodalomból származtatott adatok alapján arra a következtetésre jutott, hogy az I-es típusú SLSN-k maximális fényessége minden esetben az átlagértékhez ( $M = -21.7$  mag) közelinek adódik, s ilyen módon talán hasznos lehet a kozmológiai távolságmérések standardizálható gyertyájaként.

Inserra & Smartt (2014) egy nagyobb elemszámú minta vizsgálatával kimutatta a maximumban mért fényesség, illetve a fénygörbealak, valamint szín korrelációját, ami által a SLSN-kről bebizonyosodott, hogy a jövőben talán még az Ia típusú SN-knál is jobban használhatjuk majd őket a kozmológiai távolságmérésekre. De Cia et al. (2018) az előzőhöz hasonló vizsgálatot végzett, de nem jutott ennél pontosabb eredményre. Inserra et al. (2018) ezenkívül a fotometriai paraméterek közötti összefüggések alapján a lassan, illetve gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-csoport valószínű létezését is kimutatta, ami szintén hasznos lehet, ha a jövőben kozmológiai távolságmérésre szeretnénk használni a szuperfényes szupernóvákat.

Inserra et al. (2020) felrajzolta a SLSN-k első Hubble-diagramját, valamint javaslatot tett a standardizálásukra a  $\Delta M_{30}$  (lásd: 1.5.4. fejezet) halványodási ütemet felhasználván. Előrevetítette azt is, hogy ha a jövőben még nagyobb SLSN-minta áll majd rendelkezésre, segítségükkel lehetőségünk lesz talán minden eddiginél pontosabban becsülni a kozmológiai távolságokat.

Regős & Vinkó (2019) a  $z > 2$  vöröseltolódású SLSN-k detektálhatóságát vizsgálta a közeljövőben (remélhetőleg) felbocsátásra kerülő James Webb-űrtávcsővel (JWST). Mivel a nagyon nagy tömegű szülőcsillagokból létrejövő SLSN-k térbeli gyakoriságának követnie kell a kozmikus csillagkeltési rátát (cosmic star formation rate, SFR), az esetleges detektálások számából következtetni lehetne az SFR menetére  $z > 2$  fölött. Eredményeik szerint azonban a SLSN-k térbeli sűrűsége annyira alacsony, hogy a JWST-vel tervezett 3 éves tranzienskereső program ideje alatt nem várható 1-2-nél több SLSN detektálása.

### 1.5.10. Nyitott kérdések és kitekintés

A szuperfényes szupernóvák kutatása napjainkban még gyerekcipőben jár, hiszen az első úttörő publikációk óta alig 10 év telt el. Éppen ezért a különlegesen fényes felrobbanó csillagok mért jellemzőinek, illetve fizikai tulajdonságainak pontosabb leírásához és mélyebb megértéséhez még rengeteg munka és idő szükségeltetik.

A legfontosabb, napjainkig nyitott kérdés a SLSN-k hatalmas maximális fényességének kialakítására képes energiaforrás mibenléte. Vajon az összes I-es típusú SLSN hasonló mechanizmussal robban fel, vagy esetleg ez alapján több alcsoportra osztható? A II-es típusú SLSN-k e tekintetben az I-esekhez hasonlóak? A robbanáshoz szükséges energiát mindenképpen a központi objektumnak kell biztosítani, és ha igen, megfelelő magyarázat a magnetár impulzusmomentum-vesztése, vagy a kompakt objektum felszínére, illetve környezetébe történő akkréció? Működőképes a valóságban is a PISN, illetve a PPISN modell? Mindezen kérdésekre jelenleg nincs elfogadott válasz, így ezek jövőbeli feltárása megfelelő alapját adja a SLSN-k kutatásának.

Szintén hiányosak az ismereteink a II-es típusú SLSN-kkal kapcsolatban, hiszen hidrogénben szegény testvéreikkel ellentétben róluk jóval kevesebb mérési adat született a felfedezésük óta. Bővebb megismerésükkel a jövőben pontosabb képet kaphatnánk a SLSN-k csillagelődeiről és szülőgalaxisairól is.

Szintén fontos szerepet játszhatnak majd a különböző tranzienskereső projektek, úgy mint az All-Sky Automated Survey for Supernovae (ASAS-SN), az Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System (ATLAS), a Pan-STARRS, illetve a Zwicky Transient Facility (ZTF), melyek együttesen majdnem az egész égboltot lefedik mind a földfelszínről, mind az űrből. Ezáltal a későbbiekben több, akár napi gyakorisággal mintavételezett, hosszú lefutá-

sú SLSN vizsgálata válik majd lehetségessé az eddig felfedezett, és igen részletesen vizsgált Gaia16apd (Nicholl et al., 2017a; Yan et al., 2017a; Kangas et al., 2017), SN 2017egm (Bose et al., 2018), illetve SN 2018bsz (Anderson et al., 2018) mellett. Ahogy egyre több és több közeli SLSN-t fedezünk majd fel, egyre tágabb lehetőségek nyílnak a különböző műszerekkel és módszerekkel, akár röntgen-, vagy más hullámhosszon történő SLSN-vizsgálatokra.

A SLSN-k, nagy UV-luminozitásukból kifolyólag ígéretessé válhatnak a nagy vöröseltolódású Univerzum vizsgálatának szempontjából is. Cooke et al. (2012) úttörő munkássága után többen is megpróbálkoztak a nagy vöröseltolódású SLSN-k lehetséges vizsgálatával, például az Large Synoptic Survey Telescope (LSST) használatával, valamint jövőbeli űrmissziók, pl. Euclid (Inserra et al., 2018), vagy Wide Field Infrared Survey Telescope (WFIRST; Smith et al. 2018) tervezésével. Wang et al. (2017) megmutatta, hogy a JWST is hasznosnak bizonyulhat az akár  $z > 10$ -es vöröseltolódású SLSN-k felfedezésében és NIR hullámhosszakon történő vizsgálatában. Ez alapján talán megbizonyosodhatnánk afelől, hogy a SLSN-k a korai Univerzum legfényesebb objektumai lehettek, amelyek luminozitása még a kialakulóban lévő galaxisok fényét is túlszárnyalta. A nagy vöröseltolódású SLSN-kutatás a jövőben nemcsak a nagy tömegű változócsillagok, kozmológiai távolságmérések, vagy SN-robbanási forgatókönyvek vizsgálatának szempontjából ígérkezik fontosnak, hanem a korai Univerzum, az első csillagok, illetve az ionizáló sugárzás első forrásainak bővebb megismerése végett is.

## 2. fejezet

# Alkalmazott vizsgálati módszerek

### 2.1. Távolságmérés

Ebben a fejezetben azokat a távolságmérési eljárásokat mutatom be, amelyeket munkám során én is alkalmaztam vizsgált szupernóváim esetében. Elsőként a vastag hidrogénburokkal körülvett objektumok esetén használatos táguló fotoszféra módszert ismertetem, majd a standard gyertya módszert, végül pedig az Ia típusú szupernóvákkal történő távolságmérés mikéntjét (1.2.2. fejezet).

#### 2.1.1. Távolságmérés kollapszár szupernóvákkal

##### Táguló fotoszféra módszer

A fotoszféra tágulásán alapuló, Kirshner & Kwan (1974) által megalkotott módszer (expanding photosphere method, EPM) előszeretettel használható II-P típusú szupernóvák esetén, hiszen ezeket vastag hidrogénburok veszi körül.

Fotoszférának nevezzük egy objektum atmoszférájának azt a részét, ameddig a kívülről nézett burok átlátszó. A II-P alosztályba tartozó SN-k esetén a fotoszféra helyzetét a következő tényezők befolyásolják: a burok külső rétegeinek tágulása, és egy kívülről befelé haladó rekombinációs hullám. Utóbbi jelenségnek köszönhető, hogy a burok külső részének anyaga, ami kezdetben jórészt átlátszatlan, ionizált hidrogént tartalmaz, átlátszóvá válik, ezáltal betekintést engedve az atmoszféra egyre mélyebb rétegeire. A fent említett két hatás következményeként a platófázis során a fotoszféra szerepét időről időre más réteg tölti be, amelynek értelemszerűen ilyenkor a sugara is változik: egyre lassuló növekedést mutat a platófázis első 30-50 napjában, majd a rekombinációs hullám egyre mélyebbre haladtával csökkenni kezd. Éppen ezért a táguló fotoszféra módszert az előbb említett időszakban használjuk.

Maga a módszer a fotoszféra látszó és valódi méretének összehasonlításán alapszik. Ahhoz, hogy ezeket meg tudjuk határozni, fontos feltennünk, hogy a fotoszféra sugárzása Planck-függvénnyel közelíthető, illetve a ledobódott, gömbszimmetrikus burok homológ módon tágul. Ekkor felírható a fotoszféra sugarának időbeli változása

$$R_{\text{ph}}(t) = R_0 + v_{\text{ph}}(t) \cdot (t - t_0) \approx v_{\text{ph}}(t)(t - t_0) \quad (2.1)$$

alakban, ahol  $t_0$  a homológ tágulás kezdetének időpontja,  $v_{\text{ph}}(t)$  a fotoszféra tágulási sebessége a  $t$  időpontban,  $R_0$  pedig a robbanó objektum sugara a tágulás kezdetekor (vagyis  $t_0$ -ban). Az  $R_0$  érték jellemzően 4-5 nap után

$R$ -hez képest elhanyagolhatóan kicsivé válik. A látszó szögméret kiszámítható a

$$\Theta = \frac{R_{\text{ph}}(t)}{D} \quad (2.2)$$

formulából, ahol  $D$  a szupernóva megfigyelőtől mért távolságát jelöli. Ekkor a 2.1 és 2.2 egyenlet segítségével a fotoszféra pillanatnyi helyzete a következőképpen kapható meg:

$$t = D \cdot \frac{\Theta}{v_{\text{ph}}} + t_0. \quad (2.3)$$

Ha ezután ábrázoljuk az időt a látszó szögméret és a tágulási sebesség hányadosának függvényében, majd az így kapott pontokra illesztünk egy egyenest, annak meredeksége megadja a SN  $D$  távolságát, a tengelymetszet pedig a robbanás  $t_0$  időpontját. Az SN távolságának kiszámolásához tehát a látszó méret és a tágulási sebesség meghatározása szükséges.

### 1. A látszó szögméret meghatározása

A táguló fotoszféra módszer alkalmazásához fontos az az alapfeltétel, miszerint a fotoszféra közelítőleg feketetest-sugárzást bocsát ki. Ez a sugárzás azonban nem magában a fotoszférában, hanem egy  $R_{\text{term}}$  sugárral jelölt termalizációs mélységben alakul ki. A fotoszféra mélysége és a termalizációs mélység között elhelyezkedő rétegben a hidrogén jelentős része ionizált állapotban van, aminek megfelelően a fotonok szabad elektronokon történő Thompson-szórása lesz a domináns. Ennek a szórási hatáskeresztmetszete a hullámhossztól független, így az a fentebb megemlített rétegben a feketetest-sugárzás abszolút értéke, tehát a fluxus nagysága változik. Ekkor a SN egy adott  $\lambda$  hullámhosszon mérhető fluxusa megadható

$$f_{\lambda} = \left( \frac{R_{\text{ph}}(t)}{D} \right)^2 \xi^2(T) \pi B_{\lambda}(T) \quad (2.4)$$

formában, ahol  $D$  a szupernóva megfigyelőtől távolsága,  $B_{\lambda}(T)$  a Planck-függvény,  $\xi(T)$  pedig az a korrekciós tényező, amellyel kiküszöböljük a sugárzás Planck-görbétől való eltérését. (Ezt a függvényt például Dessart & Hillier (2005) határozta meg modellszámítás útján.) Ekkor a 2.1. és a 2.4. egyenletből adódik az alábbi összefüggés:

$$t = t_0 + \sqrt{\frac{f_{\lambda}}{\xi^2 \pi B_{\lambda}(T)}} \cdot \frac{D}{v_{\text{ph}}(t)} = \frac{\Theta}{v_{\text{ph}}(t)} \cdot D + t_0. \quad (2.5)$$

Amennyiben nem az adott hullámhosszon mért fluxus segítségével, hanem a többszín-fotometriából kiszámolt bolometrikus fluxusból ( $f_{\text{bol}}$ ) szeretnénk meghatározni a látszó szögméretet, ezt megtehetjük a következő módon (Vinkó et al., 2004):

$$\Theta_{\text{bol}} = \sqrt{\frac{f_{\text{bol}}}{\xi^2 \sigma T^4}}, \quad (2.6)$$

ahol  $\sigma$  a Stefan–Boltzmann-állandó. Én ezt az utóbbi módszer választottam, ugyanis a bolometrikus fluxusok már a rendelkezésemre álltak. A képletben szereplő  $T$  hőmérsékleteket a mért időpontokhoz tartozó spektrális energiaszórás diagramokra (SED) illesztett Planck-görbe paramétereként kaptam meg.

### 2. A fotoszféra tágulási sebességének mérése

Egy SN fotoszférájának tágulási sebességét meghatározhatjuk a felvett optikai spektrumban látható P Cygni vonalprofilok (lásd: 1.4. fejezet) abszorpciós minimumának Doppler-eltolódásának megméréseével (Kasen et al., 2002). A sebesség kiszámításához optikailag vékony közeg ( $\tau < 1$ ) szükségeltetik, hiszen a szórás ekkor a fotoszféra környezetében zajlik.

A SN 2017eaw-ról készült optikai spektrumokat a témavezetőm bocsátotta rendelkezésemre. Ezek a spektrumok a texasi McDonald Observatórium 10 m-es Hobby-Eberly távcsövével, valamint a Las Cumbres Observatory (LCO) 2 m-es robottávcsöveivel készültek.

### Standard gyertya módszer

A II-es típusú SN-k esetén előszeretettel használt távolságmérési eljárás a standard gyertya módszer (Standardized Candle Method, SCM). Ezen empirikus formula szerint egy II-P típusú szupernóvának a robbanás után 50 nappal mért fotoszférikus sebessége és ugyanazon időpontban mért fényessége a következő összefüggésnek tesz eleget (Hamuy & Pinto, 2002):

$$m_x - A_x + a_x \log(v_{50}/5000) = 5 \log(H_0 D) - b_x. \quad (2.7)$$

Itt  $m_x$  jelöli az  $x = V$  szűrővel mért fényességet 50 nappal a robbanás után,  $v_{50}$  az ugyanekkor mérhető fotoszférikus sebességet  $\text{km s}^{-1}$ -ban,  $A_x$  az intersztelláris extinkciót,  $H_0$  a Hubble-állandót,  $D$  a távolságot,  $a = 6.564$  és  $b = 1.478$  pedig a Hamuy (2005) által az  $x = V$  szűrő esetén meghatározott kalibrációs konstansokat. Látszik tehát, hogy ez a módszer nem csak a kalibrációs konstansok, de az intersztelláris extinkció bizonytalanságára is érzékeny. Az utóbbi évtizedekben sokszor újra értelmezték és pontosították az SCM módszert, azonban ez az eljárás a sebesség és a fényesség közötti tapasztalati összefüggés fizikai hátterének ismeretlensége és a kalibráció szükségessége miatt leggyakrabban csak más távolságmérési módszerekkel kapott eredmények ellenőrzésére használatos.

#### 2.1.2. Távolságmérés Ia típusú szupernóvákkal

Az általam vizsgált Ia típusú szupernóvák távolságát a Conley et al. (2011) által a "távolságmeghatározó" (distance calculator, DC) kategóriába sorolt többszín-fotometriai fénygörbe-modellező kód, a SNooPy2<sup>1</sup> (Burns et al., 2011, 2014) használatával határoztam meg. A SNooPy2-n belül többféle modellel illeszthetjük vizsgált fénygörbéinket, amelyeket EBV-modell, EBV2-modell, illetve Color-modell névvel illettek (Burns et al., 2011). Ezek közül munkám során az EBV és az EBV2 modellt alkalmaztam, hiszen ezek esetében az abszolút távolságot meghatározó távolságmodulus illesztési paraméterként adódik. Az EBV-modell a  $B$ ,  $V$ ,  $R$  és  $I$  szűrős adatokra illeszti a Prieto et al. (2006) által elkészített mintafénygörbéket  $\chi^2$  minimalizálással, míg az EBV2 a Burns et al. (2011)-féle  $uBVgrizYJH$  fénygörbéket veszi alapul. A kód mindkét esetben az Ia típusú SN-kra felírt Phillips-reláción alapszik (Phillips, 1993), amely szerint a maximumban fényesebb SN-k halványodási üteme lassabb, mint a halványabbaké. Ennek a számszerűsítésére vezette be Phillips a  $\Delta m_{15}(B)$ -vel jelölt halványodási ütemet, ami a  $B$  szűrős maximum idején, illetve a 15 nappal később mért fényesség közötti különbséget adja meg magnitúdóban.

<sup>1</sup><http://csp.obs.carnegiescience.edu/data/snpy/snpy>

Eszerint a következő összefüggés érvényes:

$$m_X(\varphi_o) = T_Y(\varphi, p) + M_Y(p) + \mu_0 + K_{XY} + R_X \cdot E(B - V)_{\text{MW}} + R_Y \cdot E(B - V)_{\text{host}}. \quad (2.8)$$

Itt  $X$  és  $Y$  a mért és a modellfénygörbe készítéséhez használt színszűrők,  $\varphi$  a SN nyugalmi rendszerbeli fázisa, melyet a  $B$  szűrőben mért maximális fényesség időpontjától számítunk,  $\varphi_o = \varphi \cdot (1 + z)$  a megfigyelőhöz rögzített koordináta-rendszerben mért fázis,  $m_X(\varphi_o)$  az  $X$  szűrőben mért fénygörbe,  $T_Y(\varphi, p)$  az illesztett mintafénygörbe az idő függvényeként,  $p$  az általánosított halványodási ráta (az EBV modell esetén  $p = \Delta m_{15}$ , míg az EBV2-nél  $p = s_{\text{BV}}$ ),  $M_Y(p)$  egy  $p$  halványodási ütemű SN abszolút fényessége a maximum idején,  $\mu_0$  a vörösödéstől független távolságmodulus magnitúdóban,  $R_{X,Y}$  az  $X$ , illetve  $Y$  szűrős vörösödési meredekség (esetünkben  $R_V = 3.1$ ),  $E(B - V)_{\text{MW}}$  az intersztelláris extinkciónak köszönhető vörösödés a Tejútrendszerben (MW, Milky Way),  $E(B - V)_{\text{host}}$  pedig ugyanez a szülőgalaxisban (host galaxy). Előbbinek az adott szupernóvához tartozó értékeit a NASA/IPAC Infrared Science Archive<sup>2</sup> weboldáról szereztem meg. A  $K_{XY} = K_{XY}(\varphi, z, E(B - V)_{\text{MW}}, E(B - V)_{\text{host}})$  paraméter a K-korrekcióra vonatkozik. Mivel azonban a vizsgálatom tárgyát képező szupernóvákat nagyon alacsony vöröseltolódás jellemezte (lásd: 2.1. táblázat), ez a tényező a mérési bizonytalanságokhoz képest elhanyagolható mértékű.

Az imént említett Phillips-relációt felhasználó SNooPy2-modellek optimális illesztéséből származó kimenő paraméterek az alábbiak:

- $E(B - V)_{\text{host}}$  (mag): a gazdagalaxis intersztelláris vörösödése;
- $T_{\text{max}}$  (MJD): a  $B$  szűrőben mért maximális fényesség időpontja módosított Julián-dátumban;
- $\mu_0$  (mag): vörösödésfüggetlen távolságmodulus;
- $\Delta m_{15}$  (mag): az EBV modellben halványodási ütem mint a fénygörbe alakját jellemző paraméter.
- $s_{\text{BV}}$  (mag): Az EBV2 modell halványodási üteme. A következőképp származtatható:  
 $s_{\text{BV}} = t_{\text{BVmax}} / (30 \text{ nap})$ , ahol  $t_{\text{BVmax}}$  a  $B - V$  görbe maximumának időbeli távolsága napokban a  $B$  szűrőben mért maximum dátumától. Másképpen szín-nyújtás (color-stretch) paraméternek is nevezik.

<sup>2</sup><https://irsa.ipac.caltech.edu/>

## 2.2. Fotometria

### 2.2.1. Mérések és adatfeldolgozás

A 3.1. fejezetben vizsgálandó, II-P típusú SN 2017eaw, illetve a 3.2. fejezetben bemutatandó 17 fényes Ia típusú SN távcsővel történő megfigyelését, beleértve a kalibrációs képek készítését, valamint az adatredukálást, a standard transzformációt, illetve a fotometriai elemzést is részben én végeztem el. Ebben a fejezetben ismertetem a mérések és az adatfeldolgozás menetét.

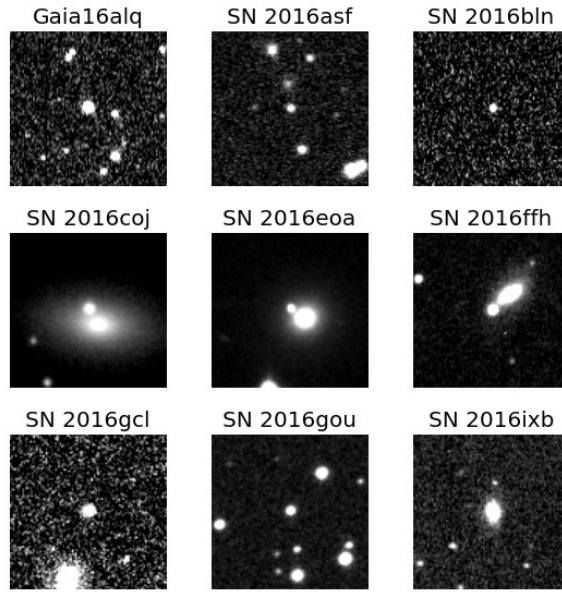
A vizsgálandó Ia SN-k kiválasztásához az alábbi kritériumokat használtuk:

- Láthatóság Piskéstetőről, vagyis  $-15^\circ$  feletti deklináció
- A csúcspont idején történő felfedezés
- Folyamatos észlelés lehetősége, legalább a maximum utáni 40. napig
- Kis vöröseltolódás ( $z \lesssim 0.05$ )

A szupernóvákról a CSFK KTM CSI Piskéstetői Obszervatóriumának 60/90 cm-es Schmidt-távcsőjével készítettünk felvételeket 2016 és 2018 között, a standard Johnson–Cousins-féle fotometriai rendszer  $B$ ,  $V$ ,  $R$ , valamint  $I$  szűrőinek használatával. E távcső objektíve egy gömbfelületűre csiszolt, 90 cm-es átmérőjű tükör, melynek a szférikus aberrációból adódó hibáit egy 60 cm-es korrekciós lencse küszöböli ki. Mivel a kép a tubuson belül az elsődleges (primér) fókuszban keletkezik, az ilyen típusú teleszkópok vizuális megfigyelésekre nem alkalmasak. A képeket egy folyadékhűtésű,  $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ -es pixelméretű,  $4096 \times 4096$  pixeles FLI CCD-kamera rögzítette, ami esetünkben körülbelül 1 ívmásodperc/pixel képskálát eredményezett. Így tehát a csillagok 2.5-3 pixelnyi félérték-szélességűnek adódnak. Ez a felbontás lehetővé tette nagy jel/zaj viszonyú, homogén mérési sorozatok létrehozását, illetve a PSF fotometria alkalmazását.

Magukat a méréseket a Schmidt-távcsőhöz megírt, `ccdsh`<sup>3</sup> elnevezésű vezérlőprogram használatával végeztem el. Elsőként lehűtöttem a kamerát (nyáron általában  $-35^\circ\text{C}$ , télen pedig  $-40^\circ\text{C}$ -osra), majd elkészítettem a három-féle kalibrációs képet (bias, dark, flatfield). A bias képek 0 expozíciós idejű felvételek, amik megmutatják az úgynevezett alapszintet, vagyis azt, hogy a CCD-kamera egyes pixelei alatt lévő elektrontárolók hány elektront tartalmaznak. A dark-ok a kamera hűtésével ugyan csökkenthetők, de el nem hanyagolható sötétzajra korrigálnak, amelyek a CCD-kamera pixeleiben található részecskék hőmozgása során kilépő elektronok számát adják meg. Érdemes ezekből minden éjjel többet is csinálni, különös figyelmet fordítva arra, hogy a kamera hőmérséklete és az expozíciós idő is megegyezzen az éppen vizsgált SN-ével. A flatfield képek a detektoron található szennyeződések, valamint a CCD pixeleinek eltérő érzékenységből fakadó hibákat küszöbölik ki, elkészítésük módja pedig a kamera homogén fényforrással (flaternyő/skyflat/domeflat) történő megvilágítása utáni kiolvasás. Flateket nem muszáj minden nap, elég egy-két hetente készíteni. Mindezek végeztével a 4 szűrőben ( $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$ ) 3-3 képet készítettem az adott szupernóváról olyan módon, hogy az expozíciós idő megválasztásakor figyelembe vettem a SN látszó fényességét: a halványabb objektumokat hosszabb, a fényesebbeket pedig rövidebb ideig exponáltam, a CCD-kamera pixeleinek túlsordulását elkerülendő. Mivel a CCD érzékenysége a hullámhossznak is a függvénye, a  $B$  szűrő felvételek expozíciós idejét a  $V$ ,  $R$  vagy  $I$  szűrőben használt expozíciós idő kétszeresének választottam. A távcső vezetési pontatlansága miatt a lehetséges leghosszabb expozíciós idő 5 perc = 300 s. Ekkor

<sup>3</sup><http://ccdsh.konkoly.hu>



**2.1. ábra.** A 2016-ban felfedezett Ia SN-król készített,  $1.7 \times 1.7$  négyzetívmásodperces méretű, északi tájolású képek V szűrőben.

már figyelembe kell venni a távcső driftjét (lassú elcsúszását) is, ám a csillagok profilja még körszimmetrikusnak tekinthető.

A mérések redukálását és fotometriai elemzését a Vinkó et al. (2018) által leírt módon végeztem el. A nyers adatokat az IRAF<sup>4</sup> (Image Reduction and Analysis Facility) programcsomaghoz írt saját pipeline-nal redukáltam, először elvégezve a bias, a dark és a flatfield korrekciókat, majd közös zéruspontra csúsztatva a távcső sodródása miatt elcsúszott képeket, az egyiket referenciaképként kiválasztva. Ekkor lehetőség nyílt a szűrőnkénti medián átlagolásra. Ennek elvégzésével a fits-képeken található égi objektumok R.A., Dec. koordinátáinak meghatározását két lépésben sikerült elvégezni: elsőként a SExtractor<sup>5</sup> (Bertin & Arnouts, 1996) elnevezésű, publikus szoftver segítségével pontforrásokat (csillagokat) azonosítottam a képeken, majd a wcstools<sup>6</sup> csomagon belüli imwcs program használatával égi koordináta-rendszerbe transzformáltam a pixelkoordinátákat.

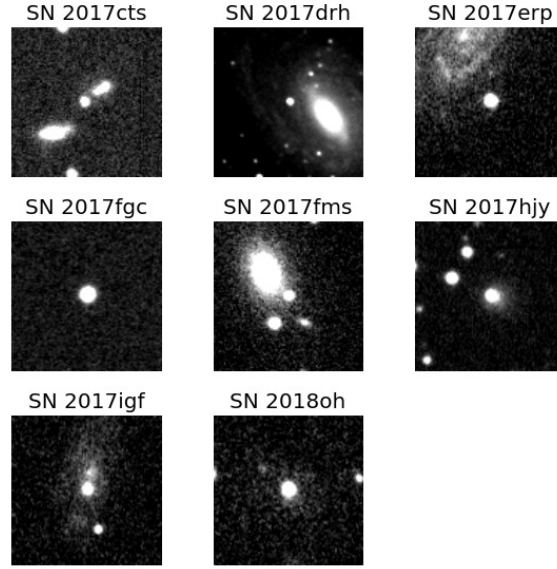
Mindezek után lehetővé vált a PSF fotometriai elemzés, amit az IRAF-nek a digiphot.daophot csomagjában fellelhető parancsok használatával végeztem el. Pontkiszélesedési függvénynek (point spread function, PSF) nevezzük egy adott optikai rendszer pontforrásra vonatkoztatott átviteli függvényét, ami a légkörben lezajló jelenségek (pl. turbulencia) hatására diffrakciólimitált Airy-korong helyett széles, Gauss-profilhoz hasonló alakot ölt. A profil térfogati integráljával arányos a vizsgált objektum fényessége. A pontkiszélesedési függvény meghatározása az egyes fits-képeken látható, 30-50 fényes csillag profiljának átlagolásával történik, amelyre az IRAF 6 analitikus függvény közül választja ki a legjobb illeszkedést mutatót.

Mint az jól ismert, a térfogati integrálás után megkapott, instrumentális fényességek szisztematikusan eltérnek a standard rendszerbeli fényességektől, ezért az így kapott magnitúdóértékeket elengedhetetlenül fontos a standard rendszerbe transzformálni. Ehhez 5-8 összehasonlító csillagot választottam minden objektum esetén, amelyek-

<sup>4</sup><http://iraf.noao.edu>

<sup>5</sup><https://www.astromatic.net/software/sextractor>

<sup>6</sup><http://tdc-www.harvard.edu/wcstools/>



**2.2. ábra.** A 2017-ben és 2018-ban felfedezett Ia SN-król készített,  $1.7 \times 1.7$  négyzetívmásodperces méretű, északi tájolású képek V szűrőben.

nek standard  $g_P, r_P, i_P$  szűrős magnitúdóit a PanSTARRS<sup>7</sup> katalógusból merítettem, amiket később a Johnson–Cousins-féle szűrőrendszer  $B, V, R, I$  szűrős fényesség értékeivé transzformáltam a Tonry et al. (2012) által megalkotott formulák használatával:

$$B = g_P + 0.212 + 0.556 \cdot (g_P - r_P) + 0.034 \cdot (g_P - r_P)^2 \quad (2.9)$$

$$V1 = g_P + 0.005 - 0.536 \cdot (g_P - r_P) + 0.011 \cdot (g_P - r_P)^2 \quad (2.10)$$

$$V2 = r_P + 0.005 + 0.462 \cdot (g_P - r_P) + 0.034 \cdot (g_P - r_P)^2 \quad (2.11)$$

$$V = 0.5 \cdot (V1 + V2) \quad (2.12)$$

$$R = (g_P - r_P) - 0.137 - 0.108 \cdot (g_P - r_P) - 0.029 \cdot (g_P - r_P)^2 \quad (2.13)$$

$$I = i_P - 0.366 - 0.136 \cdot (g_P - r_P) - 0.018(g_P - r_P)^2. \quad (2.14)$$

Szintén fontos megemlíteni, hogy az SN 2016coj, a 2016gcl, a 2016ixb, a 2017drh és a 2017hgy elnevezésű szupernóvák esetén a gazdagalaxisból származó, erősen változó háttér miatt elkerülhetetlenné vált a képlevonásos fotometria elvégzése. Ehhez az adott SN-ról több mint egy évvel a robbanása után készített minta-képeket használtam, melyek szintén a fent említett Schmidt-távcsővel készültek. Ekkor az összehasonlító csillagok fotometriáját a még levonás előtt álló képeken, míg a szupernóváét a levontakon végeztem el. Különös figyelmet szenteltem annak, hogy a levont és a levontalan képek nullponti fluxus értékei megegyezzenek, így mindkét kép-típus esetén konzisztens fotometriai eredményeket kaptam. A többi Ia SN és az SN 2017eaw kevésbé szenvedte meg a gazdagalaxisából származó kontaminációs effektusokat, így az egyszerű PSF-illesztés is elfogadható eredményre vezetett.

A kapott magnitúdó értékek bizonytalanságait a DAOPHOT segítségével kapott fotometriai- és a standard

<sup>7</sup><http://archive.stsci.edu/panstarrs/search.php>



2.3. ábra. Az SN 2017eaw-ról készített színes kép

transzformációból adódó hibák kombinációjaként kaptam meg. Utóbbi, ami az összehasonlító csillagok mért és katalogizált fényességéből képezett reziduáljának bizonytalanságából adódott, adta a hiba nagy részét a legtöbb esetben. A  $B$  szűrő esetén ez az érték 0.071 magnitúdó, az  $V$ -nél 0.045, az  $R$ -nél 0.048, az  $I$ -nél pedig 0.053.

A vizsgált Ia SN-k alapadatait a 2.1. táblázat tartalmazza, a róluk  $V$  szűrőben készült képekből álló mozaikot pedig a 2.1. és a 2.2. ábra szemlélteti. A végső fotometriai adatokat a Könyves-Tóth et al. (2020a) cikkben publikáltam.

Az SN 2017eaw Schmidt-távcsővel készített, a  $ds9$  program segítségével színessé kombinált képét a 2.3. ábra mutatja.

2.1. táblázat. A mért Ia típusú szupernóvák alapadatai.

Név	Típus	R.A.	Dec.	Szülőgalaxis	$z$	$E(B - V)_{\text{MW}}$	Felfedezési dátum
Gaia16alq	Ia-norm	18:12:29.36	+31:16:47.32	PSO J181229.441+311647.834	0.023	0.0576	2016-04-21
SN 2016asf	Ia-norm	06:50:36.73	+31:06:45.36	KUG 0647+311	0.021	0.1149	2016-03-06
SN 2016bln	Ia-91T	13:34:45.49	+13:51:14.30	NGC 5221	0.0235	0.0249	2016-04-04
SN 2016coj	Ia-norm	12:08:06.80	+65:10:38.24	NGC 4125	0.005	0.0163	2016-05-28
SN 2016eoa	Ia-91bg	00:21:23.10	+22:26:08.30	NGC 0083	0.021	0.0633	2016-08-02
SN 2016ffh	Ia-norm	15:11:49.48	+46:15:03.22	MCG +08-28-006	0.018	0.0239	2016-08-17
SN 2016gcl	Ia-91T	23:37:56.62	+27:16:37.73	AGC 331536	0.028	0.0630	2016-09-08
SN 2016gou	Ia-norm	18:08:06.50	+25:24:31.32	PSO J180806.461+252431.916	0.016	0.1095	2016-09-22
SN 2017cts	Ia-norm	17:03:11.76	+61:27:26.06	CGCG 299-048	0.02	0.0265	2017-04-02
SN 2017erp	Ia-norm	15:09:14.81	-11:20:03.20	NGC 5861	0.0062	0.0928	2017-06-13
SN 2017fgc	Ia-norm	01:20:14.44	+03:24:09.96	NGC 0474	0.008	0.0294	2017-07-11
SN 2017fms	Ia-91bg	21:20:14.60	-04:52:51.30	IC 1371	0.031	0.0568	2017-07-17
SN 2017hvj	Ia-norm	02:36:02.56	+43:28:19.51	PSO J023602.146+432817.771	0.007	0.0768	2017-10-14
SN 2017igf	Ia-91bg	11:42:49.85	+77:22:12.94	NGC 3901	0.006	0.0456	2017-11-18
SN 2018oh	Ia-norm	09:06:39.54	+19:20:17.77	UGC 04780	0.012	0.0382	2018-02-04

a: Piascik, & Steele (2016); b: Cruz et al. (2016); c: Miller et al. (2016); d: Zheng et al. (2017); e: Gagliano et al. (2016); f: Tonry et al. (2016a); g: Brown (2016); h: Tonry et al. (2016b); i: Stanek (2016); j: Brimacombe et al. (2017); k: Valenti et al. (2017); l: Itagaki (2017); m: Sand et al. (2017); n: Gagliano et al. (2017); o: Tonry et al. (2017); p: Stanek (2017); q: Stanek (2018)

### 2.2.2. A bolometrikus fénygörbe modellezése

A vizsgált Ia típusú SN-k bolometrikus fénygörbéit (melyeknek konstruálását a 3.2.2. fejezetben írom le részletesen) az Arnett-modellen alapuló, fél-analitikus, Minim elnevezésű kód (Chatzopoulos et al., 2013a) segítségével modelleztem, melynek az illesztethető paraméterei a következők: a robbanás időpontja és a  $B$  szűrőben mért maximum ideje közötti különbség abszolútértéke napokban ( $t_{\text{rise}}$ ), a fénygörbe-időskála ( $\tau_{\text{lc}}$ ), a gamma-szivárgás időskálája ( $\tau_{\gamma}$ ) és a kezdeti nikkeltömeg ( $M_{\text{Ni}}$ ). A Minim-hez hasonló, fél-analitikus kódoknak fontos paramétere

a térben és időben állandónak feltett opacitás ( $\kappa$ ). Az effektív optikai opacitás becslésére a Li et al. (2019) által az SN 2018oh-ra alkalmazott technikát használtam, ami a két fénygörbe-időskála, a  $\tau_{lc}$  és a  $\tau_\gamma$  kombinációján alapul. Ezek kifejezhetők ugyanis a robbanás fizikai paramétereinek segítségével a következőképpen:

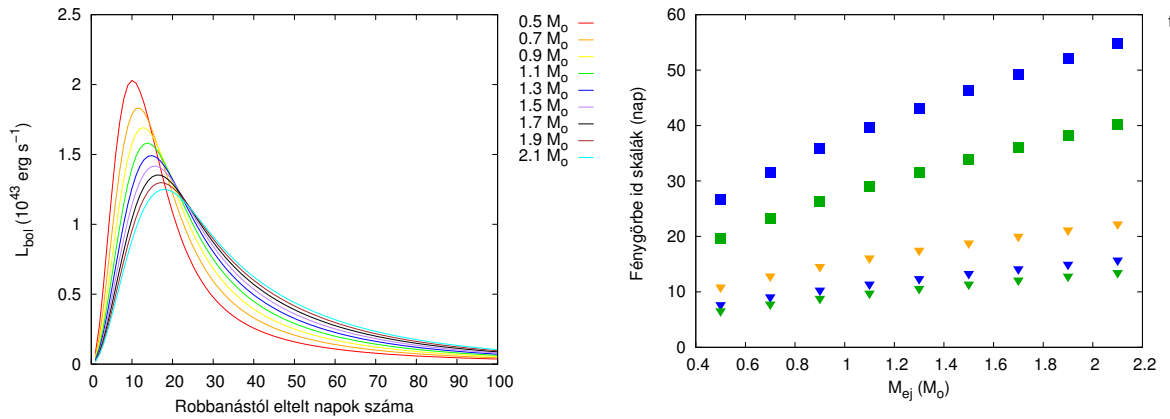
$$\tau_{lc}^2 = \frac{2\kappa M_{ej}}{\beta c v_{exp}} \quad \text{és} \quad \tau_\gamma^2 = \frac{3\kappa_\gamma M_{ej}}{4\pi v_{exp}^2}, \quad (2.15)$$

ahol  $M_{ej}$  a ledobott tömeg,  $\beta = 13.8$  a sűrűségprofilhoz kapcsolódó konstans,  $v_{exp}$  a ledobott anyag tágulási sebessége és  $\kappa_\gamma = 0.03 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$  a  $\gamma$ -sugarak opacitása (Arnett, 1982; Clocchiatti & Wheeler, 1997; Valenti et al., 2008; Chatzopoulos et al., 2012; Wheeler et al., 2015; Li et al., 2019). Minthogy  $\tau_{lc}$  és  $\tau_\gamma$  mérhető mennyiségek, a 2.15. egyenletrendszer három ismeretlent tartalmaz:  $M_{ej}$ ,  $v_{exp}$ , és  $\kappa$ . Annak érdekében, hogy megbecsüljük az opacitás felső és alsó korlátját, Li et al. (2019) módszerét alkalmazva megszorításokat vezettem be  $M_{ej}$ -re és  $v_{exp}$ -re vonatkozóan. Először is feltettem, hogy a ledobott tömeg semmiképpen sem haladhatja meg az Ia SN-kra jól ismert Chandrasekhar-féle határtömeget ( $M_{ej} \leq M_{Ch}$ ). Ezzel a feltétellel becslhetjük az opacitás alsó korlátját, melyet a továbbiakban  $\kappa^-$  jelöléssel illelek. A  $\kappa^+$ -nak nevezett felső becslést a tágulási sebességre tett korlátból származtattam, miszerint ez az Ia SN-k esetén ez tipikusan  $v_{exp} \geq 10000 \text{ km s}^{-1}$ . Ilyetén módon a következő adódik a  $\kappa$ -k értékeire:

$$\kappa^- = \sqrt{\frac{3\kappa_\gamma \tau_{lc}^4 \beta^2 c^2}{16\pi \tau_\gamma^2 M_{Ch}}} \quad \text{és} \quad \kappa^+ = \frac{3\kappa_\gamma \tau_{lc}^2 \beta c}{8\pi v_{exp} \tau_\gamma^2}. \quad (2.16)$$

A számolás elvégzése után az optikai opacitást ( $\kappa$ ) a kapott alsó és felső korlátok átlagával közelítettem. Ekkor tehát  $\kappa$  meghatározásával a 2.15. egyenletrendszer ismeretlenjeinek száma a kezdeti háromról kettőre redukálódik:

$$M_{ej} = \frac{3\kappa_\gamma \tau_{lc}^4 \beta^2 c^2}{16\pi \tau_\gamma^2 \kappa^2} \quad \text{és} \quad v_{exp} = \frac{3\kappa_\gamma \tau_{lc}^2 \beta c}{8\pi \kappa \tau_\gamma^2}. \quad (2.17)$$



**2.4. ábra.** Bal oldalt:  $0.5$  és  $2.1 M_\odot$  közötti ledobott tömeggel meghatározott modellfénygörbék, amelyeknek összes többi bemenő paramétere fix:  $R_0 = 0.01 R_\odot$ ,  $v_{exp} = 11000 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$  és  $M_{Ni} = 0.6 M_\odot$ . Jobb oldalt:  $\tau_{lc}$  (háromszögek) és  $\tau_\gamma$  (négyzetek) a ledobott tömeg ( $M_{ej}$ ) függvényeként. A  $v_{exp} = 11000 \text{ km s}^{-1}$  és  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$  - hoz tartozó értékeket kékkel, a  $v_{exp} = 15000 \text{ km s}^{-1}$  és  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$  esetet zölddel, végül a  $v_{exp} = 11000 \text{ km s}^{-1}$  és  $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$  -ot narancssárga szimbólumokkal jelöltem.

Az egyenletrendszer megoldása mellett a kinetikus energia értéke is kiszámítható az Arnett-modell alapfelte-

véseinek ismeretében (Arnett, 1982; Chatzopoulos et al., 2012), az 1. fejezetben leírt 1.24. képlet segítségével.

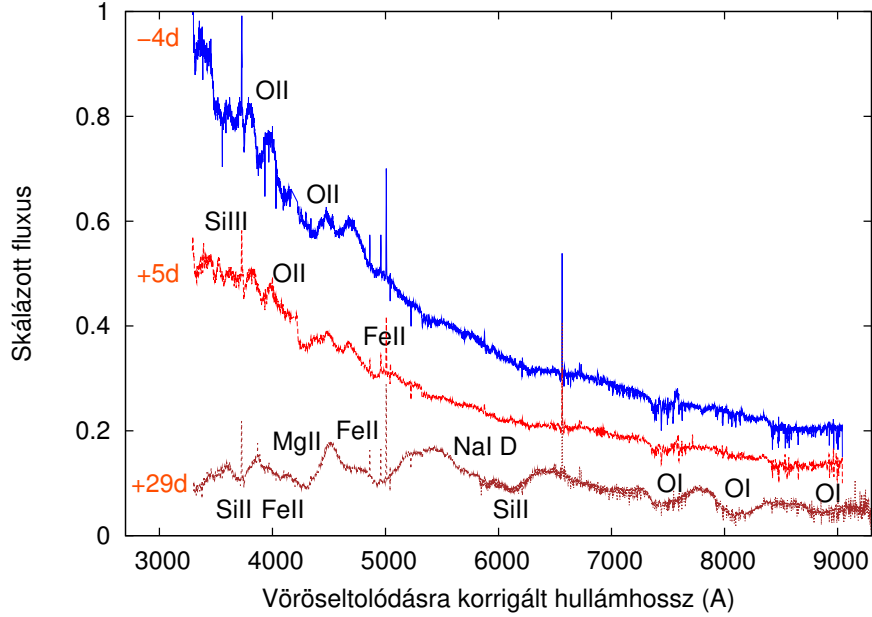
A fentebb leírt módon meghatározott  $\kappa^-$ ,  $\kappa^+$ ,  $\kappa$ ,  $M_{\text{ej}}$ ,  $v_{\text{exp}}$  és  $E_{\text{kin}}$  paraméterek értékei vizsgált Ia típusú szupernóváim esetén megtalálhatóak a 3.2. táblázatban.

A 2.4. ábra különböző ledobott tömegekhez rendelt modellfénygörbéket, valamint ezeknek a fénygörbe-időskálákkal vett kapcsolatát jeleníti meg. Bal oldalt  $0.5$  és  $2.1 M_{\odot}$  közötti ledobott tömeg értékeket ábrázolok  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$  és  $v_{\text{exp}} = 11000 \text{ km s}^{-1}$  esetén. Leolvasható, hogy a nagyobb ledobott tömeghez hosszabb fel-fényesedési idő, illetve lassabb elhalványulás tartozik, ami konzisztens a 2.15. egyenletben leírtakkal. Jobb oldalt látható a ledobott tömeg és az időskálák közötti korreláció, ahol  $\tau_{\gamma}$ -t négyzetek,  $\tau_{lc}$ -t pedig háromszögek jelölik, a különböző színek pedig a fizikai paraméterek más-más értékeihez tartoznak: kék színnel jelöltem a  $v_{\text{exp}} = 11000 \text{ km s}^{-1}$  és  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ -os megválasztást, zölddel a  $v_{\text{exp}} = 15000 \text{ km s}^{-1}$  és  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ -os értékeket, végül narancssárgával a  $v_{\text{exp}} = 11000 \text{ km s}^{-1}$  és  $\kappa = 0.2 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ -hoz tartozóakat. Az elvárásoknak megfelelően itt is látszik, hogy a hosszabb időskálákhoz nagyobb ledobott tömegek tartoznak, ami megerősítést ad arra, hogy a  $\tau_{lc}$  és  $\tau_{\gamma}$  paraméterek kombinációjából számolt ledobott tömegek reális becslést adnak.

## 2.2. táblázat. A vizsgált SLSN-k alapadatai

SN	R.A.	Dec.	Felfedezés	Robbanási dátum (MJD)	$t_{\max}$ (MJD)	$m_{\max}$ [szűrő] (mag)	$z$	$E(B - V)_{\text{MW}}$
SN 2010kd	12:08 <sup>a,b,c</sup>	+49:13 <sup>a,b,c</sup>	2010.11.14 <sup>a,b</sup>	55500 <sup>d</sup>	55552 <sup>e</sup>	16.16 [U] <sup>e</sup>	0.1010 <sup>a,b</sup>	0.0197 <sup>f</sup>
SN 2019neq	17:54 <sup>g</sup>	+47:25 <sup>g</sup>	2019.08.10 <sup>g</sup>	58701 <sup>h</sup>	58731 <sup>h</sup>	17.79 [i] <sup>h</sup>	0.1059 <sup>i</sup>	0.0330 <sup>f</sup>

a: Lennarz et al. (2012); b: Vinko et al. (2010); c: Barbon et al. (2008); d: Kumar et al. (2020); e: Brown et al. (2014); f: Schlafly & Finkbeiner (2011); g: Nordin et al. (2019); h: jelen dolgozat; i: A gazdagalaxis keskeny  $H\alpha$  emissziós vonalából számítottam.



**2.5. ábra.** Az SN 2019neq maximumtól vett -4, +5 és +29 napos fázisnál mért spektruma a SYN++ segítségével azonosított spektrumvonalakkal együtt. A színeképek modellezésének mikéntjét a 2.3.3. fejezetben, a vonalazonosítást, illetve az abból levonható következtetéseket a 3.3.2. fejezetben fejtem ki részletesen.

## 2.3. Spektroszkópia

## 2.3.1. Mérések és adatfeldolgozás

Doktori munkám során spektroszkópai szempontból vizsgáltam két SLSN-t, az SN 2010kd-t, és az SN 2019neq-t. Előbbiről, régebbi objektum lévén, a témavezetőm bocsátotta rendelkezésemre a színeképek adatait, utóbbi azonban 2019-ben robbant, így alkalmam nyílt foglalkozni vele a felfedezését követő néhány héten belül. Éppen ezért a mérések részletes ismertetése előtt röviden leírom az SN 2019neq felfedezésének körülményeit.

Az SN 2019neq-t (R.A. = 17:54:26.736, Dec. = +47:15:40.56) a Zwicky Transient Facility (ZTF; Bellm et al. 2019) fedezte fel 2019.08.10-én UT 05:25:45-kor, s a ZTF19abpopt belső elnevezéssel illetve. A felfedezés napján, UT 04:44:43-kor az objektum még láthatatlan volt a ZTF  $r$  szűrőben ( $r = 20.30$  AB-határmagnitúdó mellett), ám kicsit később, UT 05:25:45-kor a ZTF  $g$  szűrőben  $g = 19.78 \pm 0.24$  AB-magnitúdónál láthatóvá vált. A robbanás előtti utolsó nem-detektálás a  $g$  szűrőben 2019.08.08-án, UT 07:29:09 (MJD 58703.31)-kor történt.

Az SN 2019neq felfedezését Nordin et al. (2019) jelentette be a Transient Name Server<sup>8</sup> (TNS)-en, 2019.08.11-én.

A felfedezést követő első spektroszkópai méréseken, amelyeket a Palomar Observatórium 60 hüvelykes tükrátmérőjű robottávcsövére (P60) szerelt kifelbontású SED Machine nevű spektrográf készített 2019.08.11. és 08.22. között, vonalak nélküli, kék kontinuum látszott. A Liverpool Telescope SPRAT műszerével 08.27-én készített,  $2 \times 900$  másodperces spektrumon megfigyelhetővé váltak a gazdagalaxis  $z = 0.1075$ -ös vöröseltolódáshoz tartozó keskeny emissziós vonalai, amelyek a széles, gyenge abszorpciós vonalakat mutató kék kontinuumra rákódtak rá. E korai spektrumot a *superfit*<sup>9</sup>-tel elemezve arra a következtetésre jutottunk, hogy az SN 2019neq egy, a maximum előtti szakaszban lévő, I-es típusú SLSN.

Munkám során mind az SN 2010kd-ról, mind az SN 2019neq-ről 3 mért spektrumot elemzek, amelyeket  $3640 \leq \lambda \leq 10000$  Å hullámhossztartományon vettek fel. Az SN 2019neq-ről készítetteteket elektronikus közlemény formájában tettük közzé témavezetőmmel és amerikai partnereinkkel (Thomas et al., 2019). A színeképek a texasi McDonald Observatórium 10 méteres Hobby-Eberly Telescope-jával (HET) készültek 2019.09.01-én, 09.11-én, illetve 10.6/8-án.

A méréseket készítő HET tükrátmérője  $\sim 11.1 \times 9.8$  méteres, amellyel a legnagyobb optikai távcsövek közé tartozik. A neki otthont adó McDonald Observatórium 2026 m-es magasságban található a Davis-hegyen, Texasban.

A teleszkóp módosított azimutális szerelésű, főtükre pedig 91, mozaikszerűen elrendezett, hatszög alakú tükrökből tevődik össze. A távcső magassága 55 fokban rögzítve van, alapzata körül pedig teljesen körbefordítható légpárnák segítségével. A vizsgált objektumok magasságváltozásának követésére az elsődleges fókuszban elhelyezett, csúszkára szerelt, mozgatható követő tükrök szolgálnak. Emellett a primér fókuszban találhatóak a fény spektrográfhoz történő elvezetésére kialakított fényvezetősál-kötegek, illetve a korrekciós optikai elem is. 2013-ig a HET 3 féle spektrográf használatával működött: a kis (Low Resolution Spectrograph, LRS), a közepes (Medium Resolution Spectrometer, MRS), illetve a nagy felbontású (High Resolution Spectrograph, HRS) spektrográffal. Később, 2014-ben az eddigi 4 ívperces látómezőt 22 ívpercesre bővítették, s emellett felszerelték a Visible Integral-field Replicable Unit Spectrograph (VIRUS) névvel illetett multiobjektum-spektrográfot, valamint a Low Resolution Spectrograph 2 (LRS2)-t.

Az általam vizsgált SLSN-k közül az SN 2010kd-ről az LRS műszer, az SN 2019neq-ről pedig az LRS2 készített színeképeket.

Az LRS spektrográfot két, 300 vonal/mm-es rácsállandójú optikai rács (grating) - prizma (prism) együttessel (vagyis grizmával) szerelték fel, ami képalkotó, hosszú réses (long slit), avagy multiobjektum spektroszkópiára is alkalmas. Látómezejének átmérője a 2013 előtti elrendezéshez híven 4 ívperc, a benne található két bontóelem érzékenységi tartománya pedig 415-1010 nm  $R \sim 550$ -es spektrális felbontással, illetve 430-730 nm  $R \sim 1300$ -nál. A színeképeket egy  $15 \mu\text{m}$ -es pixelméretű,  $3072 \times 1024$  pixeles CCD-kamera rögzíti, ami nagyjából 0.25 ívmásodperc/pixeles képskálát eredményez. A spektrográf felbontóképességének megfelelő vonalszélesség 700 nm-en kb. 1.27 nm. Ez nagyjából 5.5 pixelre esik a detektoron.

A 2015 utáni méréseket, így az SN 2019neq-ről felvetteket is az LRS2 végezte el. Ez egy kétkarú multiobjektum-spektrográf, amely egyszerre több csillag spektrumát is ki tudja mérni egy  $12 \times 6$  ívmásodperces látómezőben a beérkező fényt optikai szálakba (fiber) vezetvén. Minthogy az összes optikai szál 1-1 színeképpé alakul, a műszer képes egyszerre akár 280 spektrum elkészítésére. Az LRS2-t a 370 nm –  $1 \mu\text{m}$ -es hullámhossztartomány lefedésére készítették, amely két műszer között oszlik el a következőképp: az LRS2-B nevű "kék spekt-

<sup>8</sup><https://wis-tns.weizmann.ac.il/object/2019neq>

<sup>9</sup><https://github.com/dahowell/superfit>

rográf" a 370–700 nm-es tartományt öleli fel  $R \sim 1500$ -as spektrális felbontással, az LSR2-R "vörös spektrográf" pedig a 650–1050 nm közötti hullámhosszakat  $R \sim 1800$  mellett. Az SN 2019neq-t az első két detektálási időpontban a kék és a vörös kar karonkénti 1800 másodperces integrációs idővel mérte, a harmadik mérés pedig két éjszakát vett igénybe az időjárási körülmények okozta komplikációk miatt, s az expozíciós idő 2100 másodpercre nőtt a szupernóva jelentős halványulásának következtében.

A HET működésének egyik különlegessége az ütemezett (queue-) módban való észlelés. Eszerint fontosság és észlelhetőség szempontjából sorrendbe teszik a beérkező igényeket, és a sorban épp legelől álló objektumról készítenek mérést. Az észlelést az erre kiképzett ügyeletes csillagászok, illetve a távcső operátorai végzik, az igénylők pedig a nyers adatokat interneten keresztül kapják meg. A dolgozatomban szereplő szupernóvák spektrumai is így készültek, ezeket a témavezetőm bocsátotta rendelkezésemre.

A spektroszkópai mérések redukálását az erre kialakított Panacea<sup>10</sup> szoftverrel, illetve az IRAF használatával végeztük. Az SN 2019neq immáron kiredukált HET/LRS2 színekpei a 2.5. ábrán jelennek meg, korrigálva a vöröseltolódásra és a csillagközi vörösöedésre. Adataikat a Weizmann Interactive Supernova Data Repository (WiSeREP<sup>11</sup>) oldalon tettük közzé.

A spektrumredukálás első lépéseként fontos a **bias**, illetve **flatfield** korrekció elvégzése. Ezeket, illetve az adatfeldolgozás további lépéseit is az IRAF program megfelelő parancsainak használata teszi lehetővé. A bias korrekció során, a fotometriai adatredukcióhoz hasonlóan levonjuk az összes felvételből a 0 expozícióval készült CCD-képek medián átlagát, amit bias átlagképnek is nevezünk. Az ezután elvégzendő flat korrekcióhoz a spektroszkópiában használatos flatfield kép eltér a fotometriaitól. Ez esetben a flat kép a homogén fényforrás által megvilágított rés képét jelenti, amelyhez általában egy tiszta kontinuumot sugárzó, színekpívonaktól mentes kalibráló lámpát használnak. Miután leosztottunk az átlagolt flatfield képpel, fontos a spektrum CCD chipen elfoglalt helyének meghatározása, illetve ennek kalibrációja és kifotometrálása.

A színekpí kinyeréséhez először is szükséges az adott **spektrális rend helyzetének meghatározása**, amelynek érdekében a diszperziós tengelyre  $90^\circ$ -os szögben elmetsszük a spektrumot, majd arra egy Gauss-görbét illesztünk. Ebből az intenzitásnak a diszperziós tengelyre merőleges irányban történő integrálásával megkaphatjuk az adott hullámhosszértékhez tartozó fluxust. Ezután az eljárást a diszperziós tengely más-más pozícióiban újra elvégezve feltérképezzük a spektrum menetét a látómezőben. Ezzel az eljárással korrigálhatjuk a CCD-kamera lehetséges térbeli beállítási pontatlanságait, valamint a spektrális rend görbületét.

Ezeket a műveleteket a **hullámhossz-kalibráció** követi, amelynek során meghatározzuk, hogy milyen hullámhosszértékeket vesz fel a színekpí a CCD adott pixeleinél. Ehhez egy olyan spektrálatlasz használata szükséges, amely tartalmazza az adott spektráallámpák spektrumában megtalálható vonalakhoz tartozó hullámhosszakat. Miután a kalibráló spektráallámpáról elkészített színekpí emissziós vonalait azonosítjuk egy spektrálatlasz segítségével, a kapott pixel-hullámhossz adatsorra egy harmadfokú polinomot illesztve meghatározhatóvá válik a berendezés diszperziós görbéje. Végül a pixelkoordinátákat hullámhossz-koordinátákká konvertáljuk a diszperziós görbe felhasználásával az összes többi színekpíen is.

Szintén elengedhetetlen az ezután következő **fluxuskalibráció**, hiszen a hullámhossztól, helytől és időtől is függő légköri extinkció minden pillanatban változó értéke gyengíti a beérkező fluxust, amelyet még a távcsövön történő áthaladás, valamint a detektor is megváltoztat. A detektorok érzékenysége ugyanis hullámhosszfüggő, s ezenkívül minden spektrográfnak van egy egyedi, rá jellemző spektrális átvitele. Ezeknek a hatásoknak megfelelően tehát a mért fluxus felírható az  $F(\lambda) = S(\lambda)G(\lambda)$  formában, ahol  $S(\lambda)$  az objektum valódi spektrumát, míg

<sup>10</sup><https://github.com/grzeimann/Panacea/>

<sup>11</sup><https://wiserep.weizmann.ac.il/>

$G(\lambda)$  az érzékenységi görbét jelenti. Utóbbi meghatározható egy olyan standard csillag segítségével, amelynek valódi spektruma ismert. Az abból származtatott  $G(\lambda)$ -ra polinomot illesztve korrigálhatjuk vele a mért színeképeket.

Ekkor azonban még mindig nem alkalmas a modellezésre a feldolgozott spektrum: a hullámhossztengelyt vöröseltolódásra, a fluxusokat pedig a hullámhosszfüggő **intersztelláris extinkcióra** is szükséges korrigálni. A **vöröseltolódásra** ( $z$ ) **történő korrekció** során a hullámhossz korrigált értékeit a következő összefüggés használatával számítottam ki:

$$\lambda_{\text{kor}} = \frac{\lambda}{1+z}. \quad (2.18)$$

Vizsgált szupernóváim ezen számoláshoz szükséges adatait a 2.2. táblázat tartalmazza.

Ezenkívül az adatfeldolgozás részét képezi a **maximum időpontjának** ( $t_{\text{max}}$ ) **a meghatározása** is, ami szükséges a spektrumok fotometriai fázisának kiszámításához. Ez az SN 2010kd esetén ismert volt, az SN 2019neq esetén pedig a Lasair weboldáról<sup>12</sup> (Smith et al., 2019) letöltött, publikus ZTF fénygörbét gaussi folyamatokkal interpoláltuk. A maximum meghatározásához a ZTF  $g$  szűrős fénygörbét vettük alapul, mivel a kis vöröseltolódású SLSN-2019neq SED-je a mérések szerint nagyobb fluxust mutatott a  $g$ , mint az  $r$  szűrőben. Eredményként  $t_{\text{max}} = 58731$  (MJD) adódott az SN 2019neq esetén.

Ezt követően elengedhetetlen a maximum ideje ( $t_{\text{max}}$ ) és a mérés időpontja között eltelt időnek a mozgó koordináta-rendszerből a nyugalmi rendszerbe történő konvertálása, vagyis az Univerzum tágulásából adódó, nem-relativisztikus **idődilatációra történő korrekció** elvégzése. Ekkor a korrigált értékeket a

$$(t_{\text{max}} - t_{\text{mért}})_{\text{kor}} = \frac{t_{\text{max}} - t_{\text{mért}}}{(1+z)} \quad (2.19)$$

összefüggést alkalmazva számoltam ki. A vizsgált SLSN-k mozgó rendszerbeli és korrigált fázisai leolvashatóak a C Függelék C1. táblázatából.

A későbbi számításokhoz szintén szükséges **robbanási dátum** becsléséhez az SN 2019neq esetén a ZTF  $g$  szűrős fénygörbe első két hétben felvett adataira egy  $L \sim t^2$  alakú polinomot illesztettünk, s eredményül  $t_0 \sim 58700.7$  (MJD) adódott,  $\pm 2$  napos hibahatárral.

Az SN 2019neq, illetve összehasonlító objektuma, az SN 2010kd alapadatai a 2.2. táblázatban vannak feltüntetve, s a két objektum spektroszkópiai fejlődésének részletes összehasonlítását a 3.3.1. fejezet tartalmazza.

A fent említett lépések elvégzése után spektrumaim készen álltak a modellezésre, amelynek során lehetségesé vált a vizsgált szuperfényes szupernóvák kémiai összetételének meghatározása (lásd: 3.3.2. fejezet).

### 2.3.2. Spektrumok az Open Supernova Catalog-ból

A 3.4. fejezetben elemzendő, I-es típusú szuperfényes szupernóvákból álló mintát az Open Supernova Catalogban (OSC<sup>13</sup>; Guillochon et al. 2017) szereplő, 2020 előtt felfedezett, legalább 10 fotometriai adatponttal és legalább egy spektrummal rendelkező SLSN-kból állítottam össze. Az ilyen módon talált 98 objektumból 18-at rögtön kizártam a további vizsgálatból, mivel a hidrogénben gazdag SLSN-csoportba tartoztak. Mint ahogy a 3.4. fejezetben részletesen leírom majd, a fő célom a mintába tartozó SLSN-k ledobott tömegeinek kiszámítása, amelyhez elengedhetetlen a maximum közelében, vagy az előtte mért fotoszférikus sebesség ( $v_{\text{ph}}$ ) ismerete. Mivel ezt spektrummodellezés útján határoztam meg, azt a 39 SLSN-t, amelyekről nem volt a csúcspont sebesség ideje

<sup>12</sup><https://lasair.roe.ac.uk/object/ZTF19abpbopt/>

<sup>13</sup><https://sne.space/>

## 2.3. táblázat. A mintából eltávolított SLSN-k

A kizárás oka [darabszám]	SLSN
SLSNe-II [18]	SN2006gy, SN1000+0216, SN2008am, SN2008es, CSS121015:004244+132827, PTF12mkg, SN2013hx, PS15br, LSQ15abl, SN2016aps, SN2016ezh, SN2016jhm, SN2016jhn, SN2017bcc, SN2017egm, SN2018jkq, SN2019cmv, SN2019meh
Nincs maximum előtti spektrum [39]	SN2213-1745, SDSS-II SN 2538, SDSS-II SN17789, SN2009cb, SN2009jh, PTF10bfz, PTF10bjp, PS1-10pm, PS1-10ky, PS1-11tt, PS1-10ahf, SN2010hy, PS1-10awh, PTF10aagc, PS1-10bzj, PS1-11ap, SN2011ke, PS1-11afv, PTF11hrq, SN2011kl, SN2011kf, SN2012il, PTF12mxx, SN2013dg, SN2013hy, CSS130912:025702-001844, PS15cjz, OGLE15sd, PS16yj, iPTF16bad, DES16C2nm, AT2016jho, SN2017jan, DES17C3gyp, SN2018bgv, SN2018gkz, SN2018lfd, SN2019meh, SN2019szu
Problémás spektrum [13]	SN 2019szu, SCP-06F6, OGLE15qz, DES15E2mlf, SNLS-06D4eu, SNLS-07D2bv, SN 2010md, PTF10vqv, SN 2016aj, SN 2010uhf, SN 2007bi, SN 2015L, SN 2017gir

előtt felvett színekép, szintén kizártam az elemzésből. Az így megmaradt 41 objektumból további 13-at el kellett távolítanom az alábbi felsorolásban megjelölt indokok miatt.

- Az **SN 2019szu**, az **SCP-06F6** és az **OGLE15qz** nevű SLSN-k színeképe túlságosan nagy zajszintű, ezért nem lehetett spektrumvonalakat azonosítani bennük.
- A **DES15E2mlf**, az **SNLS-06D4eu** és az **SNLS-07D2bv** nevű objektumokat csak az UV hullámhosszakon észlelték, 3000 Å-ig.
- Az **SN 2010md**, a **PTF10vqv**, az **SN 2016aj**, és az **SN 2010uhf** szupernóvák spektruma nem tartalmazott sem az I-es típusú SLSN-eknek megfelelő tethető W alakú abszorpciót 3900 és 4500 Å között, sem egyéb jellegzetes SLSN-spektrumvonalat.
- Az **SN 2007bi** kiválasztott színeképe valójában nem a maximum előtt, hanem utána készült.
- Az **SN 2015L**-t, a valaha látott legfényesebb "SLSN"-t nagy valószínűséggel egy árapály-katasztrófa hozta létre (lásd pl. Leloudas et al., 2016; Margutti et al., 2017; Coughlin & Armitage, 2018). Ha viszont mégis csak SLSN-ként tekintünk rá, akkor a megfigyelt jellemzőket megmagyarázhatjuk a csillagközi anyaggal történő erőteljes kölcsönhatással, ekkor azonban az objektum fotoszférája egyáltalán nem megfigyelhető, márpedig a fotoszférikus sebesség meghatározásához annak ismerete alapkövetelmény.
- Az **SN 2017gir**, bár az Open Supernova Catalog-ban az I-es besorolás illetve, spektrális szempontból inkább egy II<sub>n</sub> típusú SLSN-ra hasonlít.

A 2.3. táblázatban azok a SLSN-k vannak feltüntetve, amelyek a fentebb felsorolt indokok valamelyike miatt nem kerültek bele az elemzésre szánt mintába.

A 2.4. táblázat a vizsgált 28 SLSN alapadatait tünteti fel, melyeket az Open Supernova Catalog-ból gyűjtöttem ki. A robbanás időpontját ( $t_0$ ) a Modular Open Source Fitter for Transients (MOSFiT; Nicholl et al. 2017c) nevű kóddal történő fénygörbeillesztés eredményeként nyertem ki szintén az Open Supernova Catalog-ból.

A bemutatott SLSN-k elemzése előtt spektrumukat normáltam a 6000 Å-nél mért fluxussal, majd korrigáltam őket a tejútrendszerbeli extinkcióra, illetve a vöröseltolódásra.

## 2.4. táblázat. Az elemzett SLSN-k alapadatai

SLSN	$t_0$ MJD	$t_{\max}$ MJD	$M_{\max}$ mag	R.A. J2000	Dec. J2000	$z$	$E(B - V)$ mag	Referencia
SN2005ap	53415	53440	18.16	13:01:14.8	+27:43:31.4	0.2832	0.0072	1, 2, 3, 4, 5
SN2006oz	54033	54068	19.80	22:08:53.6	+00:53:50.4	0.3760	0.0403	2, 5, 6, 7, 8
SN2010gx	55246	55277	17.62	11:25:46.7	-08:49:41.4	0.2299	0.0333	1, 2, 9, 10, 11, 12
SN2010kd	55499	55552	16.16	12:08:01.1	+49:13:31.1	0.1010	0.0197	1, 2, 10, 13
SN2011kg	55907	55938	18.39	01:39:45.5	+29:55:27.0	0.1924	0.0371	2, 9, 10, 11, 14, 15, 16
SN2015bn	57000	57101	15.69	11:33:41.6	+00:43:32.2	0.1136	0.0221	2, 17, 18
SN2016ard	57424	57454	18.39	14:10:44.6	-10:09:35.4	0.2025	0.0433	2, 19, 20
SN2016eay	57509	57530	15.20	12:02:51.7	+44:15:27.4	0.1013	0.0132	2, 21, 22
SN2016els	57578	57605	18.31	20:30:13.9	-10:57:01.8	0.2170	0.0467	2, 10, 23
SN2017faf	57908	57941	16.78	17:34:40.0	+26:18:22.0	0.0290	0.0482	2, 24, 25
SN2018bsz	58197	58275	13.99	16:09:39.1	-32:03:45.7	0.02667	0.2071	2, 26, 27, 28
SN2018ibb	58336	58466	17.66	04:38:57.0	-20:39:44.0	0.1600	0.0284	2, 29
SN2018hti	58383	58486	16.46	03:40:53.8	+11:46:37.3	0.0630	0.4129	2, 30, 31
SN2019neq	58700	58731	17.79	17:54:26.7	+47:15:40.6	0.1075	0.0285	32, 33, 34
DES14X3taz	57021	57093	20.54	02:28:04.5	-04:05:12.7	0.6080	0.0220	2, 35, 36
iPTF13ajg	56348	56430	19.26	16:39:04.0	+37:01:38.4	0.7400	0.0121	2, 11, 37
iPTF13ehe	56565	56676	19.6	06:53:21.5	+67:07:56.0	0.3434	0.0434	2, 11, 38
LSQ12dlf	56098	56150	18.46	01:50:29.8	-21:48:45.4	0.2550	0.0110	2, 39, 40, 41, 42
LSQ14an	56639	56660	18.60	12:53:47.8	-29:31:27.2	0.1630	0.0711	2, 43, 44, 45
LSQ14mo	56659	56693	18.42	10:22:41.5	-16:55:14.4	0.2530	0.0646	2, 10, 46, 47
LSQ14bdq	56735	56798	19.16	10:01:41.6	-12:22:13.4	0.3450	0.0559	2, 48, 49
PS1-14bj	56597	56808	21.19	10:02:08.4	+03:39:19.0	0.5215	0.0205	2, 50, 51, 52
PTF09atu	54999	55062	19.91	16:30:24.6	+23:38:25.0	0.5015	0.0409	2, 9, 11, 16, 53, 54, 55
PTF09cnd	55017	55085	17.08	16:12:08.9	+51:29:16.1	0.2584	0.0207	9, 10, 11, 16, 39, 55
PTF10nmn	55267	55385	18.52	15:50:02.8	-07:24:42.5	0.1237	0.1337	2, 9, 11, 16, 53
PTF12dam	56021	56091	15.66	14:24:46.2	+46:13:48.3	0.1074	0.0107	2, 9, 10, 11, 16, 56, 57
PTF12gty	56082	56139	19.45	16:01:15.2	+21:23:17.4	0.1768	0.0600	2, 11, 16, 53
SSS120810	56122	56159	17.38	23:18:01.8	-56:09:25.6	0.1560	0.0158	2, 40, 41, 58, 59

1: Lennarz et al. (2012); 2: Schlafly & Finkbeiner (2011); 3: Puckett et al. (2005); 4: Modjaz et al. (2005); 5: Quimby et al. (2007); 6: Leloudas et al. (2012); 7: Bassett et al. (2006); 8: Green (2006); 9: Perley et al. (2016); 10: Brown et al. (2014); 11: Yaron & Gal-Yam (2012); 12: Pastorello et al. (2010b); 13: Kumar et al. (2020); 14: Ofek et al. (2013); 15: Quimby et al. (2013a); 16: Quimby et al. (2018); 17: Nicholl et al. (2016a); 18: Le Guillou et al. (2015); 19: Chornock et al. (2016); 20: Blanchard et al. (2018a); 21: Nicholl et al. (2017a); 22: Kangas et al. (2016); 23: Fraser et al. (2016); 24: Pastorello et al. (2017); 25: Kilpatrick (2017); 26: Blanchard et al. (2018b); 27: Anderson et al. (2018); 28: Hiramatsu et al. (2018); 29: Pursiainen et al. (2018); 30: Burke et al. (2018); 31: Tonry et al. (2018); 32: Nordin et al. (2019); 33: Perley (2019b); 34: Könyves-Tóth et al. (2020b); 35: Smith et al. (2016); 36: Castander et al. (2015); 37: Vreewijk et al. (2014); 38: Yan et al. (2015); 39: Shivvers et al. (2019); 40: Smartt (2015); 41: Nicholl et al. (2014); 42: Smartt et al. (2012); 43: Inserra et al. (2017); 44: Leget et al. (2014); 45: Smartt et al. (2015b); 46: Leloudas et al. (2014); 47: Chen et al. (2017c); 48: Nicholl et al. (2015b); 49: Benitez et al. (2014); 50: Lunnan et al. (2016); 51: Lunnan et al. (2018); 52: Nicholl et al. (2016b); 53: Neill et al. (2011); 54: De Cia et al. (2018); 55: Chandra et al. (2009); 56: Levan et al. (2013); 57: Quimby et al. (2012b); 58: Wright et al. (2012); 59: Drake et al. (2009)

### 2.3.3. Spektrummodellezés

A vizsgált SN-k modellezését a FORTRAN programozási nyelvben megalkotott, parametrizált SN spektrummodellező, SYNOW elnevezésű kód (Fisher, 1999; Hatano et al., 1999) továbbfejlesztett, C++ nyelven megírt változatának, a SYN++ -nak a használatával végeztem el (Thomas et al., 2011). Ez a program nem a bonyolult NLTE atmosféramodellek számításával alakítja ki a modellspektrumot, hanem a Sobolev-közelítés (lásd: 1.4. fejezet) jóval egyszerűbb alapfeltevéseit felhasználva lehetőséget biztosít minden egyes kémiai elem vonalainak külön-külön történő modellezésére. A kód futtatása során egyidejűleg állíthatunk be több paramétert, illetve változtathatjuk is azokat. A következő felsorolásban ismertetem ezeket a paramétereket, s bemutatom, hogy változtatásuk milyen hatást tesz a P Cygni vonalprofilokra.

Globális paraméterek: hatásukat az egész modellezendő spektrumra kifejtik.

- $a_0$ : Megszorozza a modellspektrum értékeit egy konstanssal, így értelemszerűen nem választhatjuk nullának vagy negatív számnak. Változtatásának következményeit a 2.6. ábra mutatja, amelyen jól látszik, hogy az  $a_0$  növelésével megnőnek a skálázott fluxus értékei is.
- $a_1$ : A spektrum értékeit megszorozza egy konstans és a hullámhossz szorzatával, amelynek eredményeképpen megváltoztatja a kontinuum meredekségét. Akkor szükséges 0-tól különböző értéket adni neki, amikor a spektrum erőteljesen eltér a feketetest-kontinuumot meghatározó Planck-görbétől, vagy hibásan fluxuskalibrálták. Esetemben nem volt szükséges a megváltoztatása.
- $a_2$ : A modellspektrumot megszorozza egy konstans és a hullámhossz négyzetének szorzatával.
- $v_{ph}$ : A fotoszféra tágulási sebessége  $1000 \text{ km s}^{-1}$ -ben megadva. Értékének csökkenésével nő a vonalerősség, s az abszorpció minimum a 2.6. ábrán látható módon a hosszabb hullámhosszak felé tolódik el.
- $v_{outer}$ : A SN-atmoszféra tetejének megfelelő sebesség.
- $T_{ph}$ : A SN-burok hőmérséklete a fotoszféránál  $1000 \text{ K}$ -ben megadva. Ebből számolja ki a program a kontinuumot kirajzoló Planck-görbét. Minél nagyobbak adjuk meg, a maximum annál rövidebb hullámhosszak irányába tolódik el. A paraméter megváltoztatásának szemléltetése a 2.6. ábrán figyelhető meg.

Lokális paraméterek: Azt, hogy milyen ionok vonalai kerüljenek a modellspektrumba, a kód használója választhatja meg, minden vonal esetén külön-külön megadva az arra jellemző paraméterek értékeit, amelyeket a következőekben ismertetek.

- $ions$ : A modellspektrumban szereplő elem rendszáma (1 vagy 2 számjegy) és ionizációs foka (2 számjegy). Ilyen módon például a H-vonal neve 100, a He I-é 200, a He II-é 201, az O III-é 802 stb. Egy adott elem jelenlétét a yes, illetve no kapcsolók megfelelő beállításával lehet szabályozni.
- $\log \tau$ : Egy adott ion optikai mélységének logaritmus. A Sobolev-közelítés szerint egy vonal optikai mélysége a következőképpen adható meg:

$$\tau = \left( \frac{\pi e^2}{m_e c} \right) f \lambda t n_l \left( 1 - \frac{g_l n_u}{g_u n_l} \right). \quad (2.20)$$

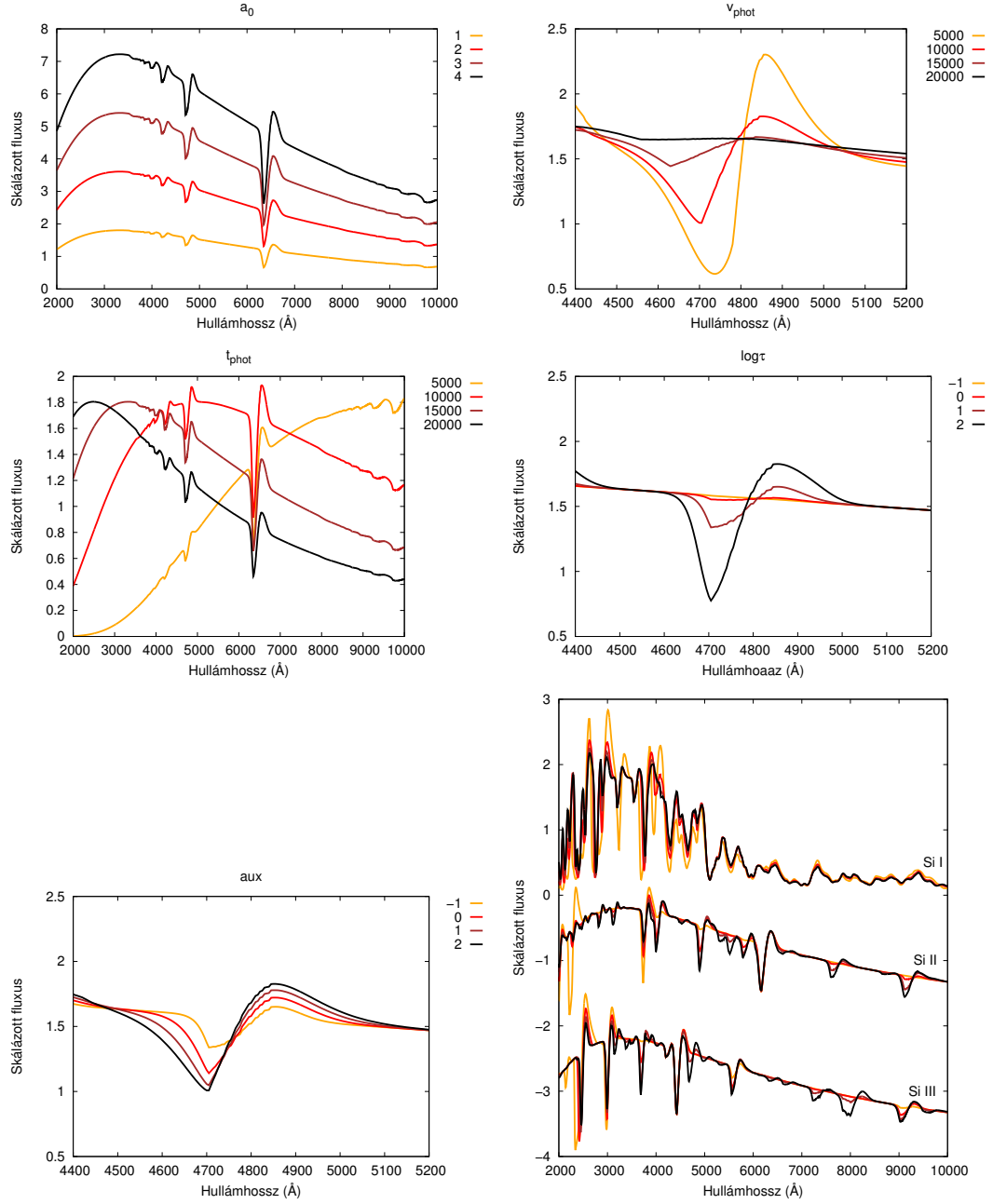
Itt  $n_u$  és  $n_l$  jelöli az adott ion koncentrációját az átmenet felső (upper) és alsó (lower) szintjén,  $g_u$ , illetve  $g_l$  a statisztikus súlyokat (amelyek az egyes energiaszintek degeneráltsági fokát mutatják meg),  $f$  az oszcillátorerősséget (a kvantumátmenet valószínűségével arányos mennyiséget),  $t$  a robbanás óta eltelt időt,  $e$  az elektron töltését,  $m_e$  a tömegét,  $c$  pedig a fénysebességet. A modellezéskor a kiválasztott atomnak vagy ionnak egy referenciavonalához tartozó optikai mélységet kell megadni, ami a legtöbbször a legerősebb vonalat jelenti. A kód ezután a többi vonal erősségét számítja ki a gerjesztési hőmérséklet ismeretében a Boltzmann-formulába való behelyettesítéssel, termodinamikai egyensúlyt feltételezve:

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{(E_i - E_0)}{kT_{\text{exc}}}}. \quad (2.21)$$

Itt  $n_i$  az  $i$ -edik energiaszint betöltöttsége (a 0 index az alapállapotra utal),  $E_i$  az  $i$ -edik szint energiája,  $k$  a Boltzmann-állandó,  $T_{\text{exc}}$  pedig a gerjesztési hőmérséklet.

A 2.6. ábrán látszik, hogy az optikai mélység (illetve annak logaritmusának) növelésével egy adott vonal erősebb lesz, abszorpciós minimuma pedig a rövidebb hullámhosszak felé tolódik.

- $v_{\text{min}}$  és  $v_{\text{max}}$ : Az atmoszféra alsó, illetve felső rétegének határsebessége. A  $v_{\text{min}}$  értéke a  $v_{\text{ph}}$ -tal egyenlő, vagy annál nagyobb lehet. Amennyiben nagyobbak választjuk egy adott ion esetében a fotoszférikus értéknél, feltételezzük, hogy az elem nem a fotoszféra legaljánál keletkezett, hanem a légkörnek egy felsőbb rétegében, hiszen a sebesség megfeleltethető a sugárnak a SN homológ tágulásából kifolyólag. Ilyetén módon megadhatjuk tehát minden elemnek a vonalformáló tartományát. Ennek megfelelően a  $v_{\text{max}}$  paraméter a vonalformáló tartomány tetejét specifikálja, értéke pedig nem lehet nagyobb, mint a  $v_{\text{outer}}$ -ként megadott sebesség.
- $\text{aux}$  vagy  $\sigma$ : egy  $1000 \text{ km s}^{-1}$ -ban megadható skálaparaméter, amely megadja az optikai mélységtől való függés meredekségét. A SYN++ a  $\tau$  optikai mélység helyfüggésére egy exponenciális modellt feltételez:  $\tau = \tau_{\text{ref}} \cdot \exp[-(v - v_{\text{ref}})/\text{aux}]$ , ahol  $\tau_{\text{ref}}$  a referenciavonal optikai mélysége,  $\text{aux}$  pedig az exponenciális függvény lecsengési paramétere. Növelésével erősebb és szélesebb vonalakat kapunk (lásd: 2.6. ábra).
- $T_{\text{exc}}$ : Az optikai mélységet finomhangoló  $\log \tau$  paraméternél említett, illetve a 2.21. egyenletben szereplő gerjesztési hőmérséklet. Megváltoztatására bizonyos vonalak érzékenyebbek, míg mások kevésbé. A 2.6. ábrán példaként a szilícium Si I, Si II és Si III vonalainak alakja mutatkozik meg a gerjesztési hőmérsékletek különböző értékeinél.



**2.6. ábra.** A SYN++ változtatható paramétereit az alábbi színekkel jelöltük: egy adott paraméter esetén a legnagyobb értéket fekete vonal jelöli, az eggyel kisebbet barna, majd piros, végül a legkisebbet sárga. A bal felső panel az  $a_0$  paraméter 1 és 4 közötti megváltoztatását mutatja, a jobb felső a  $v_{\text{ph}}$  fotoszférikus sebesség 5000 és 20 000  $\text{km s}^{-1}$  közötti értékeit. A bal oldalt középen lévő ábra a  $T_{\text{ph}}$  értékeit változtatja 5000 és 20 000 K között, mellette a  $\log \tau$  jelenik meg -1-től 2-ig. Balra lent az  $\text{aux}$  paraméterértékei láthatóak -1 és 2 között, végül jobbra lent a  $T_{\text{exc}}$  gerjesztési hőmérséklet megváltoztatásának hatása látszik a szilícium különböző ionizáltságú vonalainak esetén, 5000-től 20 000 K-ig.

## 3. fejezet

# Eredmények

### 3.1. Az SN 2017eaw távolságmérése

---

**Kapcsolódó publikáció:** Szalai, T., Vinkó, J., Könyves-Tóth, R., et al. 2019, ApJ, 876, 19.

---

Az SN 2017eaw elnevezésű, II-P típusú SN távolságát a 2.1.1. fejezetben ismertetett táguló fotoszféra módszer használatával számoltam ki. Ehhez szükségem volt először is a tágulási sebesség meghatározására, amelyet a rendelkezésemre álló optikai spektrumokból nyertem ki az optikailag vékonynak tekinthető Fe II  $\lambda\lambda 5017, 5169$  vonalainak abszorpciós minimumából. A P Cygni vonalak minimumát az IRAF onedspec csomagjában található `splot` parancs használatával állapítottam meg. Minthogy a vasnak ezek a vonalai csak a maximumtól eltelt 20. nap környékén jelennek meg az SN 2017eaw spektrumában, az előtte való időszakban a He I  $\lambda 5876$  vonal abszorpciós minimumát használtam a sebesség becslésére. Ezt követően a Doppler-eltolódás

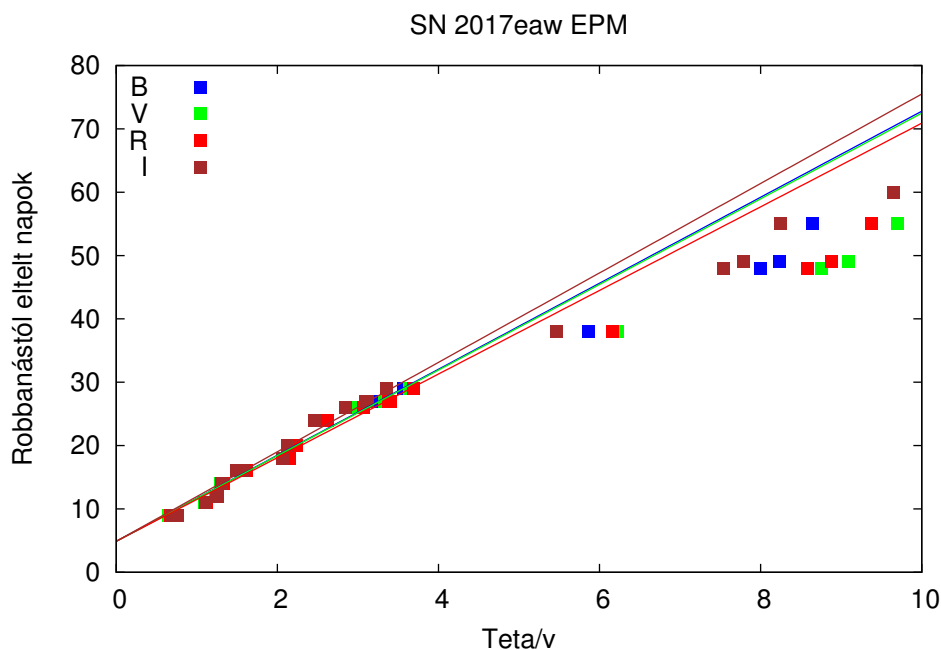
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (3.1)$$

képletének felhasználásával adódik a  $v$  tágulási sebesség értéke. Abban az esetben, amikor a  $v$ -t a két vasvonalhoz tartozó minimumból számoltam ki, a hozzájuk tartozó tágulási sebességeknek az átlagát vettem.

Ezután a távolság meghatározásához szükséges vizsgálatot két lépésben hajtottam végre egy saját készítésű C program segítségével, amely megtalálható az A Függelékben.

Elsőként a beolvasott fénygörbe-, illetve hőmérsékletadatokat lineárisan interpoláltam a sebességadatokhoz, ami után a 2.6. képlet szerint kiszámítottam a látszó szögméreteket. Ezekből képeztem a  $\theta/v$  hányadosokat mind a négy ( $B$ ,  $V$ ,  $R$  és  $I$ ) szűrő esetén. A magnitúdóértékek fluxussá történő átalakítása után az  $E(B - V) = 0.304$ -es értékkel korrigáltam azt az intersztelláris extinckióra. A  $\theta/v$  hányadosokra egyenest illesztettem (lásd: 3.1. ábra), amelynek meredeksége a 2.3. egyenletben leírtak alapján meghatározza a SN tőlünk mért távolságát. Mivel a meredekség értékeire mind a négy szűrő esetén más-más értékeket kaptam, ezeknek az átlagát vettem, ami után a távolságra  $7.22 \pm 0.41$  Mpc-es értéket kaptam. Az illesztett egyenes tengelymetszetéből a homológ tágulás kezdetének időpontjára 2017.05.11. adódott, ami összhangban van az objektum 2017.05.14-i felfedezési dátumával. (Nem lett volna konzisztens vele, ha a  $t_0$  robbanási dátumra a felfedezés napjánál későbbi

időpont adódott volna.)



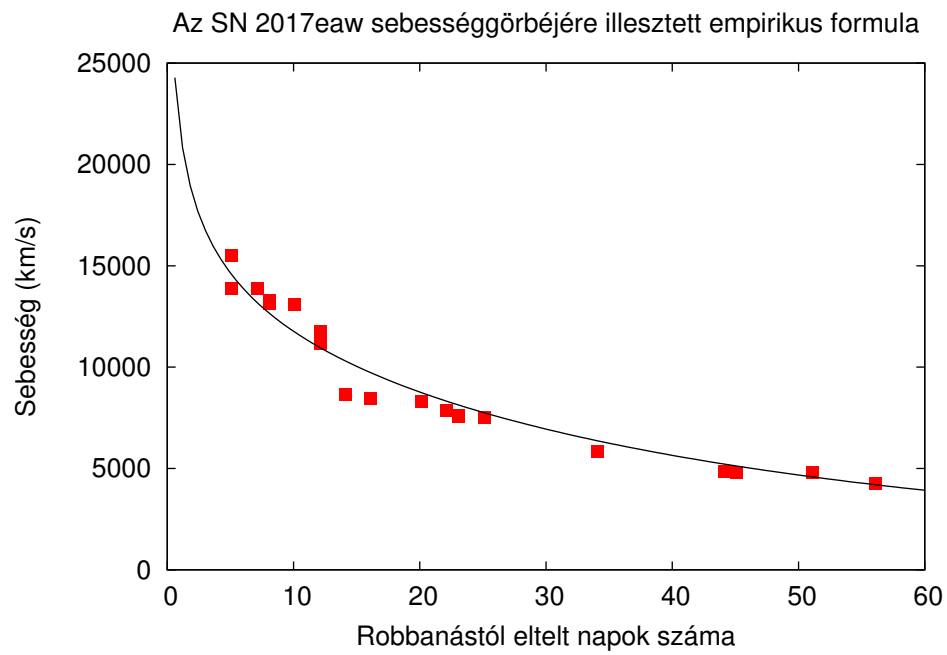
**3.1. ábra.** Az SN 2017eaw lineáris interpolációból kapott  $\theta/v$  értékei, és az arra illesztett egyenesek. Az, hogy  $\sim 40$  napos robbanástól eltelt fázis fölött az illesztett egyenesek nem illeszkednek jól a  $\theta/v$  hányadosokra, természetes, hiszen a táguló fotoszféra módszer legfeljebb a robbanás utáni 30-50. napig alkalmazható.

A második lépésben a Takáts & Vinkó (2012) cikkében található empirikus sebességeképletet alkalmaztam:

$$v(t) = v_0 \cdot \frac{(t/50)^{-0.21}}{\sum_{j=0}^2 b_j \cdot (t/50)^j}. \quad (3.2)$$

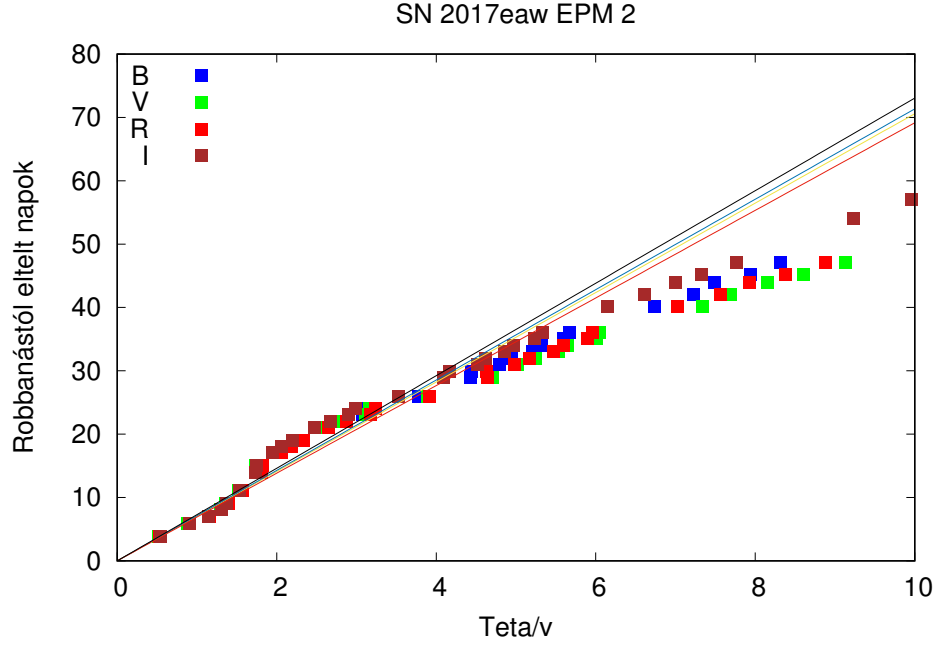
Itt  $v(0)$  egy skálafaktort jelöl (a robbanás után 50 nappal mérhető sebességet), a  $b$  együtthatók értéke pedig  $b_0 = 0.467$ ,  $b_1 = 0.327$ , és  $b_2 = 0.174$ . Az egyenletből adódó görbét a 3.2. ábrán látható módon az IRAF segítségével meghatározott sebességgörbe pontjaira illesztettem. Ehhez szükség volt természetesen a robbanási időpontra is, amelyet a 2.3. egyenlet alapján illesztett egyenes tengelymetszeteként adódó  $t_0$  időponttal tettem egyenlővé. Ezután a rendelkezésemre álló mért fénygörbe ismeretében a magnitúdókat fluxusértékekké alakítottam, amelyekre minden időpontban Planck-görbét illesztve meghatároztam az adott epochához tartozó fotoszférikus hőmérsékletet. Ezt követően az empirikus formula segítségével kiszámítottam a hőmérsékletek időpontjában vett sebességértékeket, itt is az előzőekben leírt  $t_0$  dátumot használva robbanási időpontnak. A látszó szögmereteknek a 2.6. egyenletből való meghatározása után ismét képeztem a  $\theta/v$  hányadost. A kapott értékekre az előző lépésben leírthoz hasonlóan egyenest illesztettem, amit a 3.3. ábrán jelenítettem meg. Ekkor a  $t_0$  paraméterértékét 0-nak vettem. Ilyen módon ebből a második illesztésből a távolságokra az előzővel hibán belüli egyezést mutató új értéket kaptam:  $7.11 \pm 0.16$  Mpc. Ez utóbbi távolságmeghatározás valamivel pontosabbnak tekinthető az interpolációs eljárás során kapottnál, hiszen ahogy a 3.1. és 3.3. ábrák is mutatják, utóbbinak jóval gyakoribb a mintavételezettsége, s a feltüntetett hibahatár is kisebb.

Távolságmérésemet a 2.1.1. fejezetben bemutatott standard gyertya módszerrel ellenőriztem, amelynek során



**3.2. ábra.** A 3.2. egyenletben leírt empirikus formula illesztése SN 2017eaw sebességgörbéjére

az SN 2017eaw távolságára 7.29 Mpc adódott. Ez az érték konzisztens a C programom segítségével kiszámolt távolságokkal.



**3.3. ábra.** Az SN 2017eaw empirikus tágulási sebesség képletből adódó  $\theta/v$  görbéi, és az arra illesztett egyenesek

## 3.2. Ia típusú szupernóvák fotometriai analízise

---

Kapcsolódó publikáció: Könyves-Tóth, R., Vinkó, J., Ordasi, A., et al. 2020, ApJ, 892, 121.

---

A vizsgált Ia SN-król készült mérések és a redukálás leírása részletesen megtalálható a 2.2.1. fejezetben. Az alábbiakban bemutatom az elemzett objektumok távolságbecslését a SNooPy2 program segítségével, a bolometrikus fénygörbék elkészítését, valamint azoknak a Minim kóddal történő modellezéséből származó eredményeket, s a belőlük levonható következtetéseket.

### 3.2.1. Távolság- és vörösödésbecslés többszín-fotometriai fénygörbe-modellezéssel

Az értekezésem tárgyát képező Ia típusú SN-k távolságát a 2.1.2. fejezetben ismertetett, SNooPy2 elnevezésű program használatával határoztam meg, emellett megbecsülve a vörösödésüket is.

A 2.1.2. fejezetben felsorolt paraméterek mellett megkíséreltem a vörösödési meredekséget jelző  $R_V$ -t is az illesztendő mennyiségek közé vonni, ám a más vörösödési meredekséggel számolt fizikai paraméterek igencsak hasonlóan bizonyultak az alapbeállításként jelen lévő  $R_V = 3.1$ -es meredekséghez tartozó értékekhez, ezzel megmutatván, hogy ilyen fotometriai elemzésem nem alkalmas arra, hogy korlátok közé szorítsa ezt a vörösödési meredekséget. Ez nem meglepő, hiszen a minta nem tartalmazott UV és NIR-adatokat, amelyek jelenléte mellett ez lehetségessé vált volna.

Ezenkívül illesztéseim során nem csak az EBV- (lásd: 2.1.2. fejezet), hanem az annál újabb, ennél fogva

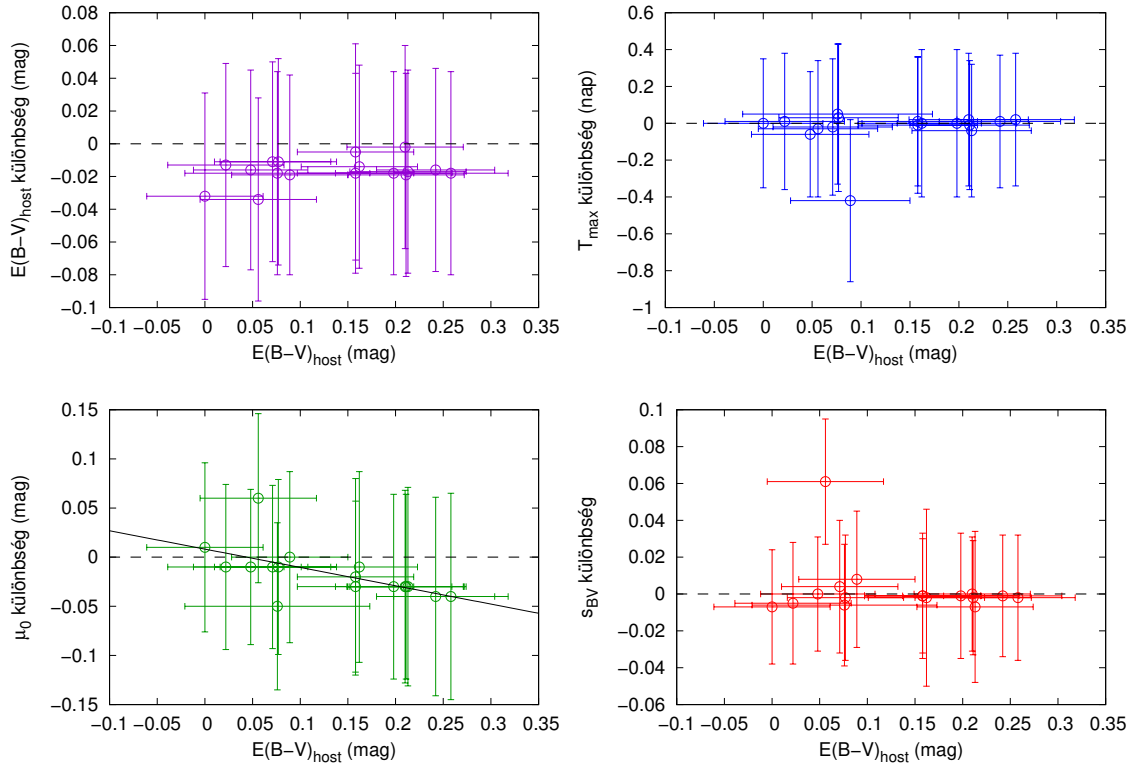
pontosabb EBV2-modellt is használtam. Megjegyzendő azonban, hogy az EBV2 modell nem a Johnson–Cousins-féle *BVRI* szűrőrendszert veszi alapul, így elvárható, hogy a gazdagalaxis  $E(B - V)_{\text{host}}$  vörösödése és a  $\mu_0$  távolságmodulus a *BVRI* szűrős adatokat használó EBV modellétől némileg eltérő eredményt ad. A két modell legjobban illeszkedő értékeinek összevetése után megállapítottam, hogy az  $E(B - V)_{\text{host}}$  értékek  $1\sigma$ -n belül egyeznek, míg a távolságmodulusok között szisztematikus különbség lép fel a következő módon:  $\mu_0(\text{EBV}) - \mu_0(\text{EBV2}) \approx 0.1$  mag. Későbbi fotometriai vizsgálatom során az EBV2 modellből meghatározott  $E(B - V)_{\text{host}}$  és  $\mu_0$  értékeket tekintettem mérvadónak. A távolságmodulusnak szisztematikus hibáját  $\sim 0.1$ -nek becsültem, ami  $\sim 5\%$ -os relatív hibát eredményez a távolságokban.

**3.1. táblázat.** A legjobban illeszkedő SNoPy2 paraméterek  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekséget feltételezve

SN	$E(B - V)_{\text{MW}}$ mag	$E(B - V)_{\text{host}}$ mag	$T_{\text{max}}$ MJD	$\mu_0$ mag	$S_{\text{BV}}$	$\Delta m_{15}$ mag	$\chi^2$
SN 2011fe	0.0075	0.048 (0.060)	55815.31 (0.06)	29.08 (0.082)	0.940 (0.031)	1.175 (0.008)	1.058
Gaia16alq	0.0576	0.089 (0.061)	57508.11 (0.14)	35.05 (0.084)	1.132 (0.033)	0.939 (0.024)	1.358
SN 2016asf	0.1149	0.076 (0.097)	57464.66 (0.11)	34.69 (0.083)	1.001 (0.031)	1.102 (0.023)	2.722
SN 2016bln	0.0249	0.213 (0.061)	57499.40 (0.34)	34.78 (0.116)	1.058 (0.032)	1.005 (0.024)	3.839
SN 2016coj	0.0163	0.000 (0.061)	57548.30 (0.34)	32.08 (0.083)	0.788 (0.030)	1.438 (0.020)	1.954
SN 2016eoa	0.0633	0.242 (0.062)	57615.66 (0.35)	34.24 (0.101)	0.775 (0.032)	1.486 (0.036)	1.867
SN 2016ffh	0.0239	0.198 (0.061)	57630.48 (0.36)	34.61 (0.094)	0.926 (0.032)	1.082 (0.018)	2.392
SN 2016gcl	0.0630	0.056 (0.061)	57649.48 (0.36)	35.45 (0.090)	1.155 (0.043)	0.901 (0.031)	2.792
SN 2016gou	0.1095	0.258 (0.060)	57666.40 (0.34)	34.25 (0.104)	0.984 (0.031)	0.925 (0.032)	6.560
SN 2016ixb	0.0520	0.077 (0.061)	57745.11 (0.37)	35.620 (0.087)	0.758 (0.032)	1.657 (0.039)	2.072
SN 2017cts	0.0265	0.158 (0.061)	57856.83 (0.35)	34.56 (0.088)	0.931 (0.030)	1.208 (0.020)	1.394
SN 2017drh	0.1090	1.396 (0.062)	57890.94 (0.36)	32.29 (0.326)	0.838 (0.031)	1.352 (0.065)	2.075
SN 2017erp	0.0928	0.210 (0.061)	57934.40 (0.35)	32.34 (0.097)	1.174 (0.030)	1.129 (0.011)	1.627
SN 2017fgc	0.0294	0.162 (0.061)	57959.77 (0.37)	32.61 (0.092)	1.137 (0.037)	1.086 (0.027)	1.761
SN 2017fms	0.0568	0.022 (0.061)	57960.09 (0.35)	35.52 (0.084)	0.746 (0.033)	1.425 (0.026)	1.875
SN 2017hjj	0.0768	0.211 (0.061)	58056.02 (0.35)	34.05 (0.096)	0.949 (0.031)	1.137 (0.011)	1.519
SN 2017igf	0.0456	0.158 (0.061)	58084.61 (0.36)	32.80 (0.096)	0.608 (0.032)	1.757 (0.006)	3.461
SN 2018oh	0.0382	0.071 (0.061)	58162.96 (0.37)	33.40 (0.083)	1.089 (0.034)	0.989 (0.013)	1.231

A végeredményként kapott, legjobban illeszkedő SNoPy2 paraméterek értékeit a 3.1. táblázatban tüntettem fel. Az ott megjelenő bizonytalanságok tartalmazzák a SNoPy2 mintavektoraiból származtatott szisztematikus hibát is. A mért fénygörbék és a hozzájuk tartozó illesztések megtalálhatóak a B Függelékben (B1. ábra). Mint ahogy a 3.1. táblázat 8. oszlopában fellelhető redukált  $\chi^2$  értékek is mutatják, a modell-fénygörbék jól illeszkednek a mért adatokhoz, hiszen a redukált  $\chi^2$  az esetek nagy részében 1 és 2 közötti. Az SN 2016gou nevű SN hibája a legnagyobb, esetében  $\chi^2 \sim 6.6$ , ám erre magyarázatot szolgáltat a B Függelék B1. ábrája, amely megmutatja, hogy az SN 2016gou adataihoz legjobban illeszkedő modell pontosan írja le a maximum közeli adatokat, így a magas  $\chi^2$  értéket nagy valószínűséggel a +40 napos fázis után mért, néhány adatpont szórása okozza.

A 3.1. táblázatból az is kitűnik, hogy az SN 2017drh gazdagalaxisbeli vörösödése kimagaslik a minta többi tagja közül ( $E(B - V)_{\text{host}} \sim 1.4$  mag). Ez az érték megnöveli a kiszámolandó távolság és egyéb fizikai paraméterek bizonytalanságát, amelynek okán az SN 2017drh-t kizártam a további vizsgálatokból. A megmaradt SN-k közül 8 esetén alacsony  $E(B - V)_{\text{host}}$  értékek adódtak, melyek nem haladják meg a  $2\sigma$ -s ( $\sim 0.12$  magnitúdónak megfelelő) bizonytalanságot a legtöbb esetben, ám ekkor a  $3\sigma$ -s határokat tekintve is alacsonynak számít a vörösödésük. Ez azt sugallja, hogy e 8 SN esetén az  $E(B - V)_{\text{host}}$ -ra nem tehetünk pontosabb megszorításokat pusztán a fotometriai bizonytalanságokra alapozva. Szintén megállapítható, hogy a vizsgált objektumok egyike sem mutat  $0.3$  magnitúdónál nagyobb  $E(B - V)_{\text{host}}$  értéket, így elmondhatjuk, hogy a minta kis vörösödésű SN-kból áll. Ez jelentősen lecsökkenti az extinkcióval kapcsolatos problémákat a mérési adatok fizikai mennyiségekké történő átalakítása során.



**3.4. ábra.** A SNooPy2-vel történő illesztés után kapott legjobban illeszkedő paraméterek különbsége az  $R_V = 1.5$  és az  $R_V = 3.1$  vörösödési meredekséget használó modellek esetén. Jól látszik, hogy kizárólag a távolságmodulus mutat trendet az  $E(B-V)_{\text{host}}$  értékek függvényében (bal oldalt, lenn), ám ez statisztikai értelemben jelentéktelen. (Ennek kifejtését lásd a szövegben.)

Ezenkívül teszteltem a vörösödési törvény hatását a számolt fénygörbe-paraméterekre, hiszen például Reindl et al. (2005); Folatelli et al. (2010) és Amanullah et al. (2015) tanulmányai megkérdőjelezték az  $R_V = 3.1$ -es meredekség használatának helyességét, amikor nagyobb számú Ia SN-t vizsgáltak. Ezzel ellentétben például Scolnic et al. (2014) szerint az  $R_V = 3.1$  meredekség a megfelelő. Minthogy az egyetértés nem teljes az  $R_V = 3.1$ -es meredekség használatának a SNooPy2 által számolt paraméterekre, főként a távolságra tett hatását illetően, újra illesztettem a fénygörbéket a calibration = 3-as opciót választva, ami az  $R_V = 3.1$ -es helyett az  $R_V = 1.5$ -es vörösödési törvényt veszi alapul. Mivel az általam vizsgált minta kizárólag alacsony vörösödésű SN-kat tartalmaz, az elvárások szerint nem lesznek számottevő különbségek az illesztett paraméterek értékeiben. Ezt igazolták a számítások, hiszen az  $R_V = 1.5$  modellből adódó eredmények  $1\sigma$ -n belüli egyezést mutatnak az  $R_V = 3.1$ -at használóéval. Ez megfigyelhető a 3.4. ábrán, ahol e két modell legjobban illeszkedő paramétereinek különbségét ábrázoltam a gazdagalaxis vörösödésének a függvényében. Egy kiugró ponttól eltekintve a kiszámolt  $\Delta E(B-V)_{\text{host}}$ ,  $\Delta T_{\text{max}}$  és  $\Delta s_{\text{BV}}$  értékek nem korrelálnak az  $E(B-V)_{\text{host}}$  paraméterrel. Ezzel ellentétben a  $\Delta \mu_0$  távolságmodulus-beli különbség ( $\mu_0(1.5) - \mu_0(3.1)$ ) kis mértékű összefüggést mutat a vörösödéssel a következőképpen:

$\Delta \mu_0 = -0.186(\pm 0.062) \cdot E(B-V)_{\text{host}} + 0.008(\pm 0.010)$ . Megjegyzendő azonban, hogy a  $\Delta \mu_0$  reziduál értékek egyike sem haladja meg az  $1\sigma$ -s bizonytalanságot. Későbbi vizsgálataim során ezért az  $R_V = 3.1$ -ből számolt értékeket tekintettem a legjobban illeszkedőnek, ám az alacsonyabb vörösödési meredekség bolometrikus

fénygörbére és az abból kiszámolt fizikai mennyiségekre tett hatását szintén figyelembe vettem (lásd: pl. 3.2.2., 3.2.4. és 3.2.5. fejezet).

### 3.2.2. A bolometrikus fénygörbék elkészítése és modellezése

A bolometrikus fénygörbéket a Li et al. (2019) által, az SN 2018oh-ra alkalmazott módszerrel készítettem el egy, a témavezetőm által megírt script használatával. Elsőként korrigáltam a fénygörbéket a tejútrendszer-, valamint gazdagalaxisbeli vörösödésre, majd a mért  $BVRI$  magnitúdókat fizikai fluxussá konvertáltam a Bessell et al. (1998)-kalibráció segítségével. A kapott fluxusok bizonytalanságait a magnitúdók hibájának kiszámításához használt eljárással becsültem. Minthogy a vizsgált SN-kból álló minta alacsony vörösödésű objektumokat tartalmaz, a széles sávú magnitúdók kvázi-monokromatikus fluxussá történő átalakítása során kapott értékeket várhatóan kevésbé befolyásolja a spektrális energiaeloszlás diagram alakjának csillagközi vörösödés hatására bekövetkezett megváltozása.

Ezután annak érdekében, hogy elkészítsem a pszeudo-bolometrikus fénygörbéket ( $L_{BVRI}$ ), a fluxusokat teljes hullámhossztartományra integráltam a trapézmódszer segítségével.

Mivel a vizsgált SN-kről csak optikai tartományban készültek mérések, az ultraibolya (UV) és infravörös (IR) tartomány bolometrikus fluxushoz való hozzájárulásának becsléséhez extrapolációt hajtottam végre. Az UV tartomány figyelembevételének érdekében lineáris közelítést alkalmaztam 2000 Å és a  $B$  szűrő központi hullámhossza,  $\lambda_B = 4330$  Å között a következő képlet szerint:  $f_{bol}^{UV} = 0.5f_B(\lambda_B - 2000)$  (Li et al., 2019), ahol  $f_B$  a  $B$  szűrőhöz tartozó, extinkcióra korrigált fluxus. Ez a becslés közvetlenül kapcsolódik a  $B$  szűrős fluxushoz, ezért érvényességének tesztelését a későbbiekben szemléltetem.

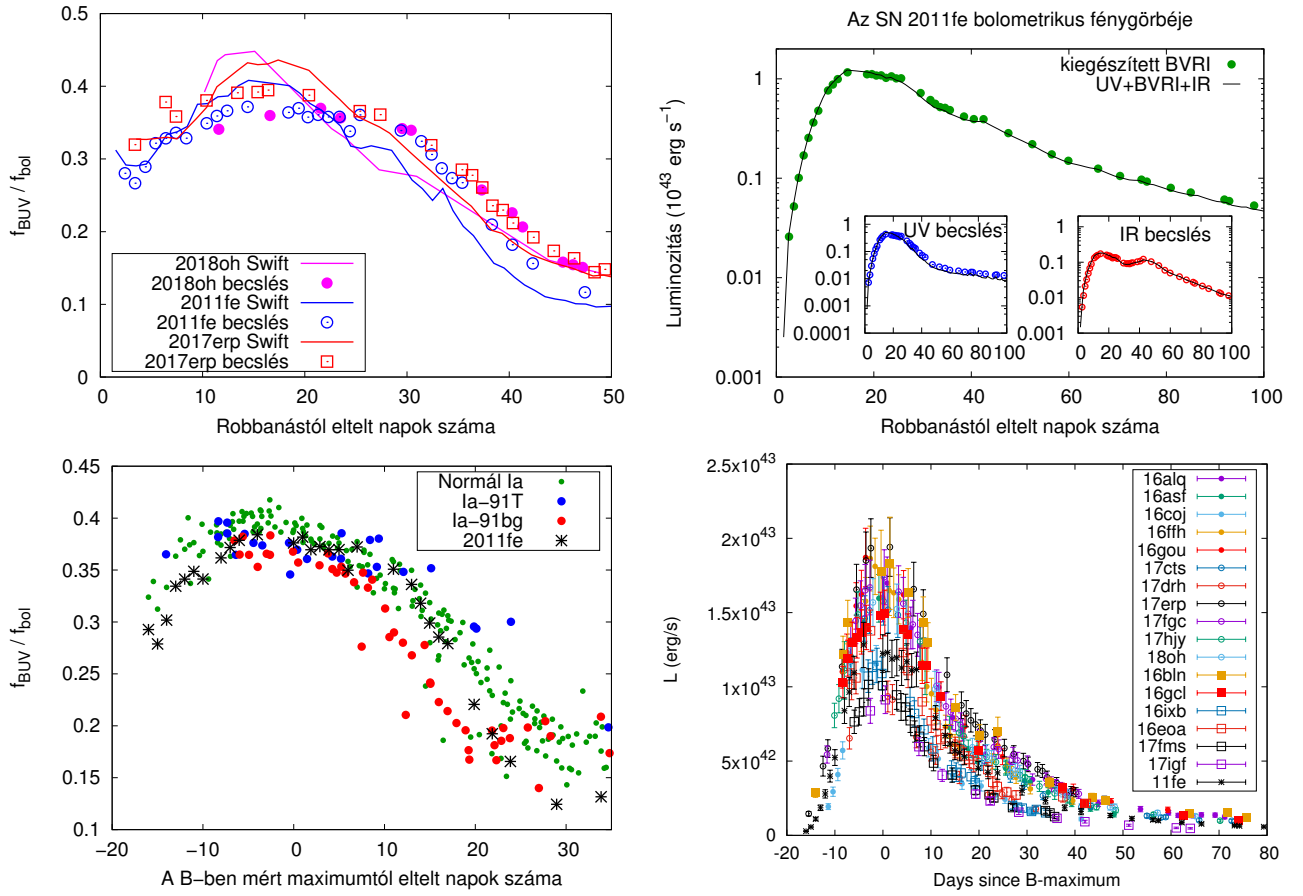
Az IR tartomány figyelembevételéhez a Planck-görbe nagy hullámhosszakra érvényes közelítését, a Rayleigh–Jeans-közelítést használtam, miszerint a feketetest-sugárzást leíró görbe  $\sim \lambda^{-4}$  szerint cseng le. Ekkor az  $I$  szűrőben mért  $f_I$  fluxushoz tartozó  $\lambda_I$  hullámhossztól integráltam a végtelenig, ami után a következő összefüggést kaptam a mérésekből hiányzó, IR-fluxus becslésére:  $f_{bol}^{IR} = 1.3f_I\lambda_I/3$ . Az 1.3-as szorzófaktor egy korrekciós tényező, ami az irodalomban fellelhető, közeli-IR  $JHK$  szűrőbeli fotometriával rendelkező objektumok direkt integrálásának eredményeként adódik. Ha ugyanis egy adott objektumot IR tartományban mérnek, az ott elvégzett direkt integrálás eredménye nem teljesen egyezik meg a fenti extrapolációból adódó pszeudo-bolometrikus fluxussal, hanem attól egy 1.3-as szorzóval eltér.

Végül a kiszámolt bolometrikus fluxusokat luminozitássá konvertáltam oly módon, hogy a fluxust megszoroztam annak a gömbnek a felületével, amelynek sugara a SN megfigyelőtől vett távolsága. A távolságot a SNOOpy2-illesztések során megkapott távolságmodulusból származtattam (lásd: 3.2.1.fejezet):  $D(\text{Mpc}) = 10^{0.2 \cdot (\mu_0 - 25)}$ .

Az eljárás használhatóságát 3 gyakran mintavételezett SN segítségével ellenőriztem, amelyekre vannak széles tartományú, UV és IR hullámhosszakat is lefedő észlelési adatok: SN 2011fe (Brown et al., 2014; Vinkó et al., 2012; Matheson et al., 2012), SN 2017erp (Brown et al., 2018) és SN 2018oh (Li et al., 2019). Esetükben ezeknek a hullámhossztartományoknak a bolometrikus fluxushoz való hozzájárulását nem csak extrapolációval, hanem valós adatok integrálásával is ki lehet számítani. A három felsorolt SN-hoz tartozó UV és IR adatokat az *Open Supernova Catalog*<sup>1</sup> (Guillochon et al., 2017) -ről töltöttem le.

A 3.5. ábra a  $BVRI$ -adatokból extrapolált pszeudo-bolometrikus fluxusokat (színes szimbólumok) hasonlíttja össze az UV-tól a NIR hullámhosszakig terjedő adatok direkt integrálása során kapott eredményekkel (színes vonalak). Utóbbi esetben a Rayleigh–Jeans-szakaszt szintén hozzáadtam a végső bolometrikus fluxushoz, ám ez

<sup>1</sup><https://sne.space>



**3.5. ábra.** Balra fent: a  $BUV$  szűrő fluxus és a teljes bolometrikus fluxus aránya a robbanástól eltelt fázis függvényében az SN 2018oh (rózsaszín), SN 2011fe (kék) és SN 2017erp (piros) SN-k esetén. A Swift adatok direkt integrálásából származó fluxus-értékeket vonalakkal, a  $BVRI$  adatokból számoltakat szimbólumokkal jelenítettem meg. Balra lent: a bal felső panel értékei az egész vizsgált mintára vonatkoztatva. A színek különböző Ia SN-altípusokat jelenítenek meg. Jobbra fent: Az SN 2011fe  $BVRI$  SED-adatokból számolt pseudo-bolometrikus fénygörbéje (szimbólumok) az UV + látható + NIR adatok direkt integrálás során kapott fluxus értékeivel (fekete vonal) együtt. Jobbra lent: a vizsgált SN-k pseudo-bolometrikus fénygörbéi.

esetben a  $K$  szűrő fluxust ( $f_K$ ) használtam az  $I$  szűrő helyett, ami miatt az 1.3-as faktor használata szükségte-lenné vált.

A bal felső ábrarészlet az  $f_{\text{BUV}}$  és  $f_{\text{bol}}$  mennyiségek arányát tünteti fel a robbanástól számított fázis függvé-nyében, ahol  $f_{\text{BUV}}$  a  $B$ -szűrő hullámhossza és  $2000 \text{ \AA}$  közötti integrált fluxust,  $f_{\text{bol}}$  pedig a teljes bolometrikus fluxust jelenti. Mint ahogy fentebb is említettem, a teli és üres szimbólumok az extrapolált fluxusokat, míg a gör-bék a Neil Gehrels Swift Obszervatóriumból származó UV-adatok direkt integrálásából kapott fluxust jelzik. Az ábráról kiviláglik, hogy az extrapolált adatok jó egyezést mutatnak a direkt integrálásból kapottakkal: a kétféle  $f_{\text{BUV}}/f_{\text{bol}}$  arány különbsége nem haladja meg az  $\pm 5\%$ -ot az adatok nagy része esetén, ami kisebb, mint a teljes bolometrikus fluxushoz tartozó bizonytalanság (lásd lentebb).

A bal alsó panel ugyanezt a fluxusarányt szemlélteti a vizsgált SN-k mindegyikére vonatkozóan, amelyből megmutatkozik, hogy nincs jelentős különbség a lassan, illetve gyorsan fejlődő Ia SN-k maximumközeli fényes-ségében az  $\sim 5$  százalékos relatív hiba ellenére sem. A relatív hibát az adatok szórásából becsültem, s hozzáadtam

**3.2. táblázat.** A legjobban illeszkedő bolometrikus fénygörbemodellekhez tartozó paraméterek  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekség esetén.

SN	$t_{\text{rise}}$ (nap)	$\tau_{\text{c}}$ (nap)	$\tau_{\gamma}$ (nap)	$M_{\text{Ni}}$ ( $M_{\odot}$ )	$\kappa^{-}$ ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ )	$\kappa^{+}$	$M_{\text{ej}}$ ( $M_{\odot}$ )	$v_{\text{exp}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$E_{\text{kin}}$ ( $10^{51} \text{ erg}$ )	$\chi^2$
2011fe	16.59 (0.06)	14.87 (0.32)	37.60 (0.67)	0.567 (0.042)	0.166	0.232	1.002 (0.070)	11660 (542)	0.817 (0.407)	0.517
Gaia16alq	19.92 (0.42)	13.78 (0.90)	46.67 (0.72)	0.744 (0.055)	0.115	0.129	1.274 (0.330)	10594 (1421)	0.858 (0.269)	1.755
2016asf	15.08 (2.58)	11.35 (1.14)	39.19 (1.33)	0.597 (0.149)	0.093	0.124	1.051 (0.430)	11459 (2429)	0.828 (0.491)	0.502
2016bln	17.42 (0.34)	14.00 (1.22)	44.51 (1.13)	0.789 (0.097)	0.124	0.146	1.211 (0.430)	10833 (1964)	0.852 (0.363)	0.662
2016coj	14.17 (0.26)	10.57 (0.37)	32.97 (0.86)	0.401 (0.053)	0.095	0.152	0.856 (0.130)	12298 (1070)	0.777 (0.557)	0.487
2016eoa	14.07 (3.05)	10.55 (1.09)	39.04 (0.94)	0.482 (0.103)	0.080	0.108	1.047 (0.440)	11483 (2439)	0.828 (0.498)	0.617
2016ffh	14.03 (1.16)	9.736 (0.52)	40.52 (0.93)	0.573 (0.078)	0.067	0.088	1.035 (0.230)	11298 (1316)	0.836 (0.363)	0.653
2016gcl	17.79 (2.18)	15.85 (1.18)	43.62 (1.18)	0.689 (0.164)	0.162	0.195	1.185 (0.360)	10931 (1728)	0.849 (0.343)	0.280
2016gou	15.03 (0.53)	11.05 (0.79)	45.79 (1.41)	0.678 (0.063)	0.075	0.086	1.250 (0.30)	10696 (1681)	0.856 (0.304)	0.263
2016ixb	15.64 (2.09)	13.12 (2.36)	30.52 (1.35)	0.483 (0.064)	0.159	0.274	0.777 (0.30)	12653 (3050)	0.747 (0.539)	0.177
2017cts	14.23 (1.10)	9.97 (1.26)	42.49 (0.96)	0.539 (0.063)	0.066	0.081	1.151 (0.58)	11062 (2838)	0.845 (0.505)	0.506
2017erp	17.96 (0.09)	17.40 (0.52)	37.60 (1.08)	0.975 (0.083)	0.227	0.317	1.002 (0.13)	11661 (966)	0.817 (0.414)	0.413
2017fgc	16.21 (0.24)	12.50 (0.39)	45.40 (0.94)	0.692 (0.047)	0.097	0.112	1.237 (0.16)	10734 (799)	0.855 (0.210)	0.253
2017fms	14.04 (0.50)	10.58 (0.58)	34.61 (0.73)	0.360 (0.029)	0.091	0.138	0.909 (0.20)	12066 (1407)	0.794 (0.523)	0.264
2017hij	16.29 (0.49)	12.83 (0.82)	39.48 (0.84)	0.688 (0.057)	0.117	0.156	1.060 (0.270)	11425 (1545)	0.830 (0.406)	0.213
2017igf	19.58 (0.93)	15.30 (1.35)	34.55 (1.19)	0.420 (0.051)	0.191	0.291	0.906 (0.320)	12070 (2291)	0.792 (0.572)	0.779
2018oh	14.86 (0.86)	11.17 (1.10)	44.65 (0.93)	0.598 (0.059)	0.078	0.092	1.217 (0.480)	10824 (2175)	0.856 (0.394)	0.187

a teljes bolometrikus fluxus bizonytalanságához.

A jobb felső ábra a teljes bolometrikus fénygörbét szemlélteti: a direkt integrálásból kapottakat folytonos vonallal, a gyakori mintavételezettségű SN 2011fe extrapolációval kapott értékeit pedig körökkel jelenítettem meg. A beágyazott ábrákon ugyanez látható az UV (bal oldal) és az IR (jobb oldal) hullámhosszak esetén. Ismét látszik, hogy az extrapolált és a direkt integrálásból kapott fluxusok jó egyezést mutatnak.

A jobb alsó panel vizsgált szupernóvaim luminozitásának időbeli változását mutatja.

A fent leírtak arra engednek következtetni, hogy az extrapoláció után kapott pszeudo-bolometrikus fénygörbék megbízható becslését adják a valódi bolometrikus fluxusértékeknek, és a hiányzó szűrők miatti szisztematikus hiba nem haladja meg az  $\sim 5$  százalékot. Ezeket hozzáadva a távolságbecslés hibájához, a bolometrikus fluxusok teljes relatív hibája  $\sim 10$  százalék.

Annak érdekében, hogy teszteljem az így kapott fluxusértékek érzékenységet a vörösödési meredekségre, az összes fénygörbét  $R_V = 1.5$ -öt feltételezve újraszámoltam. Az ilyen módon kapott új fénygörbék maximumértékei az elvárásokhoz híven kisebbek, mint az  $R_V = 3.1$  értékkel számoltak. A  $L(1.5)/L(3.1)$  luminozításarány  $E(B - V)_{\text{host}}$  értéktől való függése a következőnek adódott:

$L(1.5)/L(3.1) = 1 - 1.349(\pm 0.046) \cdot E(B - V)_{\text{host}}$ , amelyből nagyjából  $L(1.5) \approx 0.65 \cdot L(3.1)$  jön ki a legmagasabb ( $E(B - V)_{\text{host}} \sim 0.26$ ) gazdagaxisbeli vörösödésű SN, a 2016gou esetében. Ez közvetlenül befolyásolja a kiszámított  $^{56}\text{Ni}$ -tömegeket oly módon, hogy a nagyobb vörösödéssel bíró SN-kra kisebb érték adódik, mint kevésbé vörösödött társaikéra (lásd: 3.2.4. fejezet).

A vizsgált Ia SN-k bolometrikus fénygörbéinek modellezését a 2.2.2. fejezetben leírt módszerrel, a Minim kód segítségével végeztem. A bolometrikus fénygörbékre történő illesztésekről készített ábrák megtalálhatóak a B Függelékben (B2. ábra).

A legjobban illeszkedő  $t_{\text{rise}}$ ,  $\tau_{\text{c}}$ ,  $\tau_{\gamma}$  és  $M_{\text{Ni}}$  paraméterek értékeit a 3.2. táblázat tartalmazza. A nikkeltömeg bizonytalansága tartalmazza a SNOOPY2 használatával kiszámolt távolságok hibáját is, amelyet négyzetesen adtam hozzá a Minim futtatása után kapott hibához.

Szintén ebben a táblázatban találhatóak a modellezés során kiszámítható (lásd: 2.2.2. fejezet)  $\kappa^{-}$  és  $\kappa^{+}$ , valamint  $M_{\text{ej}}$ ,  $v_{\text{exp}}$  és  $E_{\text{kin}}$  értékek. Mindezen legjobban illeszkedő paraméterek az  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekséghez tartoznak. Az értékek melletti zárójelekben feltüntetett hibákat az illesztett fénygörbe-időskálák és a közepes optikai opacitás bizonytalanságából számítottam ki a hibaterjedés képleteinek használatával. Utóbbi mennyiség esetén a  $\sigma_{\kappa} \approx 0.5(\kappa^{+} - \kappa^{-})$  formulát alkalmaztam.

Ugyanezt az eljárást megismétltem a bolometrikus fénygörbéken  $R_V = 1.5$ -ös vörösödési törvényt alkalmaz-

va. Minthogy a vörösödési meredekség megválasztása csak a maximális fényességre van hatással, és az időskálákra nem, várhatóan csak a Ni-tömegek fognak eltérni a 3.2. táblázatban feltüntetett értékektől. Számolásaim után az összes paraméter esetén ennek megfelelően  $1\sigma$ -n belüli egyezést tapasztaltam a Ni-tömeget leszámítva, ami szisztematikusan kisebbnek adódott. A két vörösödési törvénnyel számolt nikkeltömegek aránya hasonló összefüggést mutat az  $E(B - V)_{\text{host}}$  gazdagalaxisbeli vörösödéssel, mint a bolometrikus fluxus korábban leírt és 3.5. ábrán bemutatott aránya. Ez elvárható, hiszen a bolometrikus fénygörbék maximumértéke közvetlenül kapcsolódik a nikkeltömeghez.

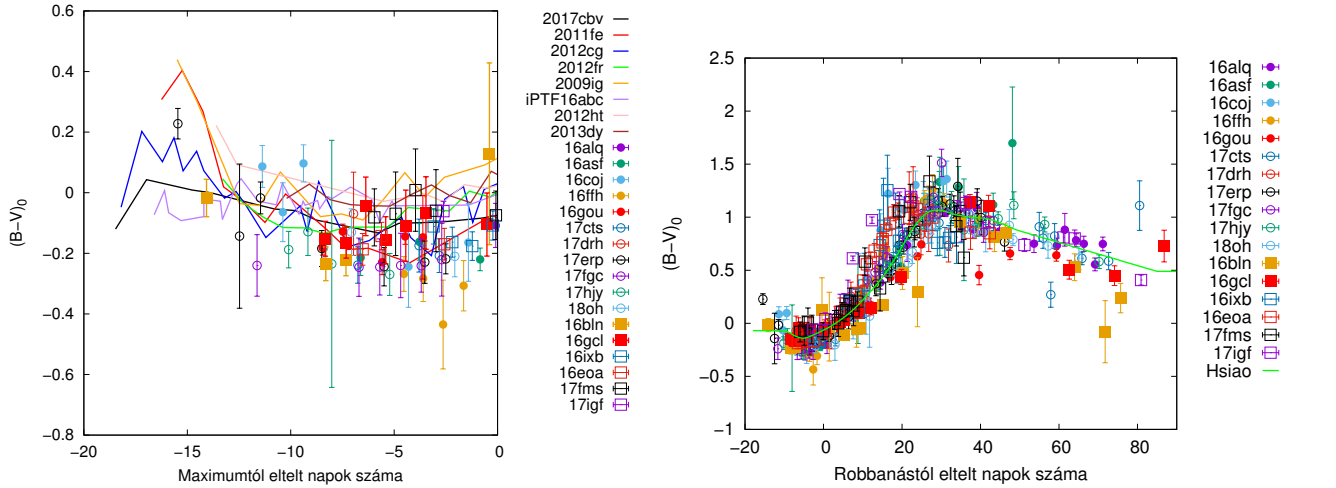
Megjegyzendő, hogy a spektroszkópiai mérési adatok hiánya (vagyis a fotoszférikus sebesség pontos értékének meghatározatlansága) a becsült kinetikus energia értékek relatíve nagy bizonytalanságában jelenik meg. Mint ahogy a 3.2. táblázat is szemlélteti, egyes objektumok esetén az  $E_{\text{kin}}$  hibája meghaladja az  $\sim 50\%$ -ot. Éppen ezért az ezeket az  $E_{\text{kin}}$  értékeket nem használok a további számolások során a vizsgált Ia SN-k fizikai paramétereinek meghatározásakor.

Munkám során leginkább a ledobott tömegek becslésére koncentráltam. A Minim kóddal való modellezésem eredményeként kapott ledobott tömegek megbízhatóságát két referenciaobjektum irodalomban fellelhető adatainak segítségével teszteltem. Az első tesztobjektum az SN 2011fe, amelyekre sűrű mintavételezésű UV és IR adatok vannak. Scalzo et al. (2014) modellezése alapján az említett szupernóva ledobott tömege  $M_{\text{ej}} = 1.19 \pm 0.12 M_{\odot}$  és kezdeti nikkeltömege  $M_{\text{Ni}} = 0.42 \pm 0.08 M_{\odot}$ , míg saját számításaim szerint,  $R_V = 3.1$ -es vörösödési törvény esetén  $M_{\text{ej}} = 1.00 \pm 0.070 M_{\odot}$  és  $M_{\text{Ni}} = 0.567 \pm 0.042 M_{\odot}$  (lásd: 3.2. táblázat). Láthatóan ezek nagyjából összhangban vannak egymással: a két különböző módszerrel számolt ledobott tömeg között  $1\sigma$ -t alig meghaladó különbség, míg a nikkeltömegek között  $\sim 2\sigma$ -s eltérés figyelhető meg. Ez felveti annak lehetőségét, hogy a  $^{56}\text{Ni}$ -tömeg távolságfüggése mellett a Scalzo et al. (2014)-féle és az általam használt modell között is jelentkezik némi szisztematikus eltérés: míg Scalzo et al. (2014) kizárólag a késői fénygörbe-modellezéséből következtetett a nikkeltömegekre a  $\tau_{\gamma}$  paraméterből Jeffery (1999) módszerének használatával, én az egész fénygörbére alkalmaztam az Arnett-modellt. Megjegyzendő, hogy az SN 2011fe ledobott tömegét mások is meghatározták, például Pereira et al. (2013) ( $0.53 \pm 0.11 M_{\odot}$ ), Mazzali et al. (2015) ( $0.47 \pm 0.07 M_{\odot}$ ) és Zhang et al. (2016) ( $0.57 M_{\odot}$ ). Ezek szórása  $M_{\text{Ni}} \sim 0.5 \pm 0.1 M_{\odot}$ -es nikkeltömeget jósol az SN 2011fe-nek, amivel mind Scalzo et al. (2014), mind az én eredményem konzisztens.

A másik kiválasztott referenciaobjektum, az SN 2018oh esetén is egyezést tapasztaltam. Li et al. (2019)  $M_{\text{ej}} = 1.27 \pm 0.15 M_{\odot}$  és  $M_{\text{Ni}} = 0.55 \pm 0.04 M_{\odot}$  értéket kapott, ami hasonló az általam meghatározott, legjobban illeszkedő értékekhez (lásd: 3.2. táblázat,  $M_{\text{ej}} = 1.22 \pm 0.48 M_{\odot}$  és  $M_{\text{Ni}} = 0.60 \pm 0.06 M_{\odot}$ ). Bár Li et al. (2019) az általam preferálthoz hasonló módszerrel határozta meg a robbanás fizikai paramétereit, az SN 2018oh-ról jóval több adat állt rendelkezésükre a közeli UV-tól a közeli IR hullámhosszakig. Ilyen módon, minthogy ezek a paraméterértékek jó egyezést mutatnak Li et al. (2019) számításaival, kijelenthetem, hogy eredményeim realisztikusak, és nem terheltek súlyos szisztematikus hibával. Az SN 2018oh-ra általam számolt ledobott tömeg bizonytalansága nagyobb ( $\sim 40\%$ ), mint Li et al. (2019) modellezése után, így eredményeim a legtöbb vizsgált Ia SN esetén kevésbé szorítják korlátok közé a ledobott tömeget.

### 3.2.3. Korai színfejlődés

A 3.6. ábrán a mintához tartozó Ia SN-k tejútrendszerbeli (lásd: 2.1. táblázat), illetve gazdagalaxisbeli (3.1. táblázat) extinkcióra korrigált  $(B - V)_0$  színindexeit tüntettem fel olyan, az irodalomból származó Ia szupernóvák adataival együtt, amelyekről részletes maximum előtti mérések készültek: SN 2017cbv (Hosseinzadeh et al., 2017),



**3.6. ábra.** A vizsgált Ia SN-k vörösödésre korrigált  $(B - V)_0$  színindexeinek időbeli változása (színes szimbólumok). Bal oldalt: színfejlődés a maximum előtti időszakban a piszkástetői Ia SN-minta, valamint irodalomból származó, a maximum előtt sokszor észlelt SN-k esetén (színes vonalak). Jobb oldalt: a mintába tartozó SN-k  $(B - V)_0$  színfejlődésének (színes szimbólumok), valamint a Hsiao-minta fénygörbéből számolt színindexnek (zöld vonal) az együttes megjelenítése a maximumtól eltelt 90. napig.

SN 2011fe (Vinkó et al., 2012), SN 20112cg (Vinkó et al., 2018), SN 2017fr (Contreras et al., 2018), SN 2009ig (Marion et al., 2016; Foley et al., 2012), iPTF16abc (Miller et al., 2018), SN 2012ht (Vinkó et al., 2018), és SN 2013dy (Vinkó et al., 2018). Ezeknek segítségével vizsgáltam szupernóvaim maximum előtti színfejlődését.

Mint ahogy azt az 1.2.2. fejezetben is említettem, Stritzinger et al. (2018) két, könnyen elkülöníthető csoportba sorolja az Ia típusú SN-kat a robbanást követő, rövid időn belüli  $(B - V)_0$  színindexük fejlődése alapján: a gyorsabb  $(B - V)_0$  színfejlődést mutató vörös és a fényesebb, így lassabb halványodási ütemet mutató, az első néhány napban konstans  $(B - V)_0$  színindexet mutató kék csoportra. E két osztály elkülönítésének fizikai okai napjainkig vitatottak, ám egy konkrét Ia szupernóva, az iPTF16abc esetén Miller et al. (2018) előállt egy lehetséges robbanási modellel. Ez az objektum a kezdeti szakaszban nagyjából konstans, kék  $(B - V)_0$  szintet mutatott a maximum előtt  $t \sim -10$  naptól kezdve. Ez valószínűleg annak köszönhető, hogy a szülőcsillagként jelen lévő fehér törpéről ledobódó anyag külső rétegeibe sok radioaktív  $^{56}\text{Ni}$  került. Ezt a folyamatot "erős felkeveredésnek" (strong mixing) nevezik.

Egy ideje ismert, hogy az Ia típusú SN-k a lökéshullám felbukkanását (shock breakout, SB) követően egy néhány napon át tartó, sötét időszakot mutatnak, mielőtt a radioaktív  $^{56}\text{Ni}$  bomlásából származó energia eljut a központi régiókból a csillag felszínéig, és a fotoszférából megfigyelhető sugárzásként távozik. A sötét szakasz időtartama a ledobódó anyag legkülső rétegeibe keveredett  $^{56}\text{Ni}$  mennyiségétől függ. Erős keveredés esetén egyáltalán nincs, vagy csak nagyon rövid ideig tartó sötét szakasz van jelen, hiszen a radioaktív bomlásból származó  $\gamma$ -fotonok szinte rögtön elnyelődnek, és a fotoszféra környezetében alacsonyabb energiájú fotonokká termalizálódnak, ahonnan azután gyorsan kisugárzódnak. Ez a jelenség a robbanást követő néhány napban nagyobb luminozitást, és ebből kifolyólag kékebb színt eredményez. Ha a radioaktív nikkel csak a legbelső rétegekben van jelen, gyenge keveredésről beszélünk. Ez esetben a sötét szakasz van, hogy több napig is eltart, s ilyenkor kevésbé jelentős a fényességnövekedés, illetve vörösebb szín jellemző a korai fázisban. Shappee et al. (2019) szerint a Kepler űrtávcső K2-C16 jelölésű kampánya alatt kiterjedt fotometriai vizsgálatoknak alávetett SN 2018oh korai

luminozitás-többletéért a nagy mértékű  $^{56}\text{Ni}$ -keveredés a felelős, ám sajnos a  $(B - V)_0$  színindex időbeli változásáról e szűrő nélküli mérések nem tudtak információt adni.

A korai szakaszban megfigyelt kék többletfluxust okozhatja a szupernóvaburoknak a csillagkörüli anyaggal, vagy a társcsillaggal történő ütközése is. Ekkor egy erős, de rohamosan gyengülő UV-impulzus felelős a robbanás utáni napokban mutatott kék többlet-emisszióért. Ennek megfigyelhetősége azonban különleges geometriai konfigurációt igényel, miszerint a társcsillag éppen a megfigyelő és a táguló szupernóva között helyezkedik el. Ez azonban pl. Kasen (2010) szerint a megfigyelések  $\leq 10\%$ -ában valósul meg.

Fotometriai adataim birtokában lehetőségem nyílt megfigyelni a mintába tartozó SN-k  $(B - V)_0$  színindexének időbeli változását. A 3.6. ábra megmutatja, hogy vizsgált szupernóvaím színfejlődése (színes szimbólumok) konzisztens az irodalomból származó SN-adatokkal (színes vonalak), valamint a Hsiao-mintafénygörbével is (Hsiao et al., 2007) jó egyezést mutat (zöld, folytonos vonal). Az említett Hsiao-mintafénygörbe szintetikus spektrofotometriából származtatható a Hsiao et al. (2007) által több száz Ia típusú SN-ra elkészített spektrumsorozatból, amik empirikus leírást adnak a vöröseltolódásra korrigált szupernóvaspektrumok időbeli fejlődéséről a robbanást követő 100 napban.

Ez esetben tehát a színindexeket szintetikus fotometria útján számoltam, ki a Bessell  $B$  és  $V$  szűrőfüggvények (Bessell, 1990) használatával, a Hsiao et al. (2007) által megadott mintaspektrumokból.

A vizsgált Ia SN-k korai kék vagy vörös típusba való besorolásához a maximumot megelőző  $-20.$  és  $-10.$  nap között készült fénygörbeadatokat szükségesek. A  $t = -10$  naptól a csúcspontjáig ( $t_{\max}$ ) terjedő időszakban a  $(B - V)_0$  színek annyira hasonlítanak egymásra az összes ismert Ia típusú SN esetén, hogy ekkor szinte lehetetlen különbséget tenni közöttük. Éppen ezért is kulcsfontosságú, hogy olyan adatokkal is rendelkezünk, amelyek ezen időszak előtt készültek. A megfigyelt objektumoknál azonban két SN-től (SN 2016bln és SN 2017erp) eltekintve nem állt a rendelkezésemre megfelelő mennyiségű, a korai színfejlődés alapján történő csoportosításhoz szükséges, vagyis  $-20$  és  $-10$  nap között készített mérési adat. Ez megfigyelhető a 3.6. ábra bal oldalán is.

Az SN 2016bln egy 1991T-típusú Ia SN, ami az 1.2.2. fejezetben részletesen bemutatott Branch-féle osztályozás SS (Shallow Silicon) altípusának feleltethető meg (Cenko et al., 2016). Az ilyen típusú SN-kat Stritzinger et al. (2018) a korai kék csoportba sorolja megmutatván, hogy általában ezek a CN (Core Normal) és az SS típus között helyezkednek el a Branch-diagramon, a 91T eseményekhez hasonlóan. Stritzinger et al. (2018) eredményei arra utalnak tehát, hogy az SN 2016bln valószínűleg a korai kék csoporthoz tartozik. A 3.6. ábrán megfigyelhető, hogy az SN 2016bln-ről rendelkezésemre álló legkorábbi adatokból számolt színindexek valóban hasonlítanak az iPTF16abc, és az SN 2017cbv, irodalomból származó SN-k értékeihez, amelyek a korai kék csoport jól ismert referenciaobjektumai. Ám minthogy az SN 2016bln esetén csak elszórtan állt rendelkezésemre adat a kritikus időszakból, nem vonható le belőle egyértelmű következtetés a csoportosítást illetően.

A másik objektum, az SN 2017erp korai szakaszban mutatott  $(B - V)_0$  színindexének fejlődése a vörös csoportba tartozó SN 2011fe-éhez hasonlít, így tehát megállapítható, hogy az SN 2017erp is oda sorolható. Érdekes megfigyelés, hogy Brown et al. (2018) alapján az SN 2017erp a közeli UV hullámhossztartományt tekintve a vörös csoportba (NUV-red) sorolódik a NUV-kék (NUV-blue) altípusba tartozó SN 2011fe-vel ellentétben. Ez arra enged következtetni, hogy a robbanást követő néhány napban mutatott, látható tartományban jelen lévő  $(B - V)_0$  színindex fejlődése nem függ össze a közeli UV tartományban megfigyelhető színváltozással. Az imént említett eredmény arra utal, hogy a látható és az UV tartománybeli színindexek különböző fizikai folyamatra vezethetők vissza. A NUV-beli eltéréseket Brown et al. (2018) alapján leginkább a szülőcsillag fémessége okozza, ami

**3.3. táblázat.** A Dessart et al. (2014) által elkészített DDE és PDDE modellekhez tartozó paraméterek értékei

Modell	$E_{\text{kin}}$ ( $10^{51}$ erg)	$M_{\text{Ni}}$ ( $M_{\odot}$ )	Modell	$E_{\text{kin}}$ ( $10^{51}$ erg)	$M_{\text{Ni}}$ ( $M_{\odot}$ )
DDC0	1.573	0.869	PDDEL1	1.398	0.758
DDC6	1.530	0.722	PDDEL3	1.353	0.685
DDC10	1.520	0.623	PDDEL7	1.336	0.604
DDC15	1.465	0.511	PDDEL4	1.344	0.529
DDC17	1.459	0.412	PDDEL9	1.342	0.408
DDC20	1.442	0.300	PDDEL11	1.236	0.312
DDC22	1.345	0.211	PDDEL12	1.262	0.268
DDC25	1.185	0.119			

összefügg a NUV-beli kontinuum alakjával, illetve a Ca H&K vonalak erősségével. Tekintve, hogy az SN 2017erp és a SN 2011fe korai  $(B - V)_0$  színindexe hasonló, ám NUV-színeik eltérnek, valószínűsíthető, hogy a látható tartománybeli színindexkülönbségek, a NUV-belől eltérő módon, nem az egyes szülőobjektumok fémességbeli különbségeire vezethetőek vissza.

#### 3.2.4. Robbanási modellekkel való összehasonlítás

Ebben az alfejezetben a bolometrikus fénygörbe modellezése során kapott paramétereket hasonlítom össze bizonyos robbanási modellek által jósolt értékekkel, különös figyelmet fordítva a nikkeltömegre. Az összehasonlításhoz a Dessart et al. (2014)-féle DDE és PDDE modelleket használtam (a robbanási forgatókönyvek részletes leírását lásd az 1.2.2. fejezetben), melynek paraméterértékeit a 3.3. táblázat mutatja. Megjegyzendő, hogy a táblázatban meghagytam Dessart et al. (2014) eredeti jelöléseit, miszerint a  $DDC_n$  modellek a DDE, míg a  $PDDEL_n$  modellek a PDDE robbanási mechanizmusra utalnak,  $n$  pedig egy adott modell sorszámát jelzi. A 3.2. táblázatból is leolvasható, hogy az említett modellekből számolt nikkeltömegek ugyanazon tartományra terjednek ki, mint a fénygörbe-modellezésből számoltak, ám a kinetikus energia értékei egy  $\sim 2$ -es faktorral eltérnek.

A robbanási modell megválasztásától erősen függ a megfigyelt  $(B - V)_0$  színfejlődés a korai szakaszban. A PDDE forgatókönyv esetén egy adott SN a korai szakaszban kékebb színt mutat, s a luminozitás gyorsabban emelkedik, mint a DDE modellekben. Ezzel ellentétben a DDE modellek a robbanás utáni 1-2 napban jellemzően vörösebb színt mutatnak ( $(B - V)_0 \sim 1$  mag), ami folyamatosan egyre kékebbé válik a maximum felé közeledvén. A csúcspont után mindkét forgatókönyv esetén nagyjából ugyanolyan a  $(B - V)_0$  színfejlődés.

A vizsgált SN-k  $(B - V)_0$  színindexeinek fejlődését tehát összevettem a DDE és PDDE forgatókönyvek jóslataival. A robbanási modellek vörösödésre korrigált színindexeit a Bessell-féle  $B$  és  $V$  szűrőket (Bessell, 1990) felhasználó szintetikus fotometria útján számoltuk ki. Mivel a mintába tartozó Ia SN-k vöröseltolódása  $z \leq 0.031$ , a K-korrekciót nem vettem figyelembe, hiszen értéke egyik esetben sem volt 0.06 magnitúdó feletti, ami pedig nagyjából azonos a  $(B - V)_0$  színindexekhez tartozó bizonytalansággal. A mért, valamint a DDE és PDDE forgatókönyv használatával kiszámolt  $(B - V)_0$  színindexek összefüggését a B Függelék B3. és B4. ábrái mutatják.

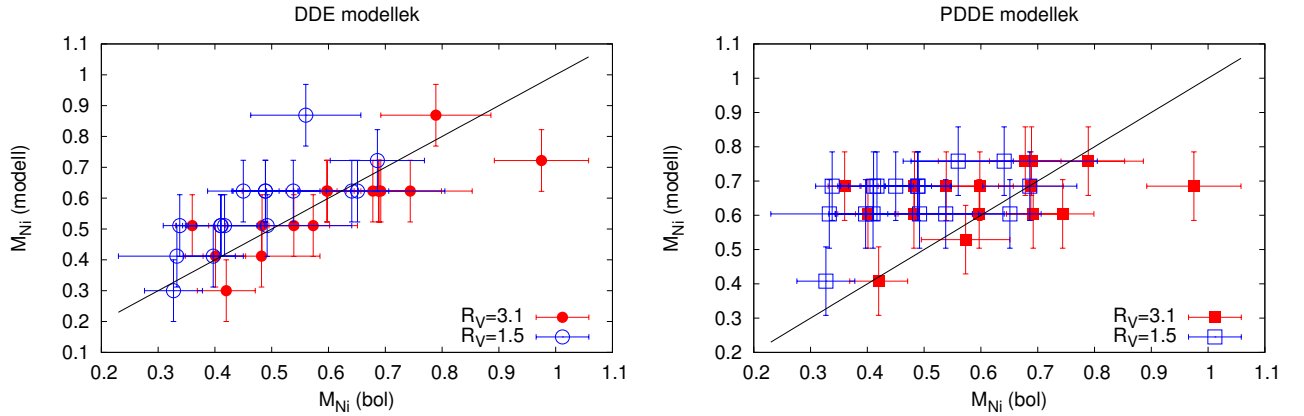
Az időben változó, szintetikus  $B - V$  színindexek kiszámítása után a mért  $(B - V)_0$  színgörbével leginkább egyező (vagyis a legkisebb  $\chi^2$ -et mutató) DDE vagy PDDE modellt választottam az adott SN esetén legjobban illeszkedőnek. A modellekhez tartozó nikkeltömegek a 3.4. és a 3.5. táblázatban vannak feltüntetve, az előbbi

**3.4. táblázat.** A legjobban illeszkedő robbanási modellekhez tartozó  $^{56}\text{Ni}$ -tömeg-értékek. A második oszlopban a bolometrikus fénygörbe modellezéséből kapott  $^{56}\text{Ni}$ -tömegek jelennek meg  $R_V = 3.1$ -es vörösödési törvény mellett. Az értékek bizonytalanságát zárójelekben tüntettem fel.

SN	$M_{\text{Ni}}^{\text{bol}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{Ni}}^{\text{DDE}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{Ni}}^{\text{PDDE}}$ ( $M_{\odot}$ )
Gaia16alq	0.744 (0.055)	0.623	0.604
2016asf	0.597 (0.149)	0.623	0.604
2016bln	0.789 (0.097)	0.869	0.758
2016coj	0.401 (0.053)	0.412	0.604
2016eoa	0.482 (0.103)	0.412	0.604
2016ffh	0.573 (0.078)	0.511	0.529
2016gcl	0.689 (0.164)	0.623	0.758
2016gou	0.678 (0.063)	0.623	0.758
2016ixb	0.483 (0.064)	0.511	0.685
2017cts	0.539 (0.063)	0.511	0.685
2017erp	0.975 (0.083)	0.722	0.685
2017fgc	0.692 (0.047)	0.623	0.604
2017fms	0.360 (0.029)	0.511	0.685
2017hjy	0.688 (0.057)	0.623	0.685
2017igf	0.420 (0.051)	0.300	0.408
2018oh	0.598 (0.059)	0.623	0.685

**3.5. táblázat.** Ugyanaz, mint a 3.4. táblázatban, csak  $R_V = 1.5$ -ös vörösödési meredekség esetén.

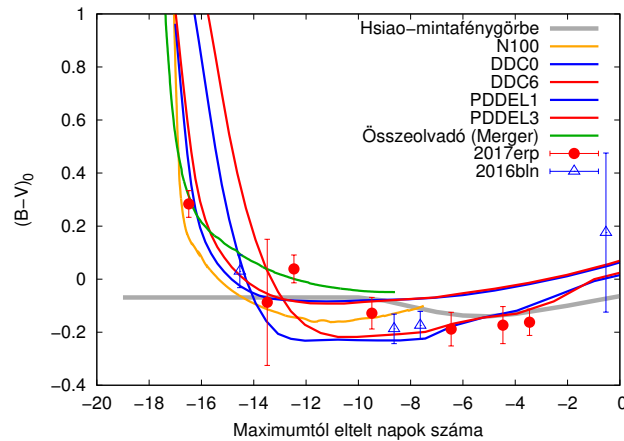
SN	$M_{\text{Ni}}^{\text{bol}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{Ni}}^{\text{DDE}}$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{Ni}}^{\text{PDDE}}$ ( $M_{\odot}$ )
Gaia16alq	0.651 (0.055)	0.623	0.604
2016asf	0.492 (0.149)	0.511	0.604
2016bln	0.560 (0.097)	0.869	0.758
2016coj	0.397 (0.053)	0.412	0.604
2016eoa	0.333 (0.103)	0.412	0.604
2016ffh	0.410 (0.078)	0.511	0.604
2016gcl	0.641 (0.164)	0.623	0.758
2016gou	0.450 (0.063)	0.623	0.685
2016ixb	0.417 (0.064)	0.511	0.685
2017cts	0.411 (0.063)	0.511	0.685
2017erp	0.686 (0.083)	0.722	0.685
2017fgc	0.538 (0.047)	0.623	0.604
2017fms	0.338 (0.029)	0.511	0.685
2017hjy	0.489 (0.057)	0.623	0.685
2017igf	0.327 (0.051)	0.300	0.408
2018oh	0.489 (0.059)	0.623	0.685



**3.7. ábra.** A bolometrikus fénygörbe modellezéséből számolt nikkeltömegek (vízszintes tengely) összehasonlítása a DDE (bal oldalt) és PDDE (jobb oldalt) robbanási modellekhez tartozó értékekkel. Az  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekséghez tartozó adatokat piros, az  $R_V = 1.5$ -öket pedig kék szimbólumok jelentik meg. A folytonos vonal az 1:1 relációt mutatja mindkét oldal esetén.

esetén  $R_V = 3.1$ -es, az utóbbinál  $R_V = 1.5$ -ös vörösödési meredekséget feltételezve. A 3.7. ábra a bolometrikus fénygörbe modellezéséből adódó (lásd: 3.2. táblázat), valamint a legjobban illeszkedő robbanási modellek által jósolt Ni-tömegeket veti össze.

Megmutatkozik, hogy a DDE robbanási modellek alapján jósolt Ni-tömegek jó egyezést mutatnak a bolometrikus fénygörbe modellezése során kapottakkal, egyetlen objektum, az SN 2017erp kivételével. A fénygörbe-modellezés során kapott  $M_{\text{Ni}} \sim 1 M_{\odot}$ -es érték jóval magasabb a robbanási modellek által jósoltnál, ami valószínűleg a nagy vörösödésnek tudható be (Brown et al., 2018). Ezenkívül az is megfigyelhető, hogy az SN 2017erp korai szakaszban mutatott  $(B - V)_0$  színfejlődése meglehetősen hasonlít az SN 2011fe-ére. A PDDE modellek becslései kevésbé egyeznek a bolometrikus értékekkel: ezek nagy részében szűk határokon belül mozog a nikkeltömeg ( $M_{\text{Ni}} \sim 0.6 - 0.7 M_{\odot}$ ).



**3.8. ábra.** Az SN 2017erp (piros körök) és az SN 2016bln (kék háromszögek) korai szakaszban mutatott, vörösödésmentes  $(B - V)_0$  színindexeinek összehasonlítása. Az ábrán néhány Ia SN robbanási modellt is feltüntettem: DDE, PDDE, N100 és hevesen összeolvadó forgatókönyvek (lásd a szövegben). A Hsiao-mintafénygörbéből számított színfejlődés vastag, szürke vonallal jelenik meg.

A 3.8. ábra a különböző robbanási modellekből számolt  $(B - V)$  színfejlődést veti össze a maximum előtti mérési adatokkal. A legjobb illeszkedést mutató DDE és PDDE modellek mellett két másik elméleti modell jóslatait is megjelenítettem: az egyik az N100 robbanási forgatókönyv, ami megfeleltethető egy Chandrashekhar-tömegű fehér törpében lejátszódó DDE-nek (Seitenzahl et al., 2013), a másik pedig a Pakmor et al. (2012) által megalkotott hevesen összeolvadó (Violent Merger, VM) modell. Az összehasonlítás teljessége végett az empirikus Hsiao-mintafénygörbe használatával számolt színfejlődést is megjelenítettem vastag, szürke vonallal (Hsiao et al., 2007).

Leolvasható, hogy a modellek közül az N100, a PDDEL és a VM hasonló maximum előtti  $(B - V)$  színfejlődést mutat a legkorábbi ( $t < -14$  nap) mérési adatokhoz, noha a PDDEL modellek valamivel vörösebbek a mért értékeknél  $-10$  napos fázis után. Az SN 2016bln adatait jól illeszti a Dessart et al. (2014)-féle DDC0 nevű modell, míg a DDC6 modell túlzottan vörös  $(B - V)$  színindexeket jósol, a Hsiao-mintafénygörbéből számolt modell pedig kékebb a kelleténél. Még ha a modellek alapján nem is tudjuk megállapítani, hogy a mintába tartozó Ia SN-k a korai vörös vagy a korai kék csoportba tartoznak, két objektum, a maximum előtt  $t < -14$  nappal monitorozott SN 2016bln és az SN 2017erp esetén kijelenthető, hogy színfejlődésük hasonlít az itt megmutatott robbanási modellekből számolthoz.

Mindezekből arra a konklúzióra jutottam, hogy vizsgált Ia szupernóváim mért vörösödésmentes  $(B - V)_0$  színfejlődését nagyjából reprodukálják a jelenlegi DDE és/vagy VM robbanási mechanizmusokhoz alkotott modellek. A Dessart et al. (2014) által készített DDE modellekből számolt  $(B - V)_0$  színek konzisztensek a bolometrikus fénygörbe-modellezés eredményeként kapottakkal, amennyiben a vörösödési meredekséget  $R_V = 3.1$ -nek választjuk. Az  $R_V = 1.5$ -ös törvény esetén azonban szisztematikusan nagyobb nikkeltömegek adódnak a modellekből, mint a bolometrikus adatokból. Ezzel ellentétben a PDDE modellek a vörösödési törvény megválasztásától függetlenül túl nagy Ni-tömeget jósolnak azoknak a SN-knak, amelyek a bolometrikus fénygörbe-modellezés szerint  $M_{\text{Ni}} < 0.6 M_{\odot}$  nikkeltömeget adnak (lásd: 3.7. ábra).

### 3.2.5. Összefüggések keresése a robbanás fizikai paramétereinek között

Ebben az alfejezetben a bolometrikus fénygörbe modellezése során számolt paraméterek (lásd: 3.2. táblázat) közötti lehetséges korrelációt vizsgálom, a Scalzo et al. (2014) és Scalzo et al. (2019) által kifejlesztett módszerrel. Először az  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekséghez tartozó paraméterek közötti összefüggéseket ismertetem, majd leírom, hogy konklúzióim miként változnak, ha az  $R_V = 1.5$ -ös törvényt alkalmazom.

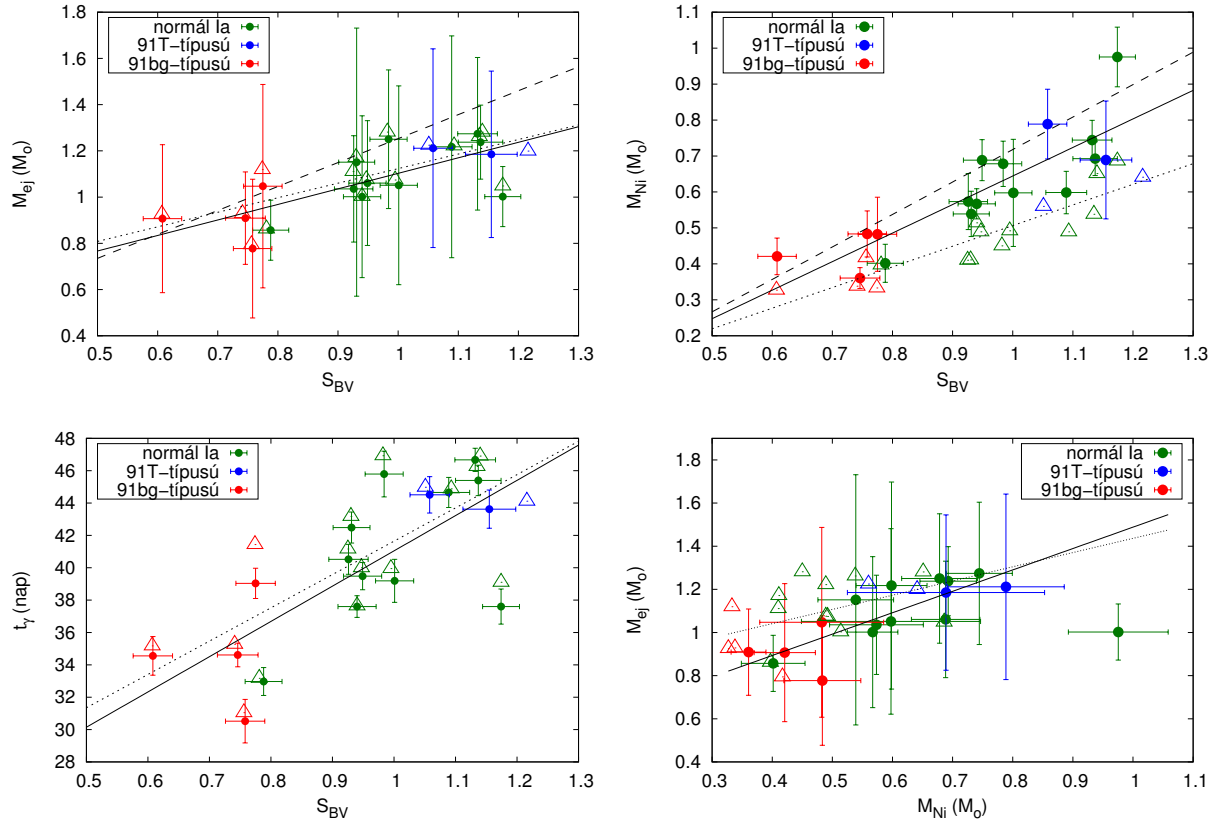
#### Eredményeim összevetése Scalzo et al. (2014, 2019) számolásaival

A 3.9. ábra a bolometrikus fénygörbe modellezése után kiszámolt robbanási paraméterek közötti összefüggéseket mutatja, összehasonlítva őket a Scalzo et al. (2014, 2019) által talált korrelációkkal. Az ábra bal felső paneljén a ledobott tömeg látható az  $S_{\text{BV}}$  halványodási ütem paraméter függvényében. A különféle Ia SN alcsoportokat eltérő színekkel jelöltem: a normál Ia SN-kat zölddel, a 91T-típusúakat késsel, a 91bg-ket pedig pirossal.

A szaggatott vonal az  $M_{\text{ej}}$  és  $S_{\text{BV}}$  közötti, Scalzo et al. (2019) által talált összefüggést mutatja:  $M_{\text{ej}} = (1.253 \pm 0.021) + (1.036 \pm 0.095) \cdot (s_{\text{BV}} - 1)$ . Látszik, hogy számolásaim konzisztensek ezzel az eredménnyel, legalábbis az  $s_{\text{BV}} \lesssim 1$  esetekre biztosan.

Mért adataimra egyenest illesztve az alábbi empirikus relációt kaptam:

$$M_{\text{ej}} = (1.102 \pm 0.087) + (0.661 \pm 0.455) \cdot (s_{\text{BV}} - 1), \quad (3.3)$$



**3.9. ábra.** Az  $S_{BV}$  és  $M_{ej}$  (balra fent), az  $S_{BV}$  és  $M_{Ni}$  (jobbra fent), az  $S_{BV}$  és  $\tau_\gamma$  (balra lent), valamint az  $M_{Ni}$  and  $M_{ej}$  (jobbra lent) paraméterek közötti összefüggés. A teli körök az  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekséggel számoltakra, míg a háromszögek  $R_V = 1.5$ -ösre vonatkoznak. A normál Ia típusba tartozó SN-kat zöld színnel, az 91T-típusúakat kézzel, a 91bg-típusúakat pedig pirossal jelöltem. A felső ábrán látható szaggatott vonalak a Scalzo et al. (2019) által talált korrelációt, míg a folytonos ( $R_V = 3.1$ ) és pontozott ( $R_V = 1.5$ ) vonalak a saját számolásaimra történő illesztést tüntetik fel.

ami szintén megjelenik a 3.9. ábrán folytonos vonal formájában. Megfigyelhető, hogy az utóbbi illesztés során kapott paraméterek egy kisebb meredekségű korrelációt mutatnak ki az  $S_{BV}$  és  $M_{ej}$  paraméterek között, ám mindez  $\pm 1\sigma$ -n belüli egyezést mutat a Scalzo et al. (2019) által talált összefüggéssel. A 3.9. ábrán is jól látszik, hogy a folytonos és a szaggatott vonal is a mérési eredmények hibahatárán belül fut.

Ennek az összefüggésnek a jelentőségét a 3.9. ábra bal felső paneljében megjelenített adatok között a Pearson-féle korrelációs együtthatók kiszámításával teszteltük. Ez az érték  $r = 0.751$ -nek adódott, ami első pillantásra arra engedett következtetni, hogy talán van összefüggés az  $S_{BV}$  és  $M_{ej}$  paraméterek között. Megjegyzendő azonban, hogy ez a becslés figyelmen kívül hagyta a mérési adatok igencsak jelentős hibahatárait, amelyeknek figyelembevételével az összefüggés statisztikailag kevésbé jelentős. A hibahatárok jelentőségének tesztelésére 5000 véletlenszerű pontból álló mintát hoztunk létre az adatokból minden adatponthoz egy Gauss-eloszlású véletlenszerű zajt rendelve, ami után mind az 5000 esetben megismételtük a Pearson-korrelációs együttható kiszámítását. A végső korrelációs együttható az így kapott értékek átlagaként, annak bizonytalansága pedig a szórás képletének segítségével adódott,  $s\ r' = 0.301 \pm 0.200$ -et eredményezett. Ez jóval kisebb, mint az előzőleg számolt érték, amely nem vette figyelembe a mért adatok hibahatárait. Minthogy a bizonytalanság értéke vetekszik magának az  $r'$  együttható értékével, azt mondhatjuk, hogy az  $S_{BV}$  és  $M_{ej}$  paraméterek között jelen esetben nem

figyelhető meg korreláció a ledobott tömegek nagy bizonytalansága miatt.

A 3.9. ábra jobb felső oldalán az  $M_{\text{Ni}}$  tömegek jelennek meg az  $S_{\text{BV}}$  szín-nyújtás paraméter függvényében. A jelölésmód ugyanennek az ábrának bal felső paneljéhez hasonló. A Scalzo et al. (2019) által számolt összefüggés e két paraméter között a  $M_{\text{Ni}} = (0.718 \pm 0.027) + (0.903 \pm 0.108) \cdot (s_{\text{BV}} - 1)$  formulával írható le, míg az általam számoltakból

$$M_{\text{Ni}} = (0.643 \pm 0.023) + (0.768 \pm 0.122) \cdot (s_{\text{BV}} - 1) \quad (3.4)$$

adódik. A mérési pontok hibahatárait az imént leírthoz hasonlóan figyelembe véve  $r' = 0.745 \pm 0.083$ -es Pearson-koefficiens adódik. (Ha ugyanezt a hibahatárokat figyelmen kívül hagyásával számítanánk, akkor  $r = 0.852$ -et kapnánk.) Ez az eredmény azt sugallja, hogy az  $M_{\text{Ni}}$  nikkeltömeg valóban összefüggést mutat az  $S_{\text{BV}}$  halványodási ütemmel, noha az 3.4. egyenlet paraméterei csak marginálisan egyeznek a Scalzo et al. (2019) formulájában fellelhető értékekkel.

Az 3.4. egyenlet azt is megmutatja, hogy a lassabban halványuló (vagyis nagyobb  $S_{\text{BV}}$ -jú) 91T-típusú SN-k nagyobb, míg a kisebb  $S_{\text{BV}}$ -jú 91bg-típusú objektumok kisebb Ni-tömegekkel bírnak.

A 3.9. ábra bal alsó panelje az  $S_{\text{BV}}$  és  $\tau_\gamma$  paraméterek összefüggését illusztrálja. A folytonos vonal ez esetben is az adatokra történő illesztést jeleníti meg:

$$\tau_\gamma = (41.04 \pm 0.85) + (21.79 \pm 4.98) \cdot (s_{\text{BV}} - 1). \quad (3.5)$$

Itt a Pearson-koefficiens a hibahatárokat figyelembevétele nélkül  $r = 0.749$ , azokkal együtt pedig  $r' = 0.722 \pm 0.048$  értéket ad.

A fenti eredmények azt sugallják, hogy a nikkeltömegek a ledobott tömegekkel is összefüggnek valamilyen módon. Az  $M_{\text{Ni}}$  és  $M_{\text{ej}}$  paraméterek közötti korreláció ennek megfelelően megmutatkozik a 3.9. ábra jobb alsó részén. Egyetlen kiugró ponttól eltekintve a két mennyiség láthatóan kapcsolatban van egymással olyan módon, hogy a nagyobb nikkeltömeget produkáló SN-k ledobott tömege is nagyobb. A relációból kívülálló objektum az SN 2017erp, amelynek a nikkeltömegét jelentősen túlbecsültem nagy vörösödéséből kifolyólag. Azzal együtt, hogy a Pearson-féle korrelációs koefficiens kiszámításakor a fent leírt okból kifolyólag az SN 2017erp-et eltávolítottam a mintából,  $r' = 0.280 \pm 0.224$  értéket kaptam az adatok hibahatárait is figyelembe véve. Ez jelentősen kisebb az elvárttól, s azt mutatja, hogy e két paraméter között nincs statisztikailag jelentős összefüggés, még annak ellenére sem, hogy hibahatárokat nélkül  $r = 0.822$  lenne az eredmény.

Mindazonáltal a 16 SN-hoz tartozó adatpontokra történő egyenesillesztés az alábbi formulát eredményezte:

$$M_{\text{ej}} = (0.728 \pm 0.586) \cdot M_{\text{Ni}} + (0.651 \pm 0.343). \quad (3.6)$$

Minthogy a meredekség bizonytalansága annak értékével összevethető ( $\pm 0.586$ , illetve  $0.728$ ), ez az eredmény tökéletes összhangot mutat a fentebb meghatározott, alacsony  $r'$  koefficienssel. Éppen ezért kijelenthetem, hogy az  $M_{\text{Ni}}$  és  $M_{\text{ej}}$  közötti korreláció nem zárható ki, ám az általam vizsgált adatokból nem is mutatható ki teljes bizonyossággal a kiszámolt paraméterértékek nagy hibahatárának következtében.

A 3.9. ábrára tekintve kiviláglik, hogy a háromszögek formájában megjelenő  $R_V = 1.5$ -es vörösödési törvénnyel számolt paraméterek nem mutatnak jelentős eltérést az  $R_V = 3.1$ -es modellhez képest. Az egyetlen kivétel a jobb felső panelben látható  $^{56}\text{Ni}$ -tömeg, ami közvetlenül kapcsolódik a vörösödési meredekség segítségével kiszámolt távolságban adódó szisztematikus különbséghez. Ebben az esetben az  $S_{\text{BV}}$  és  $M_{\text{Ni}}$  közötti korreláció

a hibahatárokat is figyelembe véve a következőképpen alakul:

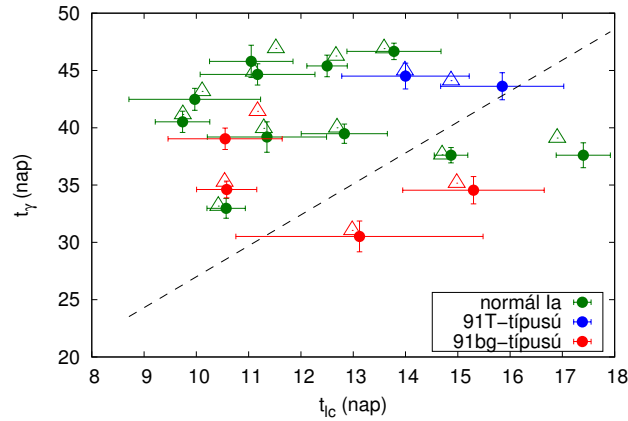
$$M_{\text{Ni}} = (0.506 \pm 0.023) + (0.554 \pm 0.125) \cdot (s_{\text{BV}} - 1). \quad (3.7)$$

Az egyenletben látszik tehát, hogy az  $R_V = 1.5$  eset az  $R_V = 3.1$  meredekséghez, illetve a Scalzo et al. (2019) számolásaihoz képest szisztematikusan kisebb nikkeltömeget ad ugyanarra az  $S_{\text{BV}}$ -értékre.

Hasonló módon az  $M_{\text{ej}}$  és  $M_{\text{Ni}}$  közötti összefüggés is megváltozik:

$$M_{\text{ej}} = (0.472 \pm 0.868) \cdot M_{\text{Ni}} + (0.866 \pm 0.445). \quad (3.8)$$

Mint ahogy a fentebbi esetekben is, elmondható, hogy a meredekség bizonytalansága összevethető magának a meredekségnek az értékével, így az  $M_{\text{Ni}}$  és  $M_{\text{ej}}$  közötti korreláció, már ha létezik, statisztikai szempontból jelentéktelen a vizsgált Ia SN-kból álló minta esetén a számolt paraméterek nagy hibái miatt. Mindazonáltal az a trend, miszerint a nagyobb ledobott tömeg nagyobb nikkeltömeeggel párosul, a 3.9. ábra jobb alsó részén tisztán megfigyelhető a statisztikai számításokat félretéve. Scalzo et al. (2014) egy hasonló ábrát tett közzé, amelyből ez szintén kiolvasható, noha ők nem illesztettek analitikus görbét az adataikra.



**3.10. ábra.** A legjobb illeszkedést mutató bolometrikus fénygörbék  $\tau_c$  és  $\tau_\gamma$  paraméterei a Scalzo et al. (2019) által számolt korrelációval együtt ábrázolva. A színek és szimbólumok a 3.9. ábrán fellelhetőekkel azonos jelentéssel bírnak.

Scalzo et al. (2019) vitatja az Arnett-moddal azon állítását, miszerint a  $\tau_c/\tau_\gamma$  (az ő nevezékükkel élve  $\tau_m/t_0$ ) arány nagyjából állandó, legalábbis az  $M_{\text{ej}} < M_{\text{Ch}}$  (vagyis  $\tau_\gamma \sim \tau_c$ ) SN-kat tekintve. A 3.10. ábra a bolometrikus fénygörbe modellezése után kapott  $\tau_\gamma$  és  $\tau_c$  paraméterek összefüggését jeleníti meg a Scalzo et al. (2019) által javasolt korrelációval együtt, amit szaggatott vonallal jelöltem. Látható, hogy a bolometrikus fénygörbe modellezése során kiszámolt paraméterértékek vizsgált objektumaim esetében nem követik a Scalzo et al. (2019) által felállított trendet: a  $\tau_\gamma$  értékek helyett a  $\tau_c$ -ktől közel függetlennek mutatkoznak. Ez a felfedezés valójában nem mond ellent Scalzo et al. (2019) számításainak, amelyek szerint a ledobott tömeget csak a  $\tau_\gamma$ -ból becsülhetjük megbízhatóan. Ez azt sugallja, hogy a többi robbanási paraméter meghatározásához is jobban használható a  $\tau_\gamma$ , mint a  $\tau_c$ . Fontos megjegyezni azonban, hogy a  $\tau_\gamma$  paraméter nehezebben mérhető, mint a  $\tau_c$ , hiszen hónapokkal a maximum ideje utánig kiterjedő, gyakori mintavételezésű fotometriai méréseket igényel. Éppen ezért e kettő kombinálása pontosabb eredményeket adhat, illetve optimális lehet a kizárólag az egyetlen

időskála segítségével kiszámolt fizikai paraméterek szisztematikus hibáinak csökkentésében.

### Eredményeim összevetése Khatami & Kasen (2019) számolásaival

Khatami & Kasen (2019) bevezetett egy összefüggést, amely a maximum idejét, és az akkor mért luminozitást köti össze. Ezzel együtt megalkották a formulát, amely összeköti egymással a bolometrikus fényesség maximumának a robbanástól számított idejét ( $t_{\text{peak}}$ ) és az Arnett-modellben megjelenő diffúziós időskálát ( $\tau_d$ ). Utóbbi a 2.15. egyenletben megjelenő  $\tau_{\text{lc}}$ -hez hasonló módon definiálható. Ekkor a következő írható fel, centrális eloszlású  $^{56}\text{Ni}$ -t feltételezve:

$$\frac{t_{\text{peak}}}{\tau_d} = 0.11 \cdot \ln \left( 1 + \frac{9\tau_s}{\tau_d} \right) + 0.36, \quad (3.9)$$

ahol  $\tau_d = (\kappa \cdot M_{\text{ej}} / (v \cdot c))^{1/2}$  és  $\tau_s = \ln 2 / \lambda_{\text{Ni}} = 8.8$  nap a nikkelbomlás felezési ideje.

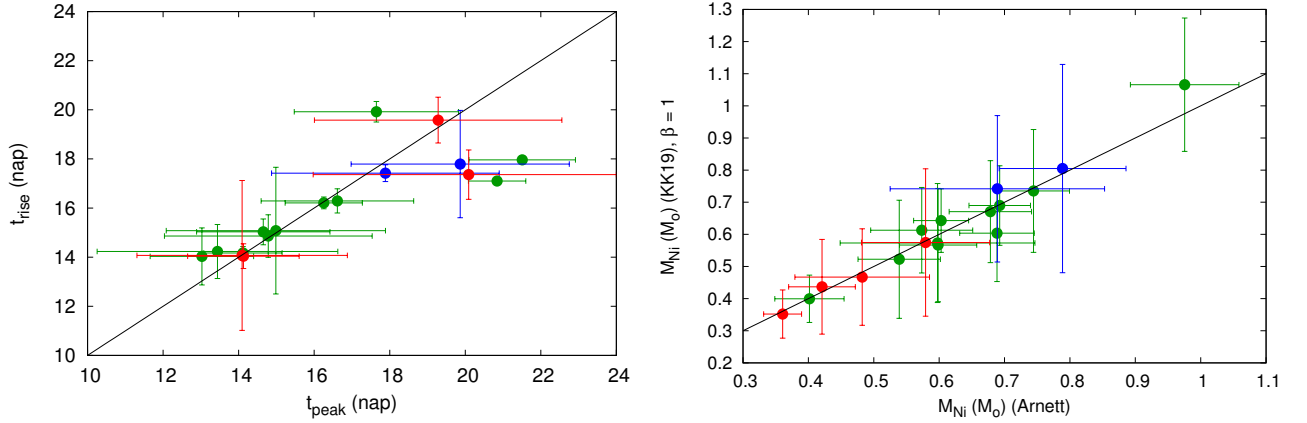
A 3.9. egyenlet megbízhatóságának tesztelése végett összehasonlítottam a vizsgált szupernóvaim bolometrikus fénygörbéjéből számolt  $t_{\text{rise}}$  (lásd: 3.2. táblázat), és az 3.9. egyenletből adódó  $t_{\text{peak}}$  értékeket. A 3.11. ábra bal oldali panelje a  $t_{\text{peak}}$  függvényében ábrázolja a  $t_{\text{rise}}$ -t, a feltüntetett folytonos vonal pedig az 1:1 relációt reprezentálja. Ennek segítségével jól látszik, hogy az illesztésekből számolt  $t_{\text{rise}}$  paraméterértékek teljes összhangban vannak a 3.9. egyenlet segítségével meghatározott felfényesedési időekkel.

Ekkor Khatami & Kasen (2019) alapján kiszámíthatjuk az  $L_{\text{peak}}$ , maximumbeli luminozitást is:

$$L_{\text{peak}} = \frac{2 \epsilon_{\text{Ni}} \cdot M_{\text{Ni}} \tau_s^2}{\beta_K^2 t_{\text{peak}}^2} [1 - (1 + \beta_K t_{\text{peak}} / \tau_s) e^{-\beta_K t_{\text{peak}} / \tau_s}]. \quad (3.10)$$

Itt  $\epsilon_{\text{Ni}} = 3.9 \cdot 10^{10} \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$  a nikkel bomlásából származó fűtés teljesítménye,  $\beta_K$  pedig egy olyan fénygörbe-paraméter, amelyet Khatami & Kasen (2019) vezetett be, s független az Arnett-modell sűrűségprofiljához kötött  $\beta \sim 13.8$  értéktől. Khatami & Kasen (2019) kimutatta, hogy centrális fűtési mechanizmus esetén (vagyis amikor a  $^{56}\text{Ni}$  a legbelsőbb rétegekben van csak jelen),  $\beta_K \sim 1$ , a nikkel külső rétegekbe történő keveredése pedig a  $\beta_K$  paraméter megnövekedését eredményezi.

A 3.11. ábra jobb oldalának vízszintes tengelyén a 3.2. táblázatban fellelhető,  $R_V = 3.1$ -as vörösdési meredekség mellett számolt  $M_{\text{Ni}}$  tömeg van feltüntetve, míg a függőleges tengelyen a 3.10. egyenlet segítségével a mért  $L_{\text{peak}}$  maximumbeli luminozitásértékekkel számolt nikkeltömeg jelenik meg  $\beta_K = 1$ -es megválasztás esetén. Ez az ábra illusztrálja, hogy a bolometrikus fénygörbe-modellezés során, valamint a fénygörbe-időskálákat felhasználó, Khatami & Kasen (2019)-féle összefüggésből származtatott nikkeltömeg összhangban van egymással. Ez megerősíti azt a feltételezést, miszerint vizsgált Ia szupernóvaim Arnett-modellt felhasználó illesztései és számításai megfelelően és pontosan adják vissza a robbanás fizikai paramétereit.



**3.11. ábra.** Bal oldalt: az Arnett-modellből számolt felfényesedési idő (a 3.2. táblázat  $t_{\text{rise}}$  értéke) az 3.9. egyenletből számolt  $t_{\text{peak}}$  függvényében. Jobb oldalt: az 3.10. egyenletből, illetve az Arnett-modellből származtatott nikkeltömegek összefüggése. A fekete vonal az 1:1 relációt jelöli mindkét esetben. A színek a 3.9. ábrához hasonlóak.

### 3.3. Az SLSN 2019neq és az SLSN 2010kd spektroszkópiája

#### Kapcsolódó publikációk:

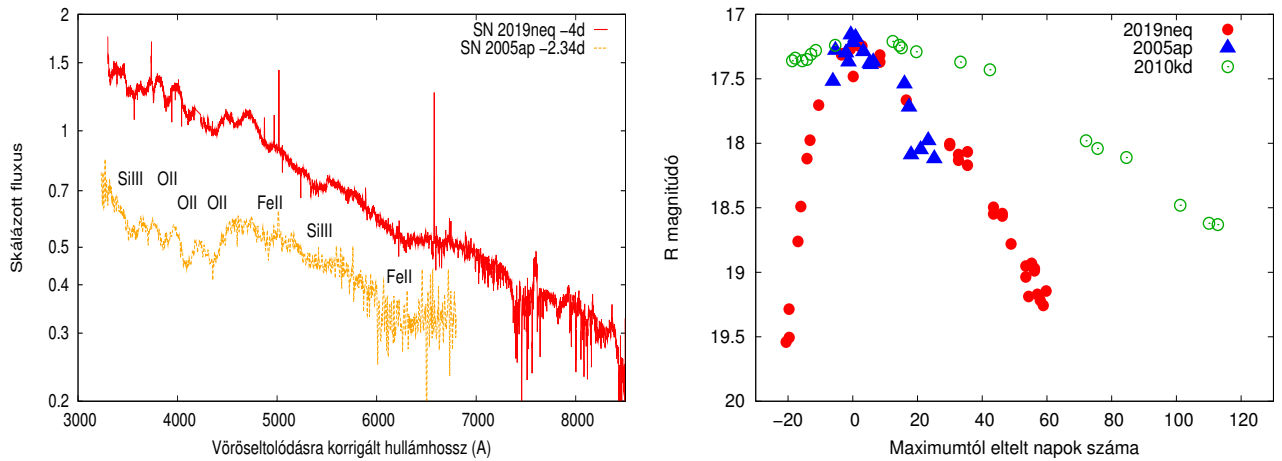
- Könyves-Tóth, R., Thomas, B. P., Vinkó, J., et al. 2020, ApJ, 900, 73
- Kumar, A., Pandey, S. B., Könyves-Toth, R., et al. 2020, ApJ, 892, 28
- Könyves-Toth, R., Vinkó, J., Thomas, B. P., Wheeler, J. C. 2019, The Astronomer's Telegram, 13083, 1
- Thomas, B. P., Könyves-Toth, R., Vinkó, J., et al. 2019, The Astronomer's Telegram, 13184, 1

Ebben a fejezetben két I-es típusú szuperfényes szupernóva, az SN 2010kd és az SN 2019neq spektroszkópiái összehasonlítását mutatom be, amelynek során meghatározom és összevetem a két objektum kémiai összetételét és annak időbeli változását, valamint alsó becslést teszek a ledobott tömegeikre.

#### 3.3.1. Az SN 2019neq osztályozása

Ebben az alfejezetben az eddig klasszifikálatlan SN 2019neq osztályozását mutatom be, amelynek során összehasonlítom a spektrumait és fénygörbéjét ismert SLSN-osztályokba tartozó objektumok mérési adataival.

A 3.12. ábra bal oldalán az SN 2019neq -4 napos, maximumtól számított nyugalmi fázisnál készült spektrumának az I-es típusú SLSN 2005ap hasonló (-2 napos) fázisú színeképével (Quimby et al., 2007) történő összehasonlítása jelenik meg. Mint ahogy Perley et al. (2019) is észrevette, a hasonlóság e két spektrum között szembeötlő: mindkettő kicsivel a maximum előtt készült, s jelen van benne egy W alakú vonalegyüttes  $\sim 4300 \text{ \AA}$ -nél. Ezt



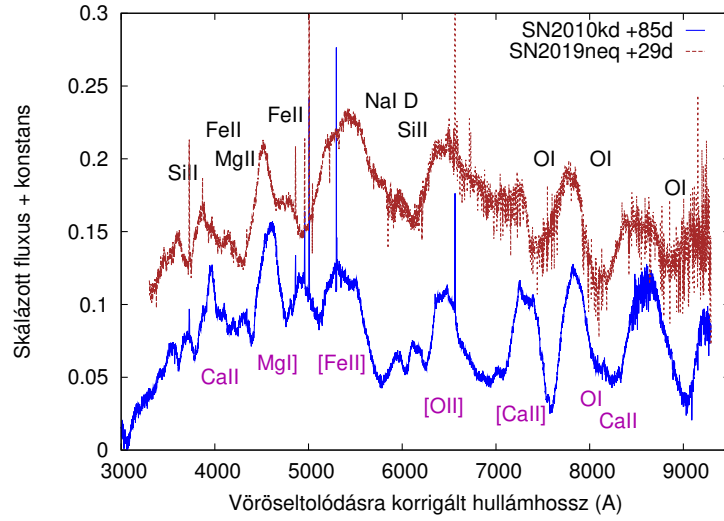
**3.12. ábra.** Bal oldalt: az SN 2019neq -4 (piros) és az SN 2005ap -2 napos fázisnál készült spektrumának összehasonlítása. A két színek általánosságban vett hasonlósága jól látható. Az SN 2019neq esetén bejelölt, azonosított vonalak a SYN++ modellezés eredményeként adódtak (lásd: 3.3.2. fejezet). Jobb oldalt: Az SN 2019neq (piros), az SN 2005ap (kék), és az SN 2010kd (zöld) fénygörbéinek összehasonlítása. A fénygörbék azonos maximumidőponthoz csúsztatva jelennek meg, s megmutatkozik, hogy az SN 2019neq és az SN 2005ap fénygörbéje gyorsan, míg az SN 2010kd-é lassan fejlődik az előző kettőhöz hasonlítva.

a jellegzetes abszorpciót gyakran használják a SLSN-k azonosítására, illetve normális SN-ktől való elkülönítésére, hiszen ez a vonalegyüttes az Ic, vagy BL-Ic típusú objektumok esetén sosincs jelen (Liu et al., 2017). Az SN 2005ap-hoz való spektrális hasonlóság erőteljesen sugallja, hogy az SN 2019neq egy, a csúcsfényességéhez közel járó I-es típusú SLSN. Az objektum kémiai összetétele (lásd: 3.3.2. fejezet), különös tekintettel a H és He vonalak hiányára, további bizonyítékot ad arra, hogy az SN 2019neq az SN 2005ap-hez hasonlóan az I-es típust képviseli.

A 3.12. ábra jobb oldali része az SN 2019neq-nak a ZTF  $r$  szűrőben készült fénygörbéjét (piros pontok) hasonlítja a gyorsan fejlődő SLSN-2005ap (Quimby et al. 2007; kék háromszögek), illetve a lassan fejlődő SLSN-I, az SN 2010kd (kék körök)  $R$  szűrős fénygörbéjéhez. Mint ahogy azt az SN 2005ap és az SN 2019neq spektrális hasonlóságából is elvárnánk, a fénygörbéjük is hasonló. Ezzel ellentétben az SN 2010kd fénygörbéjének időfejlődése majdnem kétszer olyan lassú, mint az előbb említetteké. Ez az ábra megerősíti azt a feltételezést, miszerint az SN 2019neq az I-es típusú SLSN-kon belül fényességváltozását tekintve a gyorsan fejlődő altípusba tartozik.

Az SN 2019neq tehát fotometriai szempontból a gyorsan fejlődő alcsoportba tartozik. Spektroszkópiai klasszifikálása végett a 3.13. ábrán összehasonlítottam az objektum +29 napnál felvett spektrumát a fotometriailag és spektroszkópiailag is lassú fejlődésűnek osztályozott, I-es típusú SLSN 2010kd +85 napos színeképével. A gyorsan fejlődő SLSN-k elvárásaink szerint hamarabb eléri ugyanazt az evolúciós fázist, mint a lassan fejlődőek. Ezt alapul véve kerestem meg az SN 2010kd-nak az SN 2019neq +29 napos spektrumához legjobban hasonlító színeképét. Az SN 2010kd esetén +34d, +85d, +96d, +144d és +194d napnál álltak rendelkezésemre spektrumok, amelyek közül a +85 napos hasonlított leginkább az SN 2019neq kiválasztott színeképéhez.

A 3.13. ábrán jól látszik, hogy a fő abszorpciók, illetve pseudo-emissziós csúcsok hasonlóak a két spektrum esetén, a maximumtól számított különböző fázisaik ellenére. Ez megmutatja, hogy az SN 2019neq nagyjából a maximumtól számított +30. napig elérte azt a fizikai állapotot, ahová az SN 2010kd csak a +85. napra jutott el. Ez szintén bizonyítékkal szolgál az SN 2019neq gyors fejlődésére, s megerősíti, hogy az I-es típusú SLSN-k



**3.13. ábra.** Az SN 2010kd (kék) +85 napos, és az SN 2019neq (barna) +29 napos fázisú színeképének összehasonlítása. A feltüntetett vonalak azonosítása a 3.3.2. fejezetben leírt SYN++ , valamint a Kumar et al. (2020) által készített SYNAPPS modellezésen alapul.

gyorsan fejlődő alcsoportjába tartozik. Megjegyzendő, hogy az SN 2010kd színeképe tartalmaz néhány nebuláris fázisban jellemző emissziós vonalat is (pl. [O I]  $\lambda\lambda 6300, 6363$ ; [Ca II]  $\lambda\lambda 7291, 7323$ ), amelyek a ledobott anyag felhígulására, illetve az NLTE körülmények erősödésére utalnak. Az SN 2019neq és az SN 2010kd különböző időpontokban felvett spektrumaiban megtalálható vonalak azonosítását a 3.3.2. fejezetben ismertetem.

### 3.3.2. Spektrummodellezés

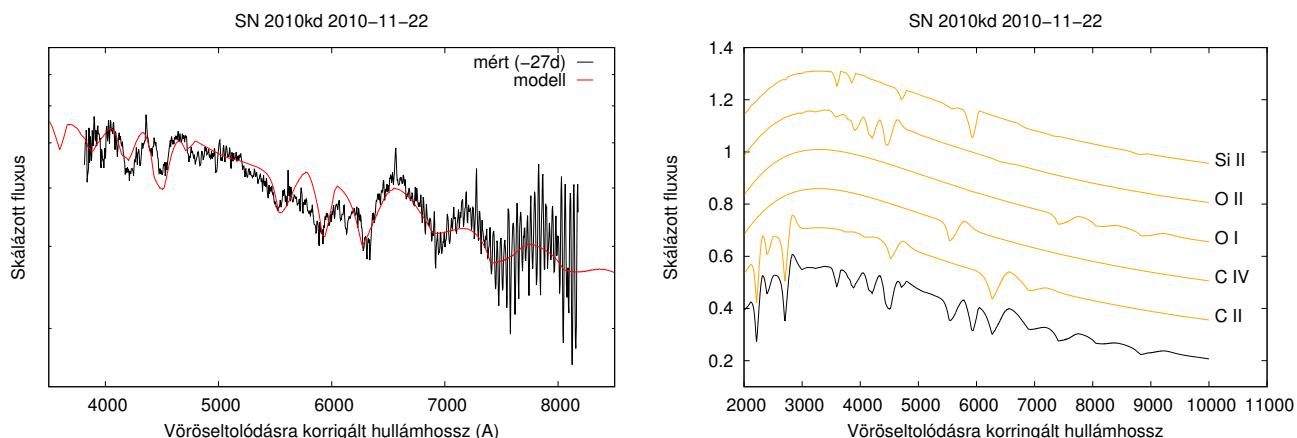
Az alábbiakban az SN 2010kd, majd SN 2019neq-ről felvett színeképek modellezését mutatom be.

#### SN 2010kd

Az SN 2010kd, lassan fejlődő I-es típusú SLSN-nak négy, a maximumtól számított -27., +11., +129., valamint +174. napos fázisnál készített színeképén végeztem el a SYN++ modellezést. A kód globális és lokális paramétereinek fizikai jelentőségét részletesen ismertettem a 2.3.3. fejezetben. Az SN 2010kd 4 spektruma közül a legutolsó időpontban sajnos nem volt lehetséges a modellezés elvégzése, hiszen addigra az objektum a nebuláris fázisába lépett, amely szakaszban jellemzően a tiltott emissziós vonalak a dominánsak, nem pedig a SYN++ kód által illeszthető P Cygni profilok. A modellezés során adódott globális SYN++ paramétereket a 3.6., a lokálisakat pedig a C Függelékben található C2. táblázat tartalmazza.

**3.6. táblázat.** Az SN 2010kd spektrummodelljeinek globális paramétere.

MJD (nap)	fázis (nap)	$a_0$	$v_{ph}$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_{ph}$ (10 <sup>3</sup> K)
55522	-27	0.30	15 000	15.00
55575	+11	0.32	10 000	10.50
55694	+129	0.07	4 000	6.50



**3.14. ábra.** Bal oldalt: Az SN 2010kd -27 napos fázisnál készült spektruma (fekete) és a hozzá legjobban illeszkedő SYN++ modell (piros). Jobb oldalt: a modellezett spektrum (fekete vonal) és annak komponensei (narancssárga vonalak).

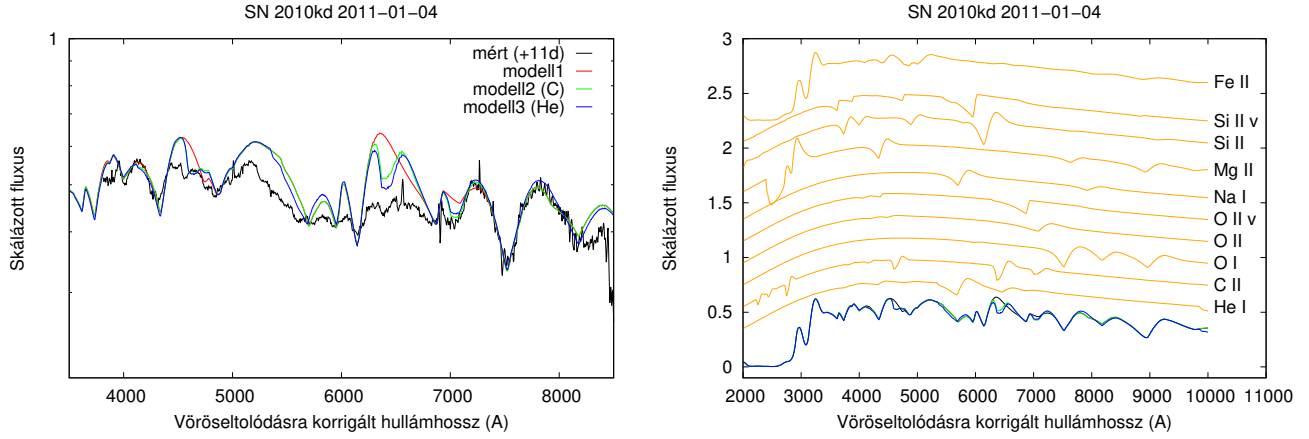
A 3.14. ábra az első epocha modellezett spektrumát tünteti fel, amely 27 nappal a maximum előtt készült. Ebben a színekben C II, C IV, O I, O II, valamint Si II vonalakat sikerült azonosítanom. A fotoszférikus sebesség értékére a legjobban illeszkedő modell  $15000 \text{ km s}^{-1}$ -ot jósol, a fotoszférikus hőmérsékletre pedig  $15000 \text{ K}$ -t, ami összhangban van Mazzali et al. (2016) és Smith et al. (2016) állításával, miszerint a SLSN-k maximum előtti szakaszán a kontinuumhoz tartozó hőmérséklet  $12000\text{--}22000 \text{ K}$ . Nicholl et al. (2016a) szerint a SLSN-k maximum előtti színekének legerőteljesebb vonalai közé tartozik a Si II, illetve az O I, amellyel összhangban van az SN 2010kd -27 napos spektrumához készített modellem, melyben az Si II vonal hangsúlyos szerepet kap. Bár az O I vonalai is jelen vannak, azoknál jóval erősebben jelentkeznek a C II vonalak, amelyet Anderson et al. (2018) és Yan et al. (2017a) a maximum után nagyjából 100 nappal a H-gazdag héjjal történő kölcsönhatás előfutárának tart.

A második, +11 napos fázisnál készült spektrumot, illetve az arra illesztett modellt a 3.15. ábra tünteti fel. Ehhez az időponthoz három SYN++ modellt készítettem, amelyek megmutatják, hogy a  $6000$  és  $7000 \text{ Å}$  közötti szakaszt megfelelően írja le többféle, különböző elemeket tartalmazó alternatív modell. Az ábra piros vonallal tünteti fel azt a modellt, amely nem tartalmaz C vagy He vonalakat, zölddel azt, ami szenet tartalmaz, végül kékkel, amelyben mind a C, mind a He megtalálható. Látszik, hogy a piros modell, ami nem tartalmaz sem szenet, sem héliumot, mutatja a leggyengébb illeszkedést a mért spektrumhoz, így a szén jelenléte valószínűsíthető. A másik két modell hasonlóképpen fedi le a mért színekpet, így nem kizárt, hogy mind a C, mind a He jelen van a robbanás során.

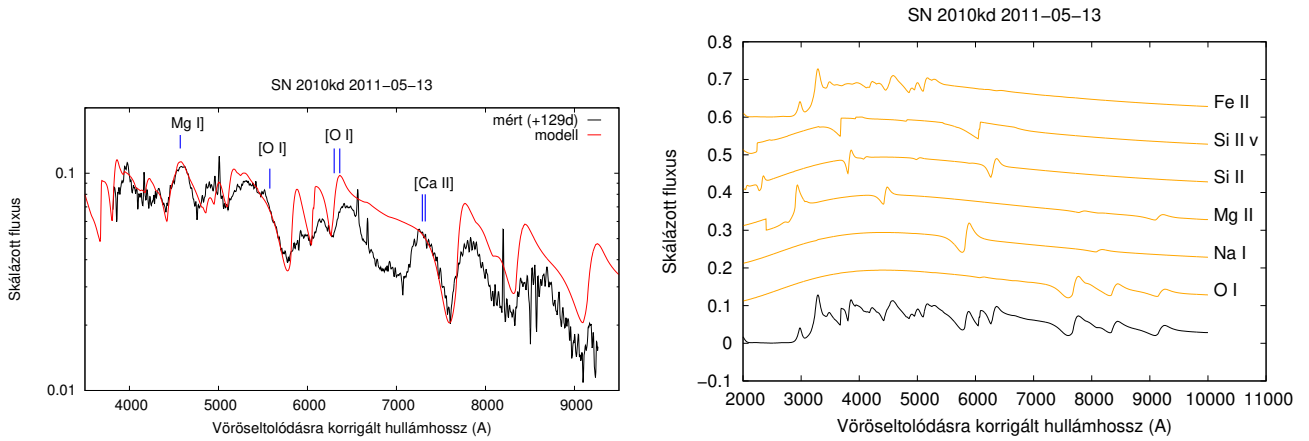
A He feltűnése ekkor egzotikus robbanási forgatókönyvre utalna, amelyben a szülőcsillag tartalmazott egy He-réteget a robbanás előtt. Ez olyan csillagelődés esetén történhet meg, amelynek nem elegendően nagy a tömege, vagy He-rétegének lefűvése előtt robban fel. A C ilyen szempontból kevésbé különleges, ám a színekben való jelenlétéből arra következtetnek, hogy ha történt is fúzió a SN-robbanás során, a szén nem égett el benne teljesen. Ilyen esetben tehát a fúzió kevésbé intenzív, mint a normál Ia típusú SN-k esetén.

A +11 napos fázisnál készült spektrum az imént említett, lehetséges módon jelen lévő He I, valamint C I vonalak mellett O I, O II, nagy sebességű O II, Na I D, Mg II, Si II, nagy sebességű Si II, illetve Fe II vonalakat tartalmaz, amelyekhez tartozó paraméterértékeket a C Függelék C2. táblázatában jelenítettem meg. Ekkorra a

fotoszférikus hőmérséklet 10500 K-re csökkent, a fotoszférikus sebesség pedig  $10000 \text{ km s}^{-1}$ -nak adódott. Az O II és Si II nagy sebességű vonalának jelenléte arra utal, hogy ezek az elemek nem csak a fotoszféránál, hanem annál magasabb régiókban is létrejöhetnek.



**3.15. ábra.** Az SN 2010kd maximum után 11 nappal készült spektruma, az arra legjobban illeszkedő, alternatív modellekkel: a piros vonal a szén és héliumot nem tartalmazó, a zöld a szén, végül a kék a szén és héliumot is tartalmazó SYN++ modellt mutatja. A jobb oldal a 3.14. ábra azonos oldalával egyező színekódolású. Az Si II és az O II elemek neve mellé írt "v" betű az adott vonal nagy sebességű mivoltára utal. Ahogy azt a C2. táblázat is megjeleníti, ezek esetén a  $v_{min}$  paraméterértékét a fotoszférikus sebességnél nagyobbak választottam.



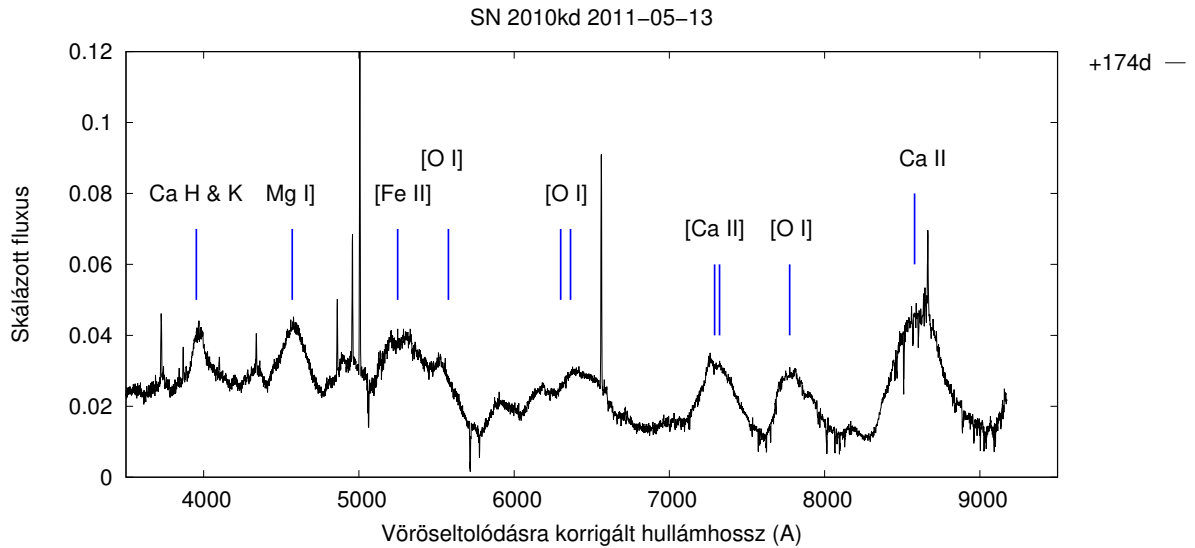
**3.16. ábra.** Az SN 2010kd +129 napos fázisnál készített spektruma. Bal oldalt a pirossal jelölt legjobban illeszkedő modell mellett a színekben szintén megjelenő tiltott vonalakat is feltüntettem. A jobb oldali ábra a 3.14. ábra színeit használja.

A 3.16. ábra a +129 napos fázisnál készült színeképet és annak modellezését jeleníti meg. A legjobban illeszkedő SYN++ modell a fotoszféra tágulási sebességére  $4000 \text{ km s}^{-1}$ -ot, a fotoszférikus hőmérsékletre pedig az elvárásoknak megfelelően az eddigénél jóval kisebb, 6500 K-es értéket jósol. Ebben az időpontban az O I, Na I, Mg II, Si II, nagy sebességű Si II, illetve Fe II vonalakat azonosítottam.

A 3.16. ábrán az is megfigyelhető, hogy a  $\sim 6400\text{--}7200 \text{ Å}$ -ös hullámhossztartományt nem írja le megfelelően a

SYN++ -szal készített modell. Ez nagy valószínűséggel annak tudható be, hogy a késői fázisra igencsak jellemző folytonos abszorpció ebben az esetben is jelen van, s éppen ezért ezt a tartományt nem tudja megfelelően reprodukálni egy kizárólag P Cygni profilok illesztésére készített kód. A folytonos abszorpciót SN-k esetében általában a fékezési sugárzás kelti, amelynek során egy ion elektromos terébe kerülő szabad elektron kölcsönhat egy fotonnal: ekkor a foton elnyelődik, s energiáját és impulzusát megkapja az elektron, illetve az ion. Az SN 2010kd +129 napos spektruma esetén az is lehetséges, hogy a vörös oldalon alacsonyabb a kontinuum menete, és így a  $\sim 7500$  Å-nél lévő vonal valójában egy emissziós csúcs.

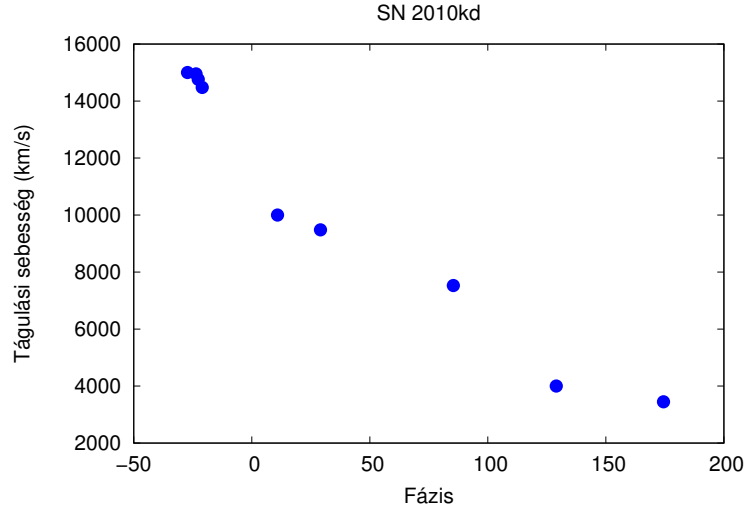
A maximum után eltelt 129. napra az SN 2010kd már közel állt a nebuláris fázishoz, amelynek következtében a spektrumban megjelentek a tiltott átmenetekhez tartozó emissziós vonalak (Inserra et al., 2013; Nicholl et al., 2016a). Ezeket vizsgált objektumom esetén Inserra (2019) összefoglaló cikkének 3. ábrája alapján azonosítottam. A 3.16. ábrán megmutatkozik a Mg I]  $\lambda 4571$ Å félig tiltott vonal, valamint az [O I]  $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363$ Å, és [Ca II]  $\lambda\lambda 7291, 7323$ Å tiltott vonalak.



**3.17. ábra.** Az SN 2010kd +174 napos fázisnál készült spektruma, amely időszakra az objektum már a nebuláris fázisba lépett. Éppen ezért ezt a színeképet, illetve a benne jelen lévő, kékkel jelölt (tiltott) emissziós vonalakat nem tudtam modellezni a kizárólag P Cygni profilok illesztésére képes SYN++ kóddal.

Az SN 2010kd utolsó, a maximum után 174 nappal készült, nebuláris fázisbeli színeképet nem tudtam modellezni a kizárólag fotoszférikus fázisbeli P Cygni vonalak illesztésére tervezett SYN++ kóddal. Az ezen fázishoz tartozó spektrumról készült 3.17. ábrán Inserra (2019) írásának segítségével tudtam vonalakat azonosítani, amelyek szintén összhangban vannak egy lassan fejlődő SLSN-I nebuláris fázisban jellemző vonalaival (Inserra et al., 2017; Nicholl et al., 2019; Jerkstrand et al., 2017): megfigyelhető a Ca H& K vonal 3968 és 3936 Å-nél, a Mg I]  $\lambda 4571$ Å, a [Fe II]  $\lambda 5250$ Å, az [O I]  $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363$ Å, a [Ca II]  $\lambda\lambda 7291, 7323$ Å, az [O I]  $\lambda 7775$ Å, valamint a Ca II triplet ( $\lambda\lambda 8498, 8541, 8662$ Å).

A legjobban illeszkedő modellekhez tartozó paraméterek ismeretében megmutatható az SN 2010kd fotoszférikus sebességének időbeli változása is (lásd: 3.18. ábra). Bár csak három mérési időpontban modelleztem a spektrumot, az ezekből adódó fotoszférikus sebesség értékének felhasználása a többi mérési időpontban is lehetővé tette a  $v_{ph}$  érték becslését. A maximum előtti szakaszban a  $\sim 6300$  Å-nél található C II vonal, a csúcspénységet követően pedig a  $\sim 7600$  Å-nél található O II vonal relatív Doppler-eltolódásából származtattam a 3.18. ábrán is



**3.18. ábra.** Az SN 2010kd fotoszférikus sebességének időbeli lecsengése.

**3.7. táblázat.** Az SN 2019neq fotoszférikus fázisbeli spektrumaira legjobban illeszkedő SYN++ - modellek globális paraméterei.

MJD (nap)	Fázis (nap)	$a_0$	$v_{ph}$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_{ph}$ (10 <sup>3</sup> K)
58727	-4	0.24	21 000	15.0
58737	5	0.13	21 000	12.0
58763	29	0.14	12 000	6.0

feltüntetett  $v_{ph}$  értékeket. Itt megmutatkozik, hogy a fotoszféra tágulási sebessége a SN-któl való elvárásnak megfelelően csökken az időben. Ez a rekombináció miatt történik, amelynek köszönhetően a SLSN egyre beljebb eső rétegeinek átlátszóvá válása során a táguló SN-légkör egyre mélyebben található rétegei válnak láthatóvá.

### SN 2019neq

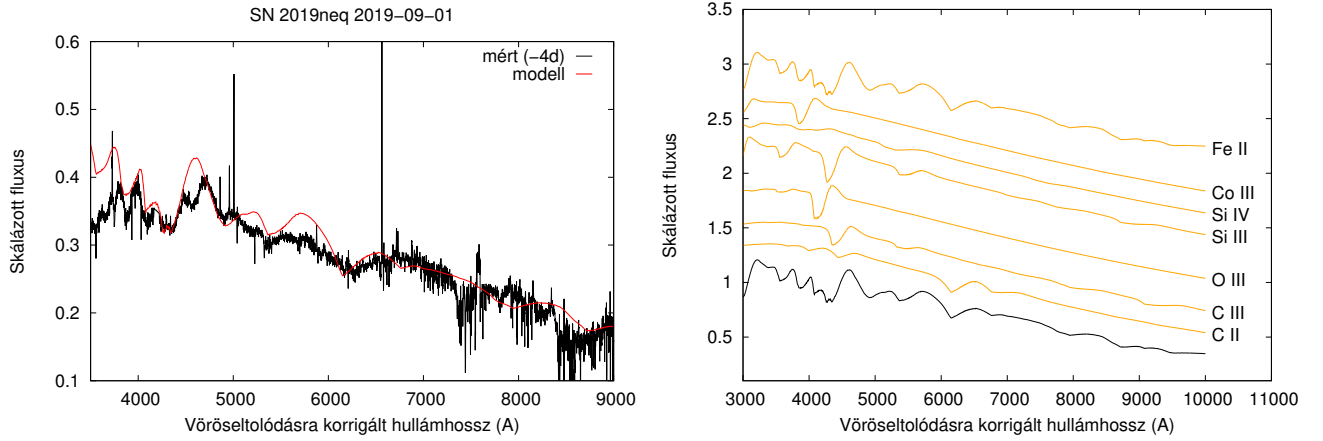
Az SN 2019neq fotoszférikus fázisban készült spektrumainak modellezéséhez szintén a SYN++ (Thomas et al., 2011) kódot használtam.

Mint ahogy azt a 2.5. ábra mutatja, az SN 2019neq fotoszférikus fázisbeli színeképeit forró, kék kontinuum dominálja erős, egymást átfedő P Cygni vonalakkal (noha az NLTE hatásoknak köszönhető pseudo-emissziós vonalak jelenléte sem zárható ki ez esetben).

Mivel a spektrumok nem tartalmazzak olyan, egyénileg megjelenő vonalakat, amelyek nem keverednek másik elem(ek) vonalaival, a ledobódó anyag kémiai összetételének pontos meghatározásához mindenképpen szükséges egy spektrummodellező kód használata. Annak érdekében, hogy megismerjem az SN 2019neq fotoszférikus hőmérsékletének és sebességének időbeli fejlődését, illetve azonosítsam a színeképekben található P Cygni vonalakat, mind a három LRS2 spektrumot modelleztem.

A legjobban illeszkedő modellekhez tartozó globális SYN++ paraméterek értékeit a 3.7. táblázatban gyűjtöttem össze, míg a lokális paraméterekre kapott eredmények a C Függelék C5. táblázatában találhatóak.

A -4 napos fázishoz tartozó mért színekép, illetve az arra legjobban illeszkedő modell a 3.19. ábrán jelenik meg.



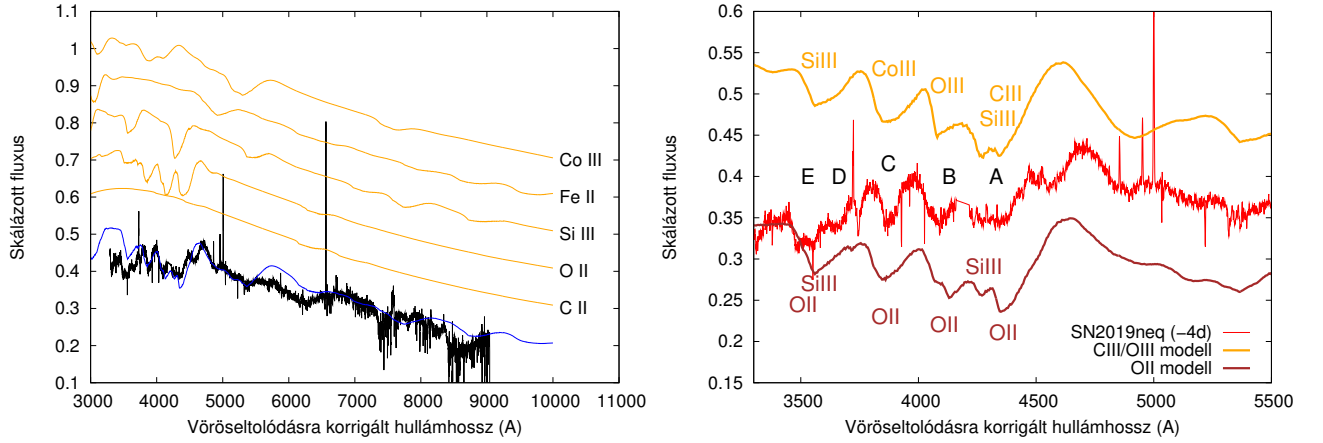
**3.19. ábra.** Bal oldalt: az SN 2019neq 2019.09.01-én, -4 napos fázisnál készült mért spektruma (fekete vonal) együtt ábrázolva a hozzá tartozó, legjobban illeszkedő SYN++ modellel (piros vonal). A függőleges tengelyen  $\lambda^2 \cdot F_\lambda$ , mint skálázott fluxus jelenik meg. Jobb oldalt: A modellspektrum (fekete vonal), és annak komponensei (narancssárga vonalak).

Látható, hogy a mért spektrum erőteljes, keskeny  $H\alpha$   $\lambda 6562.8$ , illetve tiltott  $[O III]$   $\lambda\lambda 4932, 4960, 5008$  vonalakat tartalmaz, amelyek a gazdagalaxisból származnak. Az SN 2019neq vöröseltolódását a keskeny  $H\alpha$ -profilra történő Gauss-profil-illesztéssel határoztam meg, ennek eredményeként  $z = 0.105942 \pm 0.000006$  adódott (lásd: 2.2. táblázat).

A legkorábbi szakaszban a legjobban illeszkedő SYN++ modell a fotoszférikus hőmérsékletre  $\sim 15000$  K-t jósolt, s a fotoszférikus sebesség értékére is a normál Ia, vagy kollapszár SN-k esetén megszokottnál jóval nagyobb érték adódott ( $21000 \text{ km s}^{-1}$ ). Egy normál Ia SN a maximum környékén átlagosan  $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$ -os fotoszférikus sebességet mutat (pl. Jha et al., 2019), míg egy kollapszár SN  $\sim 1$  hónappal a csúcspénnyesség után tipikusan  $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$ -ot (pl. de Jaeger et al., 2019). Az SN 2019neq-hoz tartozó fotoszférikus sebesség hasonlít a maximum előtti szakaszban lévő Ia típusú SN-kra jellemző erős, nagy sebességű Ca II vonalakéhoz (pl. Silverman et al., 2015; Mulligan et al., 2019). Inserra et al. (2018) alapján a  $21000 \text{ km s}^{-1}$ -es fotoszférikus sebesség nagyjából egy kettes szorzóval meghaladja a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k jellemző sebességeit ( $\sim 9000 \text{ km s}^{-1}$ ), és a gyorsan fejlődő SLSN-k felső korlátjához közel helyezkedik el. (Inserra et al. (2018) 7. ábrája szerint a maximum után  $\sim 10$  nappal  $v_{ph} \lesssim 20000 \text{ km s}^{-1}$  a jellemző).

Ahogy azt már korábban említettem, a  $4300$  és  $4500 \text{ Å}$  közötti jellegzetes, W alakú abszorpciót gyakran használják az I-es típusú SLSN-k azonosítására. Ez a vonalegyüttes az SN 2019neq esetén gyengébben jelenik meg, mint a Quimby et al. (2018) által vizsgált I-es típusú SLSN-k, például az SN 2005ap esetében. A különbség számszerűsítésének érdekében kiszámoltam a W alakú vonalegyüttes ekvivalens szélességét (EW) az IRAF program `splot` parancsának használatával. Eredményül az SN 2019neq-ra  $EW = 32.01 \text{ Å}$ , az SN 2005ap-re pedig  $89.85 \text{ Å}$  adódott, amiből látszik tehát, hogy az SN 2019neq W alakú abszorpciója egy  $\sim 3$ -as szorzóval gyengébb az SN 2005ap-énál.

Az első, a maximum előtt 4 nappal mért epochához tartozó modell C II, C III, O III, Si III, Si IV, Co III és Fe II vonalakat tartalmaz (lásd: 3.19. ábra), amelyeknek paramétereit a C Függelék C5., C6. és C7. táblázatában tüntettem fel. Ez a modell a W alakú abszorpciót a C III, O III, Si III és Co III kombinációjával illeszti, Quimby et al. (2007)-hez hasonlóan. A -4 napos fázisú spektrumhoz egy alternatív modellt is létrehoztam, ahol a  $4300$  és



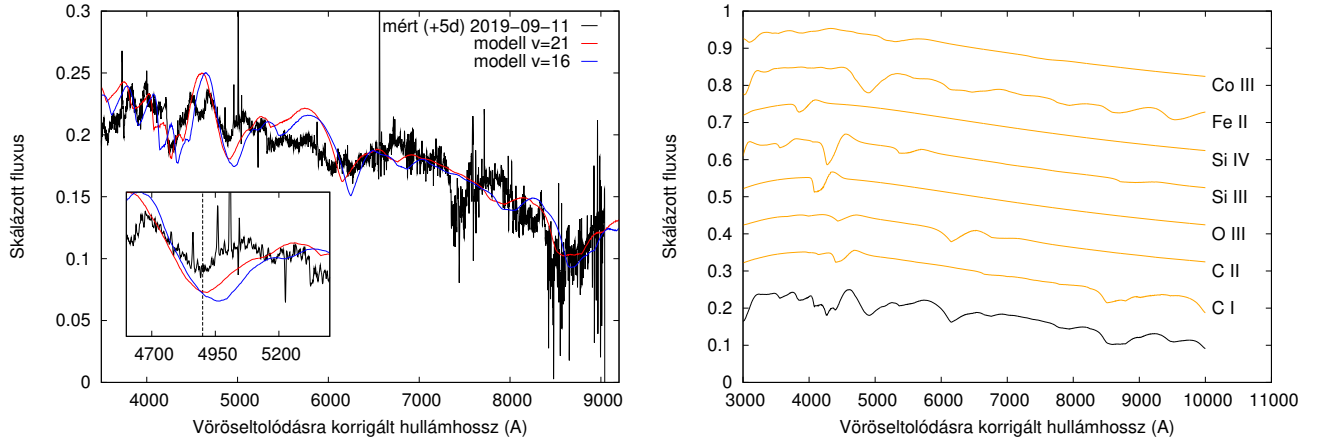
**3.20. ábra.** Bal oldalt: az SN 2019neq -4 napos fázisbeli spektrumára illesztett alternatív modell, ahol a 4300 és 4500 Å között megjelenő W alakú abszorpciót O II vonallal illesztettem az eredetileg használt O III, C III és Si IV elemek kombinációja helyett. Jobb oldalt: az SN 2019neq -4 napos spektrumára (piros vonal) illesztett két modell összehasonlítása (narancssárga és barna vonalak). A modelleket függőleges irányban elcsúsztattam a jól láthatóság érdekében, illetve a színeképek kontinuumát ellaposítottam. Az elemek azonosítását a SYN++ kód segítségével végeztem.

4500 Å közötti szakasz reprodukálásához az előbb felsoroltak helyett O II vonalakat használtam (lásd: az 3.20. ábra bal oldali része). A két említett modell összehasonlítása a 3.20. ábra jobb oldali paneljében jelenik meg, ahol az SN 2019neq -4 napnál felvett színeképe (piros vonal) látható a két SYN++ modellel együtt. Az A, B, C, D és E betűk Quimby et al. (2018) 13. ábrájával egyező módon jelenítik meg a spektrumvonalakat. A 3.20. ábra jobb oldalán látszik, hogy a két egyszerű SYN++ modell egyaránt jól illeszti a mért vonalakat, ám egyik sem írja le megfelelően az SN 2019neq -nál  $\sim 4700$  Å környékén megjelenő pseudo-emissziót.

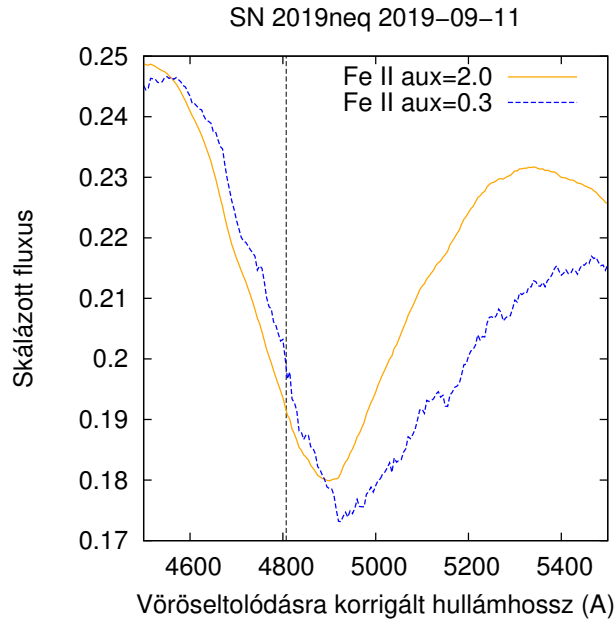
Még ha az "O II modell" elengánsabban írja is le a mért spektrumvonalakat egyetlen elem használatával, az "O III modell" sem zárhatjuk ki az SN 2019neq forró légkörét tekintve. Hatano et al. (1999) alapján egy  $T \sim 15000$  K-es csillaglégkörben az O II és C II optikai mélysége megegyezik az O III és C III-éval, így tehát lehetséges, hogy a 4300 és 4500 Å közötti spektrumszakasz kialakításában a kétszeresen ionizált elemek is közrejátszottak. Ez szintén egyezést mutat a Dessart (2019) által megalkotott elmélettel, miszerint a legfényesebb és legforróbb, magnetárfékeződés által hajtott SLSN-kban, ahol az NLTE hatások a maximum környékén elhanyagolhatónak tekinthetők, mind az O II/C II, mind az O III/C III kombináció megjelenhet a látható színeképben. Mindkét elempár megfelelően modellezi a mért vonalakat, azonban a ledobódó anyag kémiai összetétele a magas fotoszférikus hőmérséklet miatt bizonytalan. Minthogy mindkét modellt ugyanazon elemek (C, O és Si) használatával alkottam meg, a különböző ionizációs fok, így tehát az O II- vagy O III modell megválasztása nincs dramatikus hatással a meghatározott kémiai összetételre.

Az SN 2019neq második spektruma, amely +5 nappal a maximum után készült, a 3.21. ábrán jelenik meg az előző epochához hasonlóan, a rá legjobban illeszkedő SYN++ modellel együtt. A modell szerint a fotoszférikus hőmérséklet ekkorra 12000 K-re csökkent, amelynek következtében megjelent az előző színeképben még nem látható C I vonal is. A 3.21. ábra bal oldala két lehetséges modellt mutat be, melyekre a fotoszférikus sebesség kivételével azonosak a globális és lokális paraméterek értékei.

A  $v_{ph}$  meghatározását illető kétely az 5000 Å környékén megjelenő vonalnak köszönhető, amit első ránézésre Fe II-nek azonosítottam. Ha az abszorpció minimumot a Fe II  $\lambda 5169$  átmenetnek tulajdonítanánk (lásd: 3.3.1.



**3.21. ábra.** Az SN 2019neq mért és modellezett spektruma 2019.09.11-én, a maximumtól számított  $+5$  napos fázisnál. Bal oldalt: kékkel jelöltem a  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$ -hoz, pirossal pedig a  $v_{\text{ph}} = 21000 \text{ km s}^{-1}$ -hoz tartozó modelleket. A belső ábrán kinagyítva jelenik meg a Fe II  $\lambda 5169$ -nek feltételezett vonal, illetve környezete. Ennek Doppler-eltolódott abszorpciós minimumához (fekete, függőleges vonal) a pirossal jelölt modell által jósolt minimumhely közelebb esik, mint a kékkel jelölt. Jobb oldalt: a modellspektrum és a benne megtalálható elemek. A színkódolás egyezik a 3.19. ábráéval.



**3.22. ábra.** A Fe II  $\lambda 5169$  vonalhoz tartozó SYN++ modellek  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$  esetén. A különböző színek a vonalszélességet finomhangoló  $\text{aux}$  (vagy más néven  $\sigma$ ) paraméter különböző értékeihez tartoznak, a szaggatott, fekete vonal pedig a Fe II  $\lambda 5169$  abszorpció  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$  esetén elszenvedett Doppler-eltolódott hullámhosszát jelöli. A két modellspektrum vonalainak abszorpciós minimuma a függőleges vonaltól különböző hullámhosszakra esik, amelynek okán arra a feltételezésre jutottam, hogy az  $5000 \text{ Å}$  környékén megjelenő széles, jellegzetes abszorpció nem a Fe II  $\lambda 5169$ -nak köszönhető, hanem valójában több, gyengébb vonal kombinációjaként adódik.

fejezet), akkor a hozzá tartozó fotoszférikus sebesség a Doppler-eltolódás képletével számolva  $16000 \text{ km s}^{-1}$ -nak adódna. Épp ezért az első modellspektrumnak, amit a 3.21. ábrán kék vonallal tüntettem fel,  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$ -ot adtam meg.

A második modell esetén a mért abszorpciós vonalakhoz való legjobb illeszkedést tűztem ki fő célul, s ilyen módon  $v_{\text{ph}} \sim 21000 \text{ km s}^{-1}$  adódott. Ez a 3.21. ábra bal oldali paneljén piros színnel jelenik meg. Jól látható, hogy a nagyobb fotoszférikus sebességű modell pontosabban illeszkedik a mért vonalak abszorpciós minimumához, így tehát azt tekintettem a legjobb modellnek. A 3.21. ábra jobb oldali része ennek a modellnek a komponenseit tünteti fel.

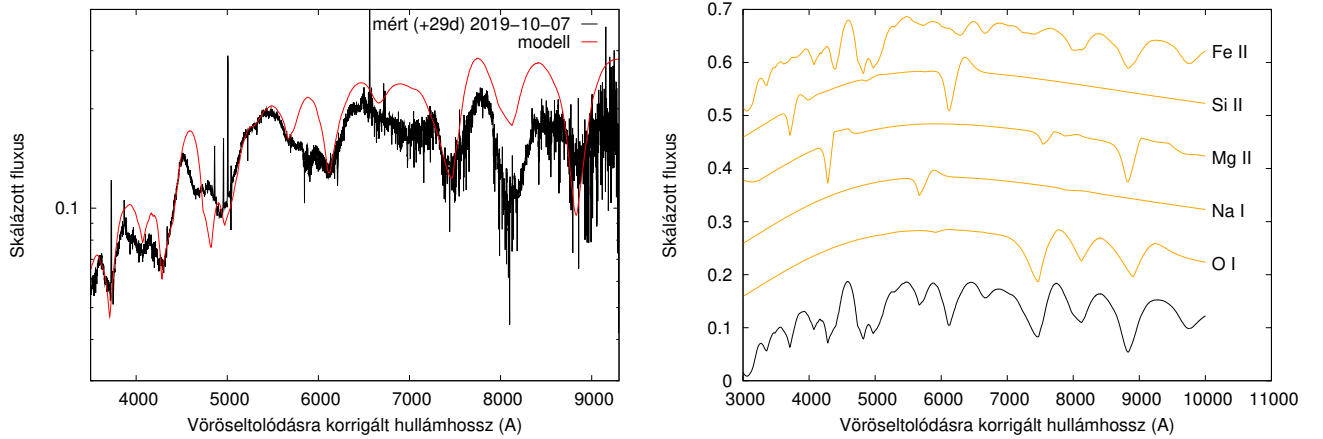
Annak okát, hogy miért nem a lassabb fotoszférikus sebességgel jellemzett modell illeszkedik a legjobban a mérési adatokhoz, a Fe II ion  $5000 \text{ Å}$  környezetében lévő vonalainak különböző  $\sigma$  (vagy *aux*) paraméterértékekkel történő modellezésével igyekeztem feltárni (lásd: 3.22. ábra). A narancssárga vonal a  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$ -os modell  $\sigma = 2000 \text{ km s}^{-1}$ -os értékéhez tartozik, a kék pedig  $\sigma = 300 \text{ km s}^{-1}$ -hoz. A szaggatott, függőleges vonal a Fe II  $\lambda 5169$  abszorpciós vonal felételezett, Doppler-eltolódott hullámhosszát jelöli a  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$ -os modell esetén. Az ábrából kitűnik, hogy az  $5000 \text{ Å}$  környékén megjelenő vonal nem tulajdonítható egyetlen Fe II átmenetnek, hanem valójában sok gyenge, egymással összeolvadt vonal kombinációja alakítja ki a különleges alakú abszorpciót, mint ahogy azt Modjaz et al. (2016) is feltételezte. A 3.22. ábra kék modelljén megjelenő púpok különböző Fe II átmenetekhez tartoznak, amelyek összemosódnak egymással a narancssárga görbe esetében, amikor a vonalakat szélesebbnek állítottam be (vagyis a  $\sigma$  paramétert nagyobbra adtam meg). Mindezekkel együtt az is megfigyelhető, hogy a Fe II  $\lambda 5169$  Doppler-eltolódott, feltételezett helyét jelző fekete, függőleges vonal helyzete egyik modellspektrum abszorpciós minimumával sem egyezik. Ennek kapcsán arra a következtetésre jutottam, hogy az  $5000 \text{ Å}$ -nél lévő abszorpciót nem hozhatja létre egyedül a Fe II  $\lambda 5169$ . Mindezek után tehát természetes, hogy a kisebb  $v_{\text{ph}}$  értékkel jellemzett modell nem jól illeszti az SN 2019neq +5 napos spektrumát, s a teljes spektrum modellezésével pontosabb becslést kaphatunk a fotoszférikus sebességre.

Összefoglalva tehát a  $v_{\text{ph}} = 21000 \text{ km s}^{-1}$ -ot feltételező, a teljes spektrumot figyelembe vevő modell jobb illeszkedést ad a mérési adatokra a feltételezett, Doppler-eltolódott Fe II  $\lambda 5169$  vonalat felhasználó,  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$ -osnál, így az előbbi fogadtam el a +5 napos spektrumra legjobban illeszkedő modellként.

Megjegyzendő, hogy Modjaz et al. (2016) hasonló következtetésre jutott a vonalak összeolvadása kapcsán, és egy mesterségesen kiszélesített, fázisfüggő normál Ic típusú SN-khoz tartozó mintaspektrum-sorozatot javasolt az SLSN 2019neq valódi fotoszférikus sebességének meghatározásához. Sajnos azonban ez a megközelítés nem vezetett célra: bár az I-es típusú SLSN-k spektruma némileg hasonlít a normál Ic-kéhez,  $5000 \text{ Å}$  környékén túl nagy volt a különbség a mintaspektrumok és az SN 2019neq mért színeképe között. Egy teljes spektrumra kiterjedő, paraméterezett SYN++ modell, még ha időigényesebb megoldást is jelent, valóságghűbben tudta becsülni a fotoszférikus sebesség értékét.

Az SN 2019neq harmadik spektruma +29 napos fázisnál készült (lásd: 3.23. ábra). Ezen, a maximum után közel 1 hónappal készült színekép alapján megállapítható, hogy az SN 2019neq nagyon gyors spektrális fejlődési ütemet mutat. Ezt a következtetést az Astronomer's Telegram<sup>2</sup> oldalon is közzétettük a texasi kollégákkal (Thomas et al., 2019). A +29 napos fázisnak megfelelő spektrumhoz tartozó fotoszférikus sebesség az előző epochára jellemző  $21000 \text{ km s}^{-1}$ -ről  $12000 \text{ km s}^{-1}$ -ra esett vissza, a fotoszférikus hőmérséklet pedig  $12000 \text{ K}$ -ről  $6000 \text{ K}$ -re. A csökkenő hőmérséklettel konzisztensen az eddigi színeképekben jelen lévő többszörösen ionizált elemek helyét átvették az alacsonyabb ionizáltsági fokúak: a 3. spektrumban O I, Na I, Mg II, Si II és Fe II vonalakat

<sup>2</sup><http://www.astronomerstelegram.org/>



**3.23. ábra.** Az SN 2019neq 2019.10.07-én, +29 napos fázisnál készült spektruma a benne található elemek vonalainak azonosításával. A színek a 3.19. ábrához hasonló jelentéssel bírnak.

azonosítottam, ahogyan az a 3.23 ábrán, illetve a 3.7. táblázatban is megmutatkozik.

A +5 és +29 napos spektrumhoz tartozó, legjobb illeszkedést mutató SYN++ modell fotoszférikus sebességeiből meghatározható a sebesség időbeli változását megmutató sebességgradiens. Számításaink szerint  $\dot{v} = \Delta v / \Delta t \sim 9000 / 24 \sim 375 \text{ km s}^{-1} \text{ d}^{-1}$ -nak adódott, aminek alapján az SN 2019neq az Inserra et al. (2018) mintáján belüli gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-k közé tartozik, azonban az egyik legnagyobb sebességgradienssel bír. Itt fontos azt is megjegyezni, hogy Inserra et al. (2018) az itt leírtól különböző módszerrel határozta meg a  $\dot{v}$  értékét: ők Gauss-illesztést alkalmaztak.

### 3.3.3. A különböző ionizáltsági fokokhoz tartozó koncentrációk kiszámítása

Az SN 2010kd (3.6. és C2. táblázat), illetve az SN 2019neq (lásd 3.7. és C5. táblázat) legjobban illeszkedő SYN++ modelleikhez tartozó paraméterekből Hatano et al. (1999) alapján lehetőség nyílik a spektrumban azonosított elemek szám- és tömegsűrűségének meghatározására.

Ehhez elsőként felhasználandó a 2.20. egyenlettel leírt Sobolev-közelítés, illetve a 2.21. Boltzmann-formula. Ezekből az optikai mélységre a következő adódik:

$$\tau = 0.026 f \lambda_{\mu} t_d n_l \left( 1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}} \right), \quad (3.11)$$

ahol  $\lambda_{\mu}$  az adott vonal hullámhosszát jelöli  $\mu\text{m}$ -ben megadva,  $t_d$  pedig a robbanástól eltelt napok számát. Az egyenletet átrendezve megkaphatjuk egy ionnak a rá jellemző átmenet alsó energiaszintjén vett koncentrációját (számsűrűségét):

$$n_l = \frac{\tau}{0.026 f \lambda_{\mu} t_d \left( 1 - e^{-\frac{hc}{\lambda k T}} \right)}. \quad (3.12)$$

Ezután egy adott ion teljes számsűrűsége is kiszámítható az alternatív Boltzmann-formula segítségével:

$$\frac{n_l}{N} = \frac{g_l}{z(T)} \cdot e^{-\frac{x}{kT}}, \quad (3.13)$$

ahol  $N$  jelöli a kiválasztott ion teljes koncentrációját  $\text{cm}^{-3}$ -bn,  $z(T)$  a hőmérséklettől függő partíciós függvényt,

vagy állapotösszeget,  $\chi$  a gerjesztési potenciált (vagyis egy adott energiaszint és az alapállapot közötti energiakülönbséget) eV-ban,  $T$  pedig a gerjesztési hőmérsékletet K-ben. Az  $1/kT$  hányadost felírhatjuk

$$\frac{1}{kT} = \frac{5040}{T[K]} \left( \frac{1}{\text{eV}} \right) \quad (3.14)$$

formában is, így a 3.13. formula az  $N$  teljes számsűrűséget kifejezve a következőképpen alakul:

$$N = \frac{n_l z(T)}{g_l} \cdot e^{\left(\frac{\chi \cdot 5040}{T}\right)}. \quad (3.15)$$

A fenti mennyiségek ismeretében egy adott ion tömegsűrűsége  $\text{g cm}^{-3}$  egységben kiszámítható a teljes számsűrűség és a tömeg szorzataként, amely tömeget a tömegszámnak az atomi tömegegységgel ( $\text{amu} = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ ) vett szorzatából kaphatjuk meg.

Az SN 2010kd és az SN 2019neq három-három modellezett időpontja esetén a 3.12. és a 3.15. képletből kiszámoltam az  $n_l$  (alsó szinti-), illetve az  $N$  (teljes számsűrűség) értékét a spektrumokban található elemekre. A számoláshoz szükséges adatokat (lásd: C3. és C6. táblázat) az alábbi forrásokból merítettem:

- $t_d$ : kiszámoltam
- $\tau, T$ : saját modell-file
- $g, z(T), g_l$ : A NIST (National Institute of Standards and Technology) Atomic Spectra Database adatbázisa<sup>3</sup>
- $f, \lambda_\mu, \chi$ : Hatano et al. (1999). cikkének II. táblázata. Megjegyzendő, hogy ott nem az  $f$ , hanem a  $\log(gf)$  értékek vannak feltüntetve

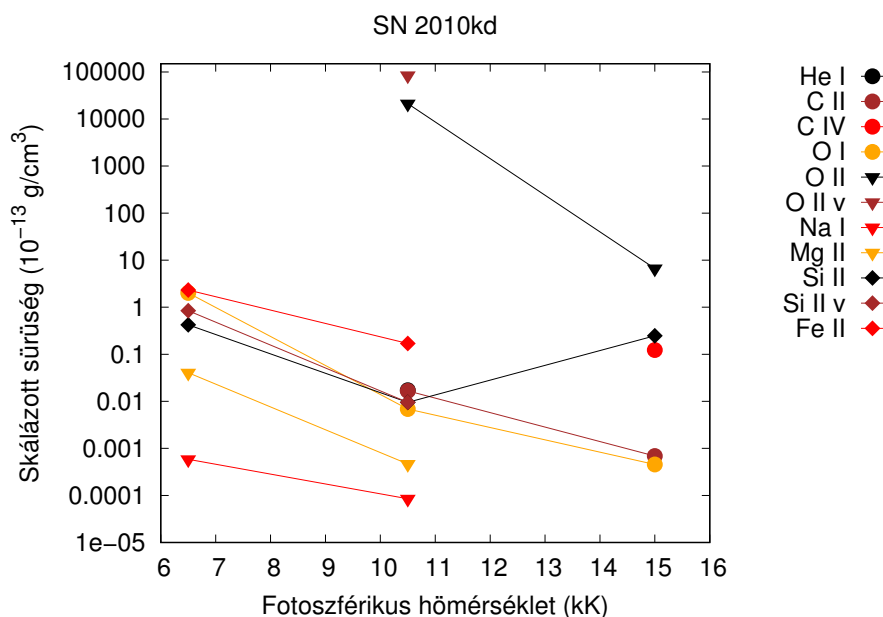
### SN 2010kd

A fent említett mennyiségek és összefüggések ismeretében az SN 2010kd-ra kiszámított koncentráció- és sűrűségértékeket a C Függelék C4. táblázata jeleníti meg.

A kiszámolt sűrűségértékeket az átláthatóság érdekében olyan módon skáláztam, hogy kikompenzáljam a SN-burok tágulásából adódó sűrűségcsökkenést. Így a  $\rho'(t) = \rho(t) \cdot (t_0/t)^3$  képlet használatával megkapható a  $\rho'(t)$ -vel jelölt, skálázott sűrűség. Itt  $\rho(t)$  az adott epocha időpontjában a színeképvonalakból kiszámolt sűrűséget,  $t_0$  pedig az első megfigyelt spektrum időpontját jelenti. A skálázott sűrűségekre kapott értékeket a 3.24. ábrán jelenítettem meg a modellek globális paramétereként ismert  $T_{\text{ph}}$  függvényében.

Ez az ábra megmutatja, hogy a fotoszférikus hőmérséklet csökkenésével növekszik az ionok sűrűsége, ami SLSN-kban lezajló rekombinációs folyamatoknak természetes velejárója. Ez összhangban van a Hatano et al. (1999) által talált összefüggésekkel, amelyek egy adott elem vagy ion optikai mélységének megváltozását szemléltetik a fotoszférikus hőmérséklet függvényében. A 3.24. ábrán az optikai mélység helyett a vele arányos sűrűséget tüntettem fel. A mintára jellemző, a hőmérséklet csökkenésével való sűrűségnövekedés alól kivételt képez a Si II vonal, ami a többi elemmel ellentétes viselkedést mutat: a hőmérséklet csökkenésével egyre kisebb sűrűségértékek tartoznak hozzá. Ez a megmagyarázhatatlan viselkedés létrejöhetett egy eddig feltáratlan fizikai folyamat, vagy akár téves vonalazonosítás eredményeként is.

<sup>3</sup><https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>



**3.24. ábra.** Az SN 2010kd skálázott sűrűsége a fotoszférikus hőmérséklet függvényeként. Megmutatkozik, hogy a  $T_{ph}$  csökkenésével a Si II kivételével minden modellezett elem sűrűsége növekszik, ami nagy valószínűséggel a rekombinációs folyamatoknak tudható be.

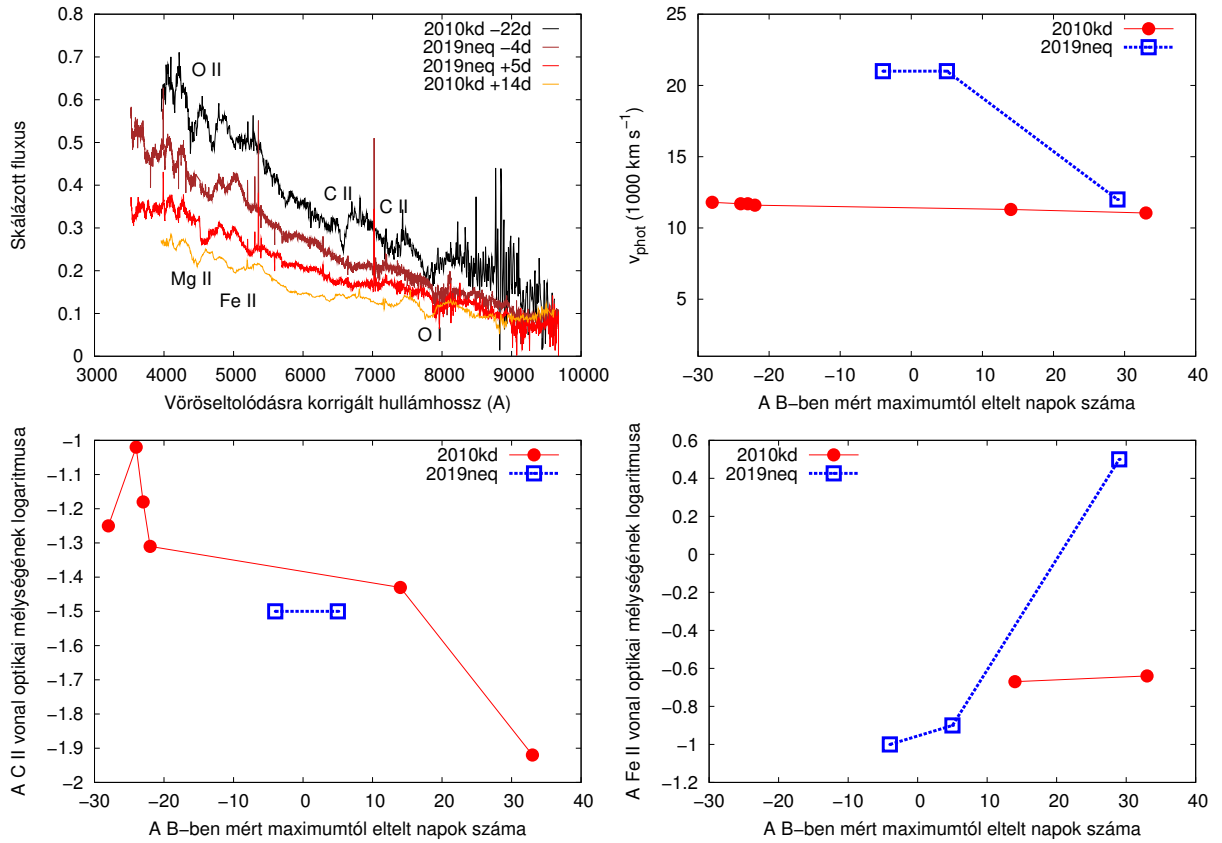
### SN 2019neq

Az SN 2019neq-ban azonosított elemek számsűrűségére adódott eredményeimet a C Függelék C7. táblázatában, az azok kiszámolásához szükséges adatokat pedig a C6. táblázatban tüntettem fel. Megjegyzendő, hogy itt az O II és O III ionokhoz tartozó sűrűségekre nem végeztem becslést, ugyanis a hozzájuk tartozó referenciavonalak tiltott átmenetekhez tartoznak (lásd: Hatano et al., 1999, 2. táblázata), így a velük való számolás nem vezet reális számsűrűségbecsléshez. Mivel a SYN++ az egyes atomi szintek betöltöttségi számát a lokális termodinamikai egyensúlyt feltételezve számolja ki, hatalmas lesz a kiszámolt számsűrűségek bizonytalansága tiltott átmenethez tartozó referenciavonal esetén.

Az SN 2019neq esetén megfigyelhető, hogy az első és a második mérési időponthoz (a maximumtól számított -4 és +5 napos fázishoz) tartozó ionok, illetve azok számsűrűsége nagyon hasonló. Ezzel ellentétben a harmadik, +29 napnál felvett spektrum ezektől teljesen eltérő elemeket tartalmaz, ebből adódóan különböző számsűrűségértékekkel bír. Ez arra utalhat, hogy a ledobódó anyag későbbi színeképek alapján látható, beljebb lévő része több nehéz elemet tartalmaz, mint a külső rétegek. Az ennél bővebb fizikai interpretációhoz, illetve az SN 2010kd esetén bemutatott, a skálázott sűrűség és a fotoszférikus hőmérséklet közötti összefüggés megmutatásához szükség lenne az SN 2019neq nebuláris fázisban felvett színeképeire, és azok NLTE modellezésére, ám erre a késői spektrumok hiányában nem nyílt alkalmam.

#### 3.3.4. Az SN 2019neq és az SN 2010kd spektrális fejlődésének összehasonlítása

Ebben az alfejezetben a gyors spektrális fejlődést mutató SN 2019neq és a lassan fejlődő SN 2010kd színeképeinek időbeli változását hasonlítom össze. A 3.25. ábra különféle spektroszkópiai mennyiségek evolúcióját követi nyomon a két objektum esetén. A bal felső ábrarészlet a két SLSN maximum előtti, és kicsivel maximum utáni spektrumait, és az azokban SYN++ segítségével azonosított vonalakat hasonlítja össze. Itt megfigyelhető,



**3.25. ábra.** Az SN 2019neq és az SN 2010kd spektrális fejlődésének összehasonlítása a maximum környékén. Balra fent: A spektrumokban azonosított vonalak zérus fotoszférikus sebességhez tolva. Jobbra fent: a fotoszférikus sebességek időbeli fejlődése. Balra lent: a C II referenciavonalának optikai mélysége az idő függvényében. Jobbra lent: a Fe II referenciavonal optikai mélysége az idő függvényében.

hogy a maximum előtti színeképek globális hasonlóságot mutatnak: az ionizált szén és oxigén gyenge vonalait tartalmazzák, egy forró, kék kontinuumra rakódva.

A hasonlóság a korai poszt-maximum szakaszon is nyomon követhető. A kontinuum meredekségének csökkenése mindkét esetben a szupernóva ledobódó anyagának hűlését jelzi. Az SN 2010kd és az SN 2019neq közötti legjelentősebb különbség a spektrális fejlődés karakterisztikus időskálája: az SN 2019neq +5 napos fázisnál készült spektruma hasonló meredekségű kontinuumot tartalmaz, mint az SN 2010kd +14 napos színeképe. Ez a tény ismét megerősíti azt, hogy az SN 2019neq a gyorsan fejlődő SLSN-k csoportját gazdagítja (lásd: 3.13. ábra, illetve 3.3.1.fejezet).

A 3.3.2. fejezetben leírtak alapján lehetséges, hogy az SN 2019neq maximum környéki színeképeiben megtalálható a C II gyenge vonala. Az SN 2010kd spektruma erős C II vonalakat tartalmazott a maximum előtt 22 nappal, ezzel hasonulva a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-k többi képviselőjéhez (például SN 2015bn; Yan et al. 2017b; Inserra et al. 2017, vagy SN 2018bsz; Blanchard et al. 2018a; Anderson et al. 2018b). Az SN 2019neq spektrumában bár gyengén található meg csak a C II vonala, a jelenléte arra enged következtetni, hogy a gyorsan fejlődő SLSN-k ledobott anyaga szintén tartalmaz szenet, így ilyen szempontból hasonló a lassan fejlődő csoporthoz.

A 3.25. ábra jobb felső része a két objektum fotoszférikus sebességének fejlődését mutatja be az SN 2010kd esetén a  $B$ , az SN 2019neq-nál pedig a ZTF  $g$  szűrős maximumtól eltelt, nyugalmi rendszerbe transzformált napok

számának függvényében. Jól látható, hogy az SN 2010kd nagyjából azonos sebességet mutat a mérési időszak alatt, így megállapítható, hogy a ledobott anyag nagyjából +35 nappal a csúcspénnyesség utánig optikailag vastag maradt. Ezzel ellentétben az SN 2019neq nagyjából 2-szer akkora  $v_{\text{ph}}$  értéket mutat a maximum környékén, ami +30 nappal a maximum utánra gyorsan lecsökken a SLSN-k esetén az előzőnél tipikusabb  $\sim 12000 \text{ km s}^{-1}$ -os értékre. A gyors sebességcsökkenés lehetséges oka a ledobódó anyag sűrűségének meredeken történő lecsengése. Ebből arra következtettem, hogy az SN 2019neq az SN 2010kd-tól különböző sűrűségprofilú, és valamivel kisebb a ledobott tömege. Ez az állítás összhangban van a 3.3.5. fejezetben leírandó becsléseimmel a ledobott tömegre vonatkozóan, valamint Nicholl et al. (2015a) eredményeivel.

Az SN 2010kd  $B$  szűrős maximumához tartozó fotoszférikus sebességből a fotoszférikus sugár  $r_{\text{ph}} \sim 6 \times 10^{15} \text{ cm}$  számolható ki, az SN 2019neq ZTF  $g$  szűrős fénygörbéjének maximumidejéhez tartozó sebességből pedig  $r_{\text{ph}} \sim 5 \times 10^{15}$  adódik. A hasonló  $r_{\text{ph}}$ -érték valószínűleg annak tudható be, hogy az SN 2019neq gyorsabb spektrális fejlődését ellensúlyozza az SN 2010kd-énál jóval magasabb fotoszférikus sebesség.

A 3.25. ábra alsó részén bal oldalt a C II, jobb oldalt pedig a Fe II vonal optikai mélységének időbeli változása figyelhető meg. A C II optikai mélységének fejlődése hasonló módon alakul a két vizsgált SLSN esetén. Mindkét objektumnál észrevehető a C II  $\log \tau$  értékének gyors lecsökkenése a maximumot követő időszakban: a +30 napos fázist elérve az SN 2010kd  $\log \tau$  értéke nagyjából  $-2$ -re csökken, míg a C II teljesen eltűnik az SN 2019neq esetén. Ez a viselkedés összhangban van az eddig felfedezett SLSN-k viselkedésével, miszerint a szén vonalai csak a maximum előtt, illetve annak környékén vannak jelen, s gyorsan lecsökkennek a csúcspénnyességet követő fejlődési szakaszban (pl. Inserra et al., 2018; Quimby et al., 2018).

Ezzel ellentétben a Fe II optikai mélységek a két SLSN esetén különbözőképpen alakulnak: az SN 2010kd esetén közel állandónak mutatkozik, miközben az SN 2019neq-nál gyorsan növekszik. Az optikai mélység emelkedésének lehetséges oka a Fe II vonalak megerősödése a csökkenő fotoszférikus hőmérséklet következtében. Ez a jelenség a normál Ia típusú SN-k maximum utáni színeképében is megfigyelhető, az úgynevezett "Fe II fázis" képében (Branch & Wheeler, 2017). Itt megjegyzendő, hogy az SN 2019neq Fe II optikai mélységének becslése csupán egy azonosított vonalon alapul, így lehetséges, hogy némileg túlbecsültem.

### 3.3.5. A ledobott tömegek alsó becslése

A robbanás során ledobott tömegre oly módon lehetséges becslést tenni, hogy a belső, átlátszatlan héjak teljes optikai mélységét 1-nél nagyobbobbnak feltételezzük:  $\tau_{\text{tot}} > 1$ . Ezt a mennyiséget a következő képlet segítségével határozhatjuk meg:  $\tau_{\text{tot}} \sim \kappa \cdot \rho \cdot r_{\text{ph}}$ , ahol az  $r_{\text{ph}}$  fotoszférikus sugarat a homológ tágulás  $r_{\text{ph}} = v_{\text{ph}} \cdot (t - t_0) / (1 + z)$  definíciójából számíthatjuk ki  $t_0$ , a robbanás időpontjának ismeretében. A sűrűség ekkor a

$$\rho \sim \frac{\tau_{\text{tot}}}{\kappa \cdot r_{\text{ph}}} \quad (3.16)$$

formában írható fel. A maximum környékén mért  $\tau_{\text{tot}}$  Arnett (1996) és Branch & Wheeler (2017) alapján  $\tau_{\text{tot}} \approx 3c/v_{\text{sc}}$ -ként számítható, ahol  $v_{\text{sc}}$  a homológ módon táguló fotoszféra skálasebessége. Ezt a mennyiséget a maximumban mért  $v_{\text{ph}}$  fotoszférikus sebességgel közelítettem. Ezenkívül feltettem, hogy a belső, átlátszatlan rétegekhez tartozó teljes opacitás ( $\kappa$ ) egyenlő a H-ban és He-ban szegény SN-kra jellemző Thompson-szóráshoz tartozó opacitással, amelynek értéke  $\kappa \sim 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ .

Miután a 3.16. képletből kiszámítottam a sűrűséget, a teljes ledobott tömeg konstans sűrűségprofil és a homo-

**3.8. táblázat.** *A teljes optikai mélységből becsült ledobott tömegek.*

SN	Robbanástól eltelt napok	$r$ ( $10^{15}$ cm)	$\tau_{\text{tot}}$	$M_{\text{ej}}$ ( $M_{\odot}$ )
SN 2010kd	52.5	6.1	60	48
SN 2019neq	31.0	5.1	43	23
Ia SN-k	18.0	1.6	28	1.4

lóg tágulásnak megfelelő fotoszférikus sugarat feltételezve az alábbi egyenletből számítható:

$$M_{\text{ej}} = \frac{4\pi}{3} r_{\text{ph}}^3 \cdot \rho = \frac{4\pi}{3} \frac{v_{\text{ph}}^2 \cdot (t - t_0)^2}{(1 + z)^2} \cdot \frac{\tau_{\text{tot}}}{\kappa}. \quad (3.17)$$

Az SN 2019neq és az SN 2010kd esetén ilyen módon meghatározott sugarat, ledobott tömeget és optikai mélységet a 3.8. táblázatban tüntettem fel. Számolásom alapján megmutatkozik, hogy a lassan fejlődő SLSN 2010kd-hez tartozó ledobott tömeg ( $\sim 48 M_{\odot}$ ) több mint kétszerese a gyorsan fejlődő SLSN 2019neq esetén becsült értéknek ( $\sim 23 M_{\odot}$ ). Mivel azonban ezek csak nagyságrendi becslések, nem jelenthető ki teljes bizonyossággal, hogy a gyorsabban fejlődő I-es típusú SLSN-k kisebb ledobott tömeggel bírnak, mint a lassabban fejlődőek (Nicholl et al., 2015a). Az állítás bebizonyításához egy nagy elemszámú SLSN-minta vizsgálata lenne szükséges.

Eredményeim ellenőrzése végett a SLSN-khoz kiszámolt optikai mélységet összevettem egy normál Ia típusú SN maximumhoz tartozó  $\tau_{\text{tot}}$  értékével. Az Ia SN-kra jellemző  $v_{\text{ph}} = 10000 \text{ km s}^{-1}$ ,  $(t - t_0) / (1 + z) = 18$  nap, illetve  $M_{\text{ej}} = 1.44 M_{\odot}$  értékeket alapul véve  $\tau_{\text{tot}} = 28.42$  adódott a teljes optikai mélységre. Ez nagyságrendileg hasonló a 3.8. táblázatban közölt, a SLSN-khoz tartozó értékekkel, ami miatt kijelenthetem, hogy az SN 2010kd és az SN 2019neq esetén kapott ledobott tömegek megbízható nagyságrendi becsléseit adják a valódi ledobott tömegnek.

A SLSN-k nebuláris fázisban készült színekpeinek modellezésével valósághű becslést kaphatunk a ledobott tömegre, ugyanis erre az időszakra a SN légköre teljesen átlátszóvá válik, ezzel rálátást engedve az objektum legbelső rétegeire. Ekkor Maurer & Mazzali (2010) szerint egy tipikus Ib/c SN-nál a ledobott tömegnek akár a  $\sim 70\%$ -át alkothatja oxigén. Ezt az SN 2010kd-ra kiszámítva harmadik szerzős cikkemben (Kumar et al., 2020)  $\sim 20 M_{\odot}$ -es érték adódott mint alsó korlát. Ez összhangban van a bolometrikus fénygörbe modellezése során kiszámított ledobott tömeggel, így megbízható alsó becslést ad a teljes ledobott tömegre. Sajnos az SN 2019neq esetén nem állt rendelkezésre nebuláris fázisában készített spektrum, ugyanis a SLSN akkor a Nap mögött helyezkedett el.

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?

---

Kapcsolódó publikáció: Könyves-Tóth, R. & Vinkó, J. 2021, ApJ 909, 24

---

Ebben az alfejezetben bemutatom egy 28 szuperfényes szupernóvából álló minta spektroszkópai vizsgálatát. Leírom, milyen módszert fejlesztettem ki a fotoszférikus sebességeknek a spektrumból való gyors és megbízható becslésére, miként vettem észre, hogy a SLSN-k a maximum előtti színeképük alapján két csoportra különülnek el, és milyen következtetéseket vontam le a fejlődési ütemük, a fotoszférikus sebességgradiensük, a ledobott tömegük és ezek összefüggése kapcsán.

#### 3.4.1. A ledobott tömeg becslésének módja optikailag vastag SN-légkör esetén

Ahogy arról az 1.2.3., az 1.3. és a 2.2.2. fejezetben is szót ejtettem, a szupernóvák fényességváltozását Arnett (1980) írta le először analitikusan, majd modelljét később Arnett (1982) és Arnett & Fu (1989) fejlesztette tovább. Ezt az egyszerű fél-analitikus megközelítést az irodalomban elsősorattal használják az összes SN-típusra, köztük a II-P (Popov, 1993; Arnett & Fu, 1989; Nagy et al., 2014), az Ia (Pinto & Eastman, 2000a,b) és az Ib/c (Valenti et al., 2008) típusú hagyományos értelemben vett SN-kra, valamint szuperfényes rokonaikra is (Chatzopoulos et al., 2012, 2013b). Ezeknek az "Arnett-modelleknek" a fizikáját Branch & Wheeler (2017) műve összegzi. A modellek alapfeltevéseit és kiindulási egyenleteit, illetve a fotondiffúziós és hidrodinamikai időskála definícióját, és az Arnett-szabályt részletesen ismertettem az imént említett fejezetekben.

Ezt kiegészítendő, hozzáfűzöm a robbanástól a maximumig történő felfényesedési idő definícióját a SN-hoz rögzített koordináta-rendszerben, amely egyszerűbbé teszi az I-es típusú SLSN-k vizsgálatához használt összefüggéseket. Ha  $t_{\max}$  a maximum mért időpontja és  $t_0$  a robbanás pillanata (ami valójában a homológ tágulás kezdetét jelzi a megfigyelő vonatkoztatási rendszerében), akkor a maximumig történő felfényesedés ideje a SN nyugalmi rendszerében kiszámítható a

$$t_{\text{rise}} = \frac{t_{\max} - t_0}{1 + z} \quad (3.18)$$

formula segítségével, ahol  $z$  a SN vöröseltolódását jelöli (lásd a 2.18. képletet).

Fontos megjegyezni azt is, hogy az Arnett-szabály valójában csak a maximális fényességnek a robbanáshoz képesti időpontját határozza meg, a a táguló SN-burok fűtési mechanizmusát nem. Ennek az egyik következménye, hogy a maximumban mért luminozitás értéke csak akkor számítható ki, ha ismerjük a fűtési mechanizmust is. Ez az Ia típusú SN-knál, amelyek esetén a luminozitás a radioaktív  $^{56}\text{Ni}$  bomlásából származik, jól ismert, és lehetővé teszi a kezdeti nikkeltömegnek a mért fénygörbe modellezéséből való becslését (lásd pl. a 3.2. fejezetben). Ugyanez nem mondható el a szuperfényes szupernóvákról, ahol a robbanást kiváltó ok jelenleg ismeretlen, és nagy valószínűséggel a fűtésért nem a radioaktív nikkelt bomlása a felelős (lásd pl. Chatzopoulos et al., 2013b). Éppen ezért jelen munkámban az Arnett-szabályt a ledobódó anyagfelhő maximális fényesség idején mérhető tulajdonságainak meghatározására használom, eltekintve a robbanási mechanizmus mibenlététől.

Ekkor a ledobott tömeget kétféleképpen is becsülhetjük. Először is a 3.3.5. fejezetben megtalálható 3.17. egyenletből, amelybe ha behelyettesítjük a felfényesedési idő 3.18. formulában megadott definícióját, majd az optikai mélységet  $\tau = 3c/v_{\text{ph}}$ -val tesszük egyenlővé, az alábbi összefüggést kapjuk:

$$M_{\text{ej}} = 4\pi \frac{c}{\kappa} v_{\text{ph}} t_{\text{rise}}^2, \quad (3.19)$$

ahol  $v_{\text{ph}}$  a maximumkor mért fotoszférikus sebesség (lásd: 3.3.5. fejezet), illetve  $R_{\text{ph}} = v_{\text{ph}} t_{\text{rise}}$  a fotoszféra sugara.

A ledobott tömegekre használható másik képlet az Arnett-modell feltevéseit alkalmazva, az 1.2.3. fejezetben megtalálható 1.22. egyenlet átalakításával hasonlóan adódik, mint a 3.19. egyenlet:

$$M_{\text{ej}} = \frac{\beta c}{2\kappa} v_{\text{ph}} \tau_{lc}^2. \quad (3.20)$$

Noha a  $\tau_{lc}$  mennyiség nem mérhető közvetlenül, értéke egyenesen arányos a felfényesedési idővel, így a 3.19., illetve a 3.20. összefüggésből nagyjából azonos érték számítható ki a ledobott tömegekre. A két egyenlet pusztán egy konstans szorzóban tér el egymástól:

$$4\pi \cdot \frac{2}{\beta} = 1.82. \quad (3.21)$$

A későbbiekben a 3.19. és a 3.20. egyenleteket alkalmazom a vizsgált I-es típusú SLSN-k ledobott tömegének becslésére. Megjegyzendő, hogy munkám során, bár központi fűtést feltételezek, amelynek esetén a termalizálódott fotonok diffúzió során szabadulnak fel, nem kísérem meg a robbanási mechanizmus feltárását.

### 3.4.2. A fotoszférikus sebességek meghatározása

Ebben a fejezetben leírom, hogy miként becsültem a 2.3.2. fejezetben bemutatott, 28 I-es típusú SLSN fotoszférikus sebességeit ( $v_{\text{ph}}$ ). Ennek a fizikai mennyiségnek a csúcspont környékén mért értéke ugyanis elengedhetetlen a ledobott tömegeknek a 3.19. és a 3.20. egyenletekből való kiszámításához. A maximum után  $\sim 30$  nappal mért  $v_{\text{ph}}$  ismerete ugyancsak fontos szerepet játszik a sebességgradiensek becslésében, amelyeknek segítségével a vizsgált objektumok besorolhatóak a lassan, illetve a gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-alcsoportokba.

A fotoszférikus sebességek pontos meghatározása azonban nem egyszerű feladat, hiszen a SLSN-k spektruma általában széles és erősen átfedő vonalak együtteséből tevődik össze könnyedén elkülöníthető és azonosítható P Cygni profilok helyett. Ez esetben tehát szintén szükséges egy spektrummodellező kód használata a SN-burokban megtalálható kémiai elemek azonosítása és így a  $v_{\text{ph}}$  meghatározása végett. Mindennek ellenére a modellezés során sem mindig lehetséges egyértelműen azonosítani a vonalakat: mint ahogy a 3.3.2. fejezetben megfogalmaztam, bizonyos esetekben egy adott abszorpciós vonal egyformán jól illeszthető különböző elemekkel vagy azok kombinációjával. Ezenkívül megemlíteném, hogy egy 28 SLSN-ből álló minta összes spektrumának interaktív módon történő modellezése meglehetősen időigényes feladat lenne, nem is beszélve az összes spektrum automata kóddal történő modellezéséről, amelynek lefutása spektrumonként hónapos időskálájú lenne. Éppen ezért az alábbiakban bemutatok egy gyorsabb, ám a modellezéshez hasonlóan megbízható módszert a fotoszférikus sebességek meghatározására, amely a Takáts & Vinkó (2012) és Liu et al. (2017) által is leírt technikát alapul véve ötvözi a spektrummodellezést a keresztkorreláció-számítással.

### A módszer

Az I-es típusú SLSN-k maximum előtti színeképében gyakran jelen van egy W alakú abszorpciós vonalegyüttes  $\sim 3900$  és  $\sim 4500$  Å között (lásd pl. Quimby et al., 2018; Perley et al., 2019). Ezt általában az O II elemmel azonosítják, s az irodalomban megtalálható feltételezések szerint nyomjelzőként van jelen az összes I-es típusú SLSN spektrumában. Liu et al. (2017) normál és szuperfényes SN-k nagy elemszámú mintájának vizsgálata során arra a megállapításra jutott, hogy az említett W alakú abszorpció az összes I-es típusú SLSN spektrumában megtalálható, azonban hiányzik a vizsgált normál, illetve széles vonalú Ic-k esetében. Szerintük tehát a W alak jelenléte vagy hiánya alapján könnyedén elkülöníthetjük az I-es típusú SLSN-kat a hozzájuk spektroszkópiailag hasonlóknak mondott Ic és BL-Ic SN-ktől pusztán a maximum előtti színekép vizsgálatának segítségével.

Ez alapján feltételeztem, hogy a W alakú O II abszorpció jelentős szerepet játszik mind a 28 vizsgált SLSN színeképének kialakításában. A fotoszférikus sebesség meghatározásához először is SYN++ (Thomas et al., 2011) modellek sorozatát hoztam létre, amelyek csak az O II elemet tartalmazzák (lásd: 3.26. ábra). Ezekben a modellekben 17000 K a fotoszférikus hőmérséklet és azonosak a lokális paraméterértékek, egyedül a fotoszférikus sebesség az eltérő: a  $v_{ph}$  10000-től 30000 km s<sup>-1</sup>-ig változik 1000 km s<sup>-1</sup>-os lépésközzel. Ezeket a modelleket különböző színekkel szemlélteti a 3.26. ábra. A rögzített globális ( $a_0$ ,  $v_{ph}$ ,  $T_{ph}$ ) és lokális ( $\log \tau$ ,  $v_{min}$ ,  $v_{max}$ ,  $aux$ ,  $T_{exc}$ ) paraméterek választott értékei kiolvashatóak a D Függelék D1. táblázatából.

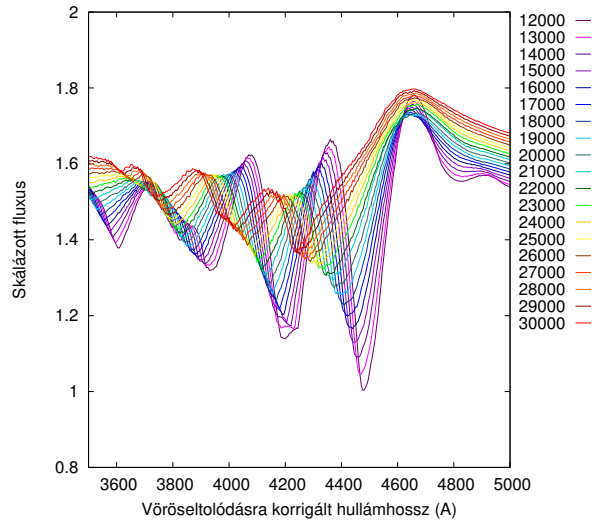
Az O II-modellek elkészítése után keresztkorreláltam őket egymással az IRAF-on belüli onedspec.rv csomag fxcor parancsának használatával. A  $v_{ph} = 10000$  km s<sup>-1</sup>-hoz tartozó modellt mintaspektrumnak választva kiszámoltam az összes keresztkorrelált modellspektrumnak a  $v_{ph} = 10000$  km s<sup>-1</sup>-os mintától vett sebességkülönbségét ( $\Delta v_X$ ). Ezután a  $\Delta v_X$  értékeket összehasonlítottam a modellek közötti valódi sebességkülönbségekkel ( $\Delta v_{ph}$ ), s ez alapján létrehoztam egy korrekciós formulát, ami az fxcor által számolt sebességkülönbségeket a SYN++ modellek közötti valódi, fizikai különbségekké alakítja át. Ez a korrekció lehetőséget nyújt a mért spektrumok fotoszférikus sebességeinek megbízható becslésére (lásd pl. Takáts & Vinkó, 2012). Módszerem hasonló a Liu et al. (2017) által publikálthoz, noha velük ellentétben nem a maximum után Fe II  $\lambda 5169$  jelen lévő vonalat, hanem a maximum előtt megfigyelhető W alakú O II abszorpciót veszi alapul.

A modellspektrumok egymással való keresztkorrelációja és a korrekciós formula kialakítása után a vizsgált mintába tartozó 28 SLSN egy-egy maximum előtti spektrumát keresztkorreláltam a  $v_{ph} = 10000$  km s<sup>-1</sup>-os mintaspektrummal. Ekkor lehetőség nyílt a fotoszférikus sebességük meghatározására: az fxcor által meghatározott  $\Delta v_X$  értékekből a korrekciós formula alkalmazásával  $\Delta v_{ph}$  különbségeket képeztem, majd ezt az összeget a mintaspektrum 10000 km s<sup>-1</sup>-os sebességéhez hozzáadva megkaptam a fotoszférikus sebességeket. A módszer ellenőrzése végett a mért spektrumokat együtt ábrázoltam a hozzájuk az fxcor segítségével kiszámolt, majd korrigált fotoszférikus sebességhez legközelebb eső  $v_{ph}$  paraméterű SYN++ modellekkel. Az összehasonlítás során tapasztaltakat a következőkben ismertetem.

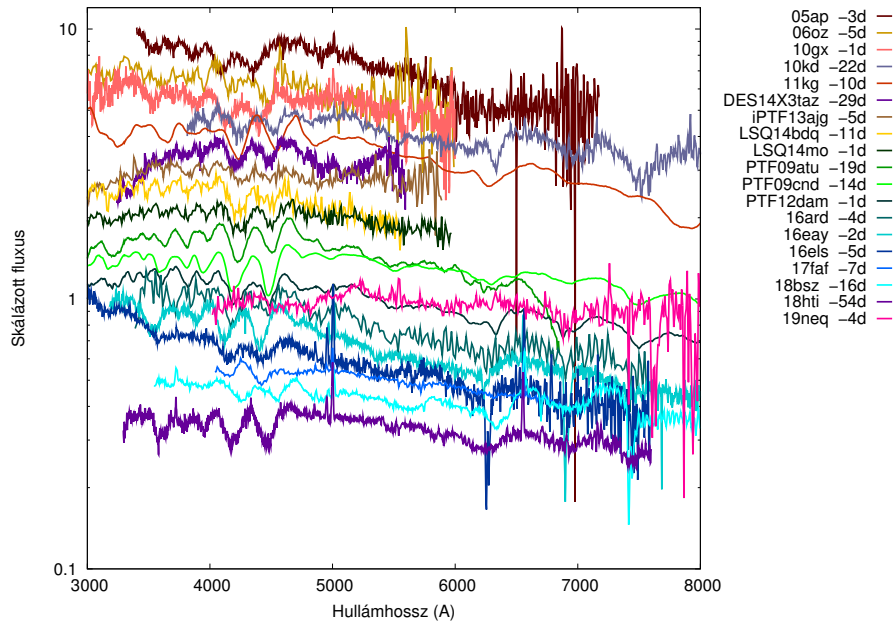
### Az I-es típusú SLSN-k új alcsoportjai

A fentebb leírt módszer alkalmazása után feltűnt, hogy a minta nagyjából 1/3 részéhez fizikailag értelmetlen és lehetetlen fotoszférikus sebességek jöttek ki. Ezen spektrumok részletesebb vizsgálata felfedte a jelenség okát: a kérdéses színeképekben ugyanis egyáltalán nem volt jelen a W alakú abszorpciós vonalegyüttes, így tehát nem meglepő, hogy az arra alapuló keresztkorrelációs folyamat nem működött megfelelően.

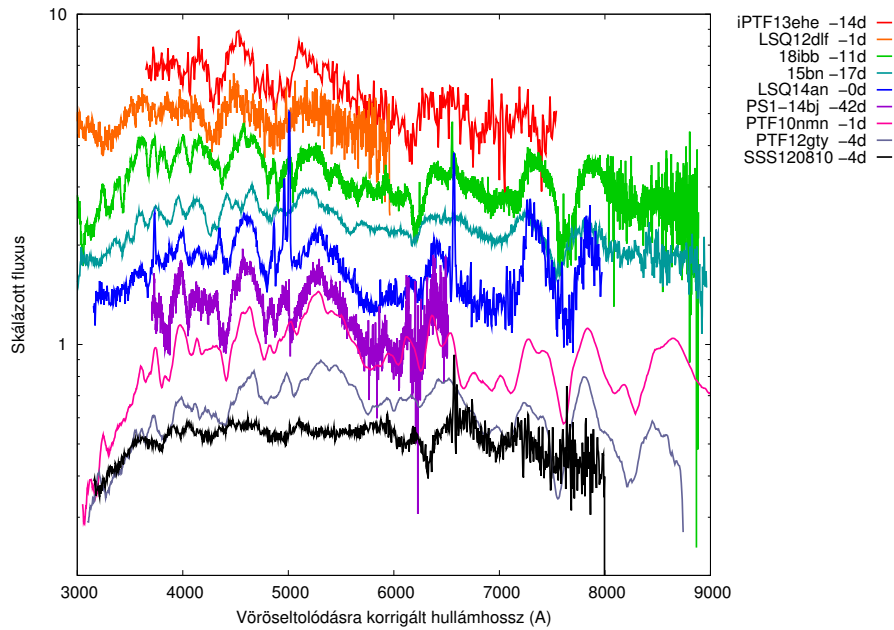
A W-alakot nem tartalmazó spektrumokat együtt ábrázolva kiderült, hogy igen nagy hasonlóságot mutatnak egymáshoz. Prototípusukul a legjobban mintavételezett és az irodalomban részletesen elemzett SN 2015bn-t vá-



**3.26. ábra.** Az I-es típusú SLSN-k maximum előtti spektrumában általában 3900 és 4500 Å között megfigyelhető, W alakú O II abszorpció modellezése a SYN++ kóddal,  $T_{\text{ph}} = 17000$  K-es fotoszférus hőmérsékletet használva. A különböző színek eltérő fotoszférus sebességgel bíró modelleket jelenítenek meg 10000 és 30000  $\text{km s}^{-1}$ -os  $v_{\text{ph}}$ -érték között.



**3.27. ábra.** A W típusba sorolt SLSN-k maximum előtt felvett színeképei egymáshoz képest függőlegesen elcsúsztatva a jó láthatóság érdekében. A különböző színek más-más objektumhoz tartoznak.



**3.28. ábra.** A 15bn típusú SLSN-k maximum előtti spektrumai a 3.27. ábrához hasonló színekódolással és függőleges elcsúsztatással.

lasztottam. Így tehát a vizsgált I-es típusú SLSN-kat két alcsoportra osztottam a W alakú abszorpciónak a maximum előtti spektrumban való jelenléte vagy hiánya alapján. Innentől a két csoportot "W", illetve "15bn" típusú SLSN névvel illetem (lásd például a 3.10. táblázatban).

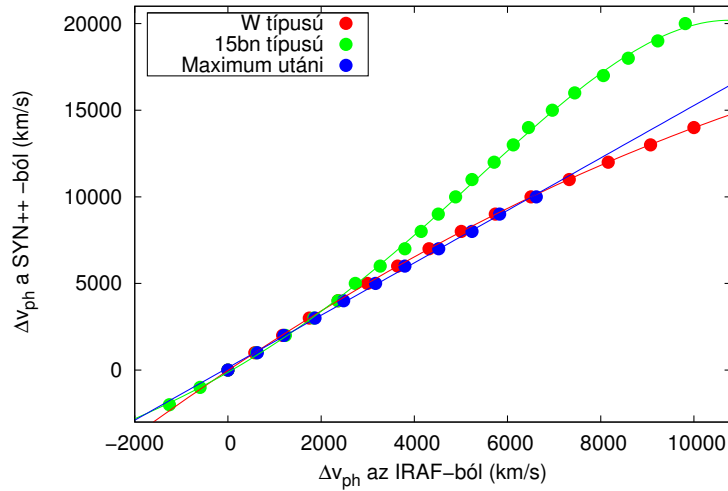
Fontos megjegyezni, hogy az alcsoportok jelenlétét nem erősíti meg számszerűsített statisztikai vizsgálat vagy gépi tanulási algoritmus, ugyanis a 28 SLSN-ből álló minta elemszáma túl kicsi az ilyenfajta számítások kivitelezhetőségéhez. Az viszont bizonyosan megállapítható, hogy a 15bn csoportba tartozó színképek, amelyeket a maximum előtt -42 és 0 nap között készítettek, hiányzik W alakú vonalegyüttes, ellentétben a W típusba tartozóak szintén maximum előtti spektrumaival.

A W típusba sorolt SLSN-k maximum előtt mért spektrumait a 3.27., míg a 15bn típusúakét a 3.28. ábrán jelenítettem meg különböző színekkel, egymástól függőlegesen eltolva a jó láthatóság érdekében.

Az utóbbi alcsoport esetén a  $v_{ph}$  értékeit egy másik SYN++ modellel való keresztkorrelálás által határoztam meg. A  $\Delta v_X$ -ot  $\Delta v_{ph}$ -tá átalakító korrekciós formulát is, amelyet természetesen újrászámoltam.

A keresztkorrelációs vizsgálatot, a korrekciós formulát, valamint a fotoszférikus sebességekre kapott eredményeket a későbbiekben külön-külön ismertetem a W, illetve a 15bn típus esetén.

Ezt követően a maximum után +25 és +35 nap között készült spektrumok fotoszférikus sebességét is meghatározom 9 SLSN esetén, amelyekről rendelkezésre állt adat ebből a fázisból. Ennek fő célja, hogy a vizsgált objektumokat besoroljam a spektroszkópiailag gyorsan (Fast, F), vagy a lassan (Slow, S) fejlődő SLSN-I alcsoportba. Megjegyzendő, hogy számos publikációban (pl. Gal-Yam, 2012; Inserra et al., 2018) a gyors és lassú SLSN-k közötti különbséget a fénygörbe-időskálák segítségével határozták meg, ez azonban sok esetben kevésbé jól definiált, hiszen ekkor a felfényesedési idő a robbanás időpontjának meghatározatlansága miatt igencsak bizonytalan. Éppen ezért az osztályozáshoz a fénygörbeadatokat helyett a maximum és a  $\sim 30$  nappal később mért fotoszférikus sebesség különbségét használtam.



**3.29. ábra.** A SYN++-ban létrehozott modellspektrumok és a mintának kiválasztott színek között az fxcor parancs által számolt sebességkülönbség ( $\Delta v_X$ , vízszintes tengely) összehasonlítása a modellek közötti valódi, fizikai fotoszférikus sebességkülönbséggel ( $\Delta v_{ph}$ , függőleges tengely). A W típusú SLSN-khoz tartozó értékeket pirossal, a 15bn-ekhez tartozókat zöld, a maximum utáni spektrumokhoz számoltakat pedig kék színnel jelenítettem meg. A pontokra mindhárom esetben polinomot illesztettem, amelyet részletesebben a szövegben mutatok be.

### W típusú SLSN-k

A 3.29. ábra a 10000 és 30000 km s<sup>-1</sup> közötti fotoszférikus sebességű O II-modelleknek a mintaspektrumként választott 10000 km s<sup>-1</sup>-ostól vett valódi, fizikai különbségét ( $\Delta v_{ph}$ ) hasonlítja össze az IRAF fxcor parancsának használatával meghatározott sebességkülönbségekkel ( $\Delta v_X$ ). A W típusú SLSN-khoz tartozó, pirossal jelölt pontokra másodfokú függvényt illesztettem, amelynek egyenlete a következő:

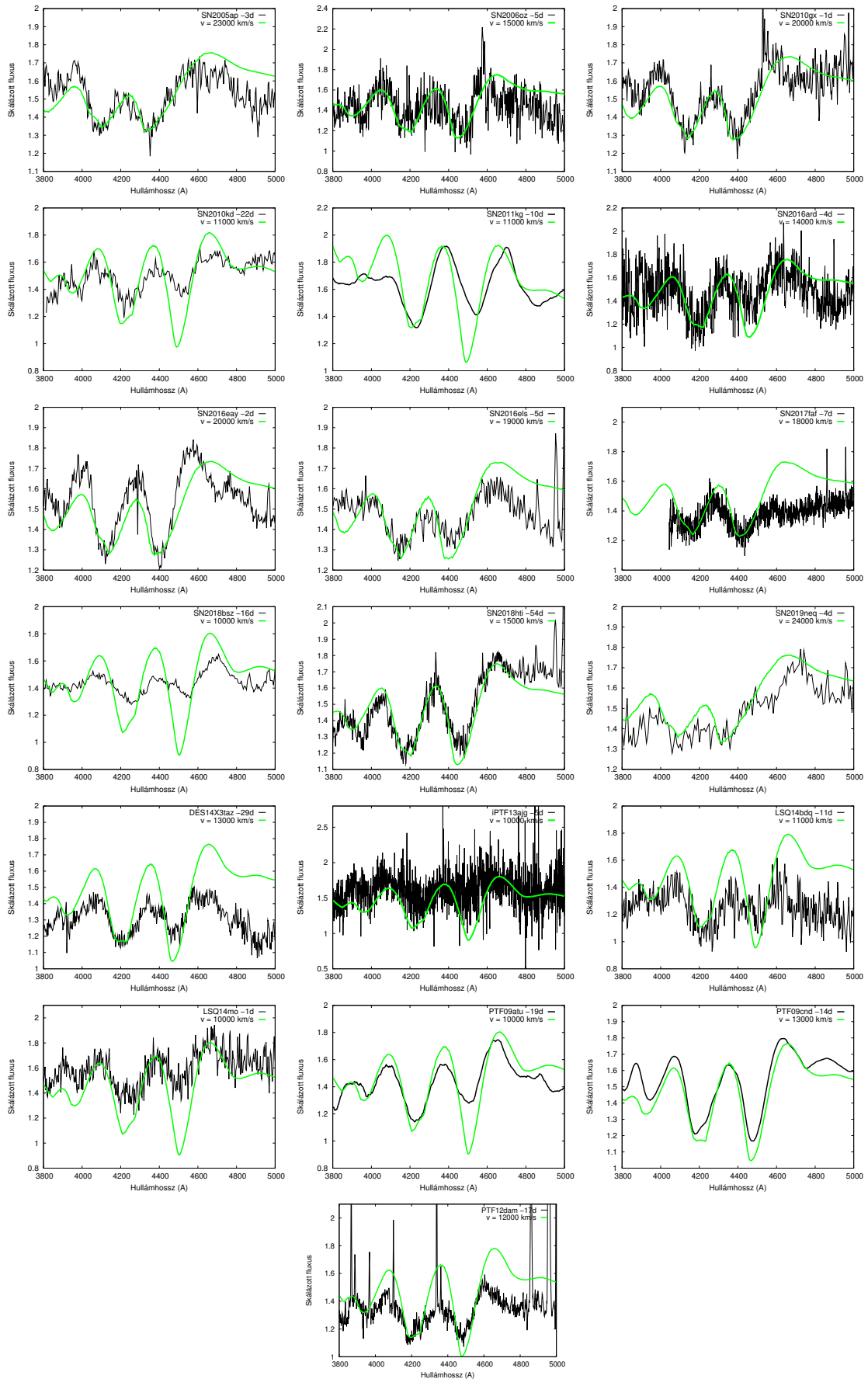
$$\Delta v_{ph} = a_0 + a_1 \cdot \Delta v_X + a_2 \cdot \Delta v_X^2. \quad (3.22)$$

A legjobban illeszkedő esetben a konstansok értékei  $a_0 = 155.01 (\pm 82.64)$ ,  $a_1 = 1.68 (\pm 0.03)$ , és  $a_2 = -2.78 \cdot 10^{-5} (\pm 1.63 \cdot 10^{-6})$ .

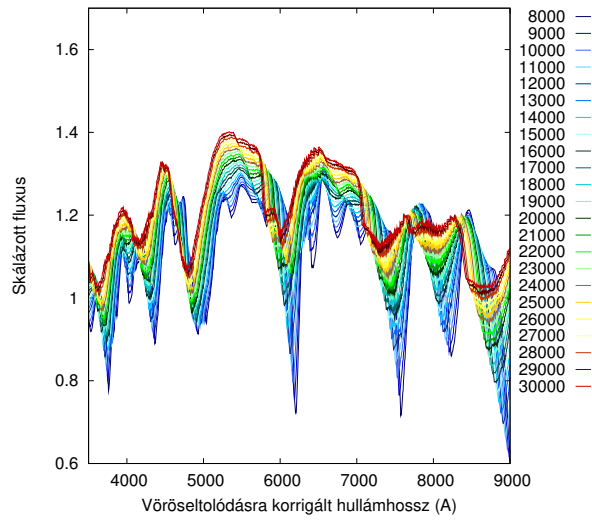
A mért spektrumoknak a minta modellspektrummal történő keresztkorrelálása után a végső  $v_{ph}$  értékek kiszámításának érdekében alkalmaztam a 3.22. egyenletben leírt korrekciós formulát. A fotoszférikus sebességekre kapott eredményeket a színek mérési dátumával és maximumhoz viszonyított fázisával együtt a 3.10. táblázat tartalmazza.

A 3.30. ábra a W típusú SLSN-k maximum előtti spektrumait (fekete vonal) jeleníti meg azzal a SYN++ segítségével számolt modellspektrummal együtt (zöld vonal), amelynek fotoszférikus sebessége az adott SLSN esetén a legjobban hasonlít a fentebb leírt módszerrel kiszámolt  $v_{ph}$  értékéhez. Fontos megjegyezni, hogy a modellszámítás célja ezúttal kizárólag a tágulási sebesség, tehát a vonalminimumok hullámhosszának meghatározása volt, így a 3.30. ábrán feltüntetett SYN++ modellek nem illesztek sem a kontinuum meredekségét, sem az egyes vonalak mélységét.

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?



**3.30. ábra.** A *W* típusba sorolt SLSN-k maximum előtt mért spektrumai (fekete vonal), és a rájuk legjobban illeszkedő, SYN++-ban számolt *O II* modellek (zöld vonal).



**3.31. ábra.** A 15bn típusú SLSN-kra illesztendő SYN++ modellek  $T_{\text{ph}} = 11000$  K fotoszférikus hőmérséklettel, illetve 8000 és 30000  $\text{km s}^{-1}$  közötti fotoszférikus sebességekkel.

### 15bn típusú SLSN-k

A 15bn altípus tagjainak fotoszférikus sebességére vonatkozó becslést a W típusúakra alkalmazott módszer alternatív változatának használatával végeztem el. Ebben az esetben ugyanis szükség volt a teljes, látható tartományon vett színekép modellezésére a  $v_{\text{ph}}$  meghatározásához, hiszen a 15bn típusú spektrumok nem mutatnak jellegzetes, könnyen azonosítható vonalegyüttest a W típusúak 3500 és 5000 Å között megjelenő O II abszorpciójával ellentétben.

Ezért modelleztem a 15bn csoport egy nagy jel/zaj arányú színeképű tagjának, az SN 2018ibb-nek a maximum előtti -11 napos fázisnál mért spektrumát. Ezt a színeképet a D függelék D1. ábrájának felső panelje mutatja fekete vonallal, s piros szín jelzi a hozzá legjobban illeszkedő SYN++ modellt. A modellben fellelhető ionok hozzájárulását a teljes színeképhez egymástól függőlegesen eltoltt narancssárga vonalak formájában tüntettem fel. A legjobb illeszkedést mutató modell a  $T_{\text{ph}} = 11000$  K-es fotoszférikus hőmérsékletű és  $v_{\text{ph}} = 8000$   $\text{km s}^{-1}$ -os fotoszférikus sebességű, a benne fellelhető ionok pedig a következők: C II, O I, Mg II, Si II, Ca II, Fe II és Fe III. Az SN 2018ibb modellezésére kapott globális és lokális SYN++ paraméterértékek fellelhetőek a D Függelék D1. táblázatában.

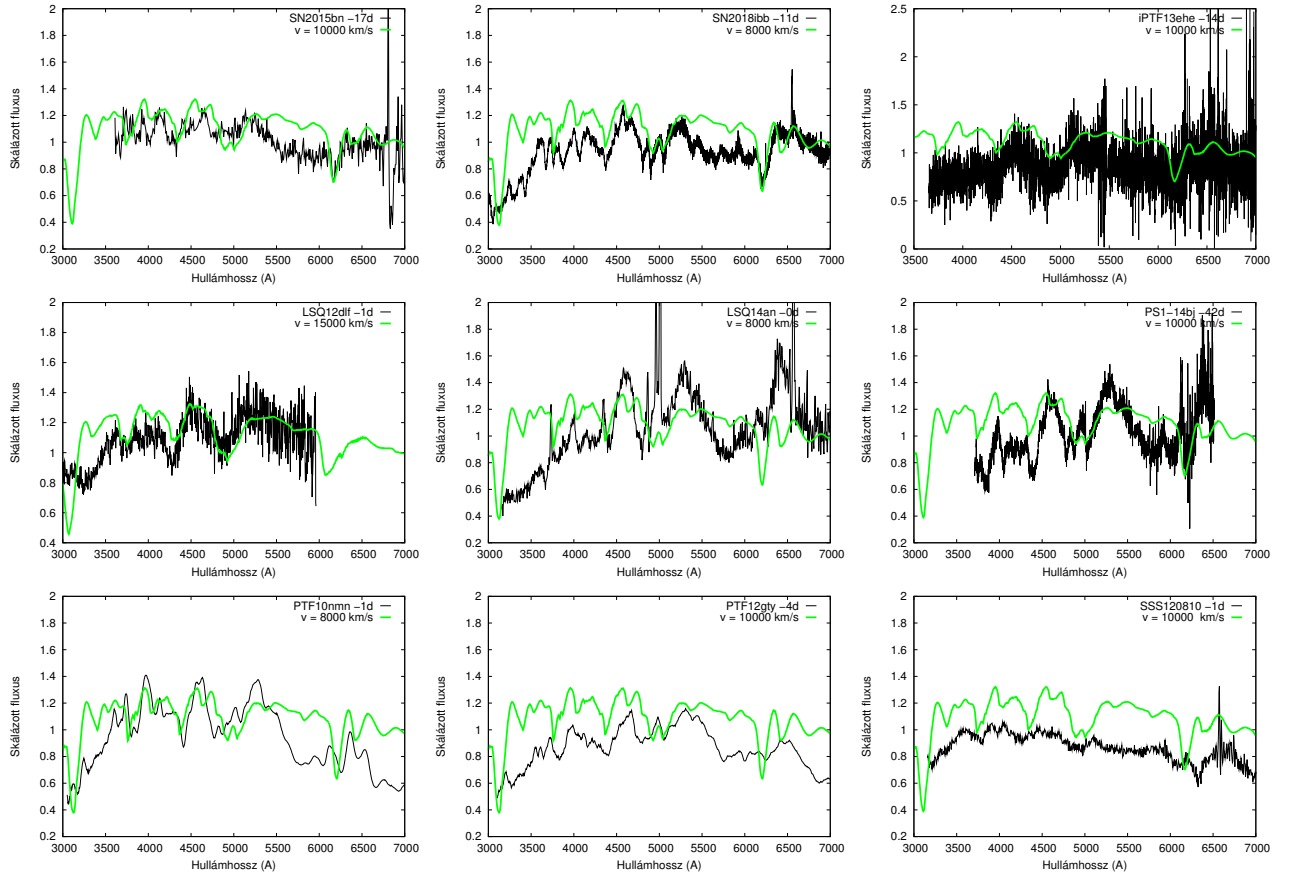
Mindezek után 8000 és 30000  $\text{km s}^{-1}$  közötti fotoszférikus sebességet adó spektrumokat készítettem, amelyekben (természetesen a  $v_{\text{ph}}$ -ot leszámítva) ugyanazok a globális és lokális paraméterek, mint az SN 2018ibb-re legjobban illeszkedő modellben (lásd: 3.31. ábra). Az így kapott modelleket keresztkorreláltam a mintának választott  $v_{\text{ph}} = 10000$   $\text{km s}^{-1}$ -os modellel, majd a W típusúak esetén használt módszert követve meghatároztam a korrekciós formulát az IRAF által számolt és a valódi sebességkülönbségek között. Ez az alábbi képletet eredményezte:

$$\Delta v_{\text{ph}} = a_0 + \sum_{n=1}^4 a_n \cdot \Delta v_{\text{X}}^n, \quad (3.23)$$

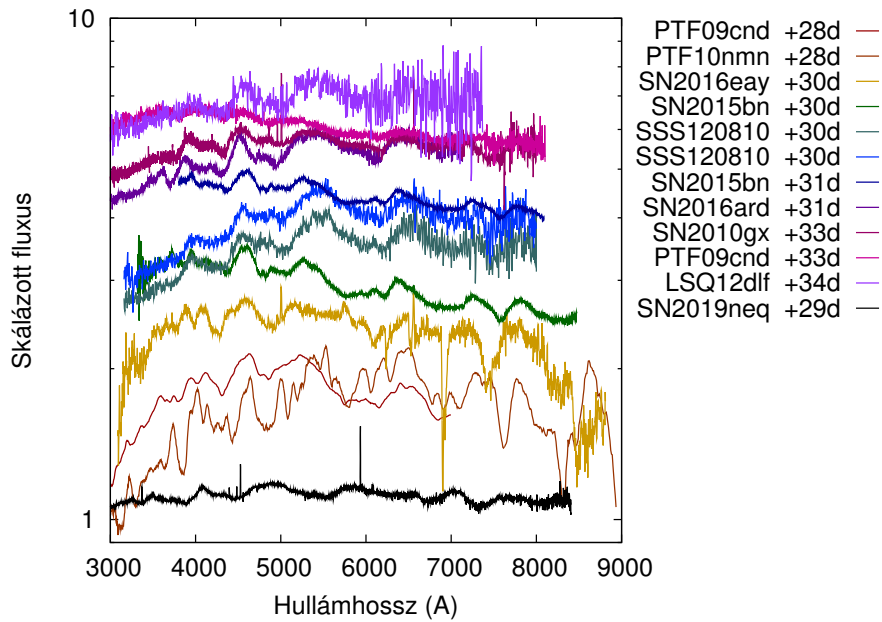
ahol  $a_0 = -128.61 (\pm 79.92)$ ,  $a_1 = 1.53 (0.06)$ ,  $a_2 = 1.09 \cdot 10^{-4} (3.88 \cdot 10^{-5})$ ,  $a_3 = 5.45 \cdot 10^{-9} (7.44 \cdot 10^{-9})$  és  $a_4 = -1.16 \cdot 10^{-12} (4.27 \cdot 10^{-13})$ .

Az így kapott  $\Delta v_{\text{ph}}$  értékeket zöld pontokkal jelenítettem meg a 3.29. ábrán, összekötve őket a rájuk illesztett polinommal (3.23. egyenlet).

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?



**3.32. ábra.** A 15bn típusba sorolt SLSN-k maximum előtt mért spektrumai (fekete vonalak), együtt ábrázolva az SN 2018ibb mért színképére legjobban illeszkedő SYN++ modellnek a korrekciós formula segítségével kiszámított  $\Delta v_{\text{ph}}$  értékievel Doppler-eltolódott változatával (zöld vonalak).



**3.33. ábra.** A maximum után +25 és +35 napos fázis között készült színeképek 9 SLSN esetén.

A 3.23. egyenletben leírt korrekciós formula alkalmazásával végül meghatároztam a 15bn alcsoportba tartozó SLSN-k fotoszférikus sebességeit, melyeket a 3.10. táblázatban gyűjtöttem össze.

A 3.32. ábrán a 15bn típusú SLSN-k mért spektrumait tüntettem fel fekete vonalakkal, a zöld vonalak pedig az SN 2018ibb-re legjobban illeszkedő SYN++ modellnek az adott objektum esetén kiszámolt  $\Delta v_{ph}$  értékkel Doppler-eltolódott változatát mutatják.

A 3.10. táblázatból leolvasható, hogy a 15bn típusú SLSN-k fotoszférikus sebessége általánosságban véve alacsonyabb, mint W típusú társaiké. Ez arra utal, hogy a 15bn csoport tagjai nem csak a spektrumuk megjelenésében, hanem a hozzájuk tartozó  $T_{ph}$  és  $v_{ph}$  paraméterek értékeiben is hasonlítanak egymásra. Ez alapján arra következtethetünk, hogy a 15bn és W típusú objektumok valóban két különböző alcsoportját alkotják a H-szegény SLSN-knak, oly módon, hogy a W típusúakra a maximum előtti időszakban gyorsabb tágulási sebesség és forróbb fotoszféra a jellemző, mint a 15bn típusúakra. Az elkövetkezendő 3.4.3. és 3.4.4. fejezetben további lehetséges különbségeket mutatok be e két csoport tagjai között.

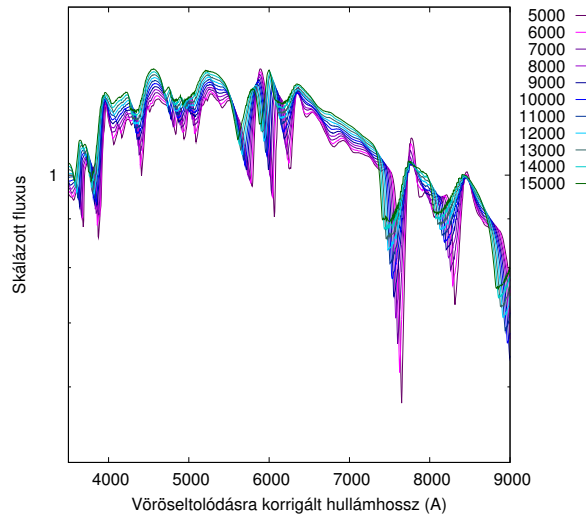
### Maximum utáni spektrumok

Ahhoz, hogy a vizsgált I-es típusú SLSN-kat beoszthassam a spektroszkópiai szempontból lassan, illetve a gyorsan fejlődő alcsoportba, szükséges volt a fotoszférikus sebesség megváltozásának kiszámítása a maximum és a nagyjából +30 napos fázis között (Inserra et al., 2018). Az ebből számolt gradiens alapján ugyanis minden kétséget kizáró módon eldönthető, hogy az adott objektum a fejlődési sebességét tekintve melyik típusba tartozik.

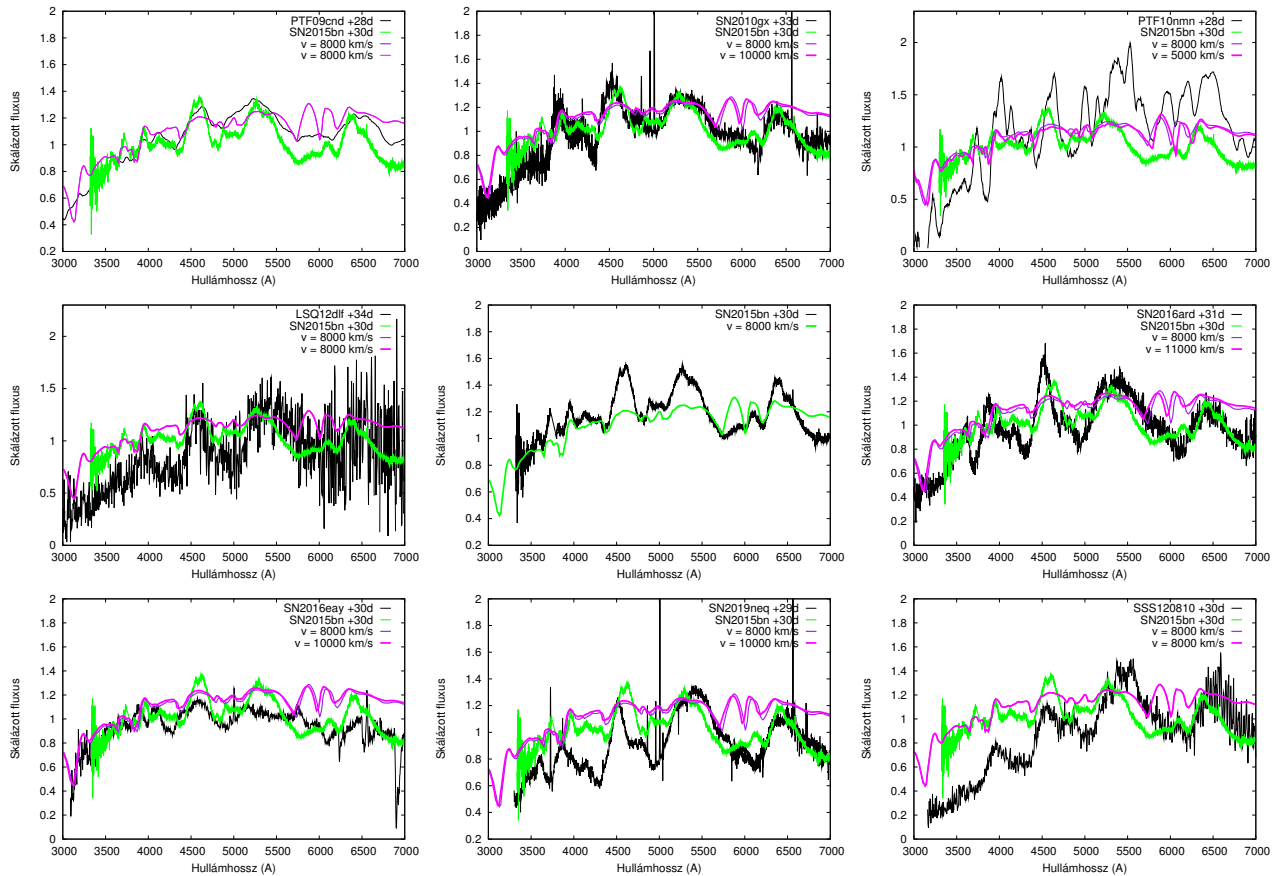
A 28 SLSN-ből álló minta 9 tagja esetében állt rendelkezésre színekép a (+25) – (+35) napos időszakból, s ezek között mind a W típus, mind a 15bn típus képviseltette magát. Az említett 9 SLSN spektruma megfigyelhető a 3.33. ábrán.

A maximum utáni színeképek közül az SN 2015bn +30 napnál felvett spektrumát választottam ki SYN++ -szal való modellezésre. A D Függelék D1. ábrájának alsó paneljén látszik a mért spektrum (fekete vonal), a rá illesztett modell (piros vonal), illetve az egyes elemek hozzájárulása a teljes spektrumhoz (narancssárga vonalak).

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?



**3.34. ábra.** A maximum után  $\sim 30$  nappal készült spektrumokra alkalmazott SYN++ modellek,  $T_{\text{ph}} = 9000$  K-es fotoszférus hőmérséklettel, és  $5000$  és  $15000 \text{ km s}^{-1}$  között változó fotoszférus sebességgel.



**3.35. ábra.** Azon 9 SLSN maximum utáni színeke (fekete vonal), amelyek esetén rendelkezésre állt a maximum után +25 és +35 nap közötti adat. Zölddel az SN 2015bn spektrumának az adott objektumhoz kiszámolt fotoszférus sebességgel való Doppler-eltolódott változatát jelenítettem meg. Az SN 2015bn-re legjobban illeszkedő modellt, amelynek  $v_{\text{ph}} = 8000 \text{ km s}^{-1}$ , lila szín jelzi, míg a rózsaszín vonal ennek a modellnek az adott SLSN esetén kiszámolt  $\Delta v_{\text{ph}}$  értékkel eltolt változatát mutatja (utóbbi kettő szinte elkülöníthetetlenül összemosódik).

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?

**3.9. táblázat.** *A maximum előtt és után meghatározott fotoszférikus sebességek azon 9 SLSN esetén, amelyeknél rendelkezésre állt maximum után készült spektrum.*

SLSN	Fázis (nap)	Maximum előtti $v_{ph}$ (km s <sup>-1</sup> )	Fázis (nap)	Maximum utáni $v_{ph}$ (km s <sup>-1</sup> )	W/15bn	Gyors (F) /Lassú (S)
SN2010gx	-1	20371	+33	9926	W	F
SN2015bn	-17	9870	+30	8136	15bn	S
SN2016ard	-4	14398	+31	11585	W	S
SN2016eay	-2	20362	+30	9814	W	F
SN2019neq	-4	23000	+29	9972	W	F
LSQ12dlf	-1	15000	+34	7916	15bn	S
PTF09cnd	-14	13200	+28	7593	W	S
PTF10nmn	-1	7871	+28	4307	15bn	S
SSS120810	-1	9870	+30	8136	15bn	S

A legjobban illeszkedő modell ez esetben  $T_{ph} = 9000$  K-es fotoszférikus hőmérséklettel és  $v_{ph} = 8000$  km s<sup>-1</sup>-os fotoszférikus sebességgel bír, a benne azonosított elemek pedig O I, Na I, Mg II, Si II, nagy sebességű Si II, Ca II és Fe II. A hozzájuk tartozó paraméterértékek megtalálhatóak a D Függelék D1. táblázatában.

Mivel egy táguló SN-légkör fotoszférikus sebessége az időben előrehaladva fokozatosan csökken, ahogy az atmoszféra egyre átlátszóbbá válik, a maximum utáni  $v_{ph}$  értékek keresztkorrelációval történő meghatározásához a maximum előtti szakaszhoz képest kisebb sebességgel bíró modelleket hasonlítottam össze egymással. Az SN 2015bn +30 napos spektrumához legjobban illeszkedő modellből 11 változatot készítettem, amelyekben az 5000 és 15000 km s<sup>-1</sup> között változó  $v_{ph}$  kivételével azonosak a lokális és globális paraméterekkel. Ezek a modellek a 3.34. ábrán látszanak. Az előzőekben leírthoz hasonló módon elvégeztem közöttük a keresztkorrelációt, és így az alábbi korrekciós formulához jutottam:

$$\Delta v_{ph} = a_0 + a_1 \Delta v_X. \quad (3.24)$$

Itt  $a_0 = 135.62 (\pm 54.81)$  és  $a_1 = 1.51(0.01)$ . Az adatpontokat, illetve a rájuk illesztett egyenest kék színnel tüntettem fel a 3.29. ábrán.

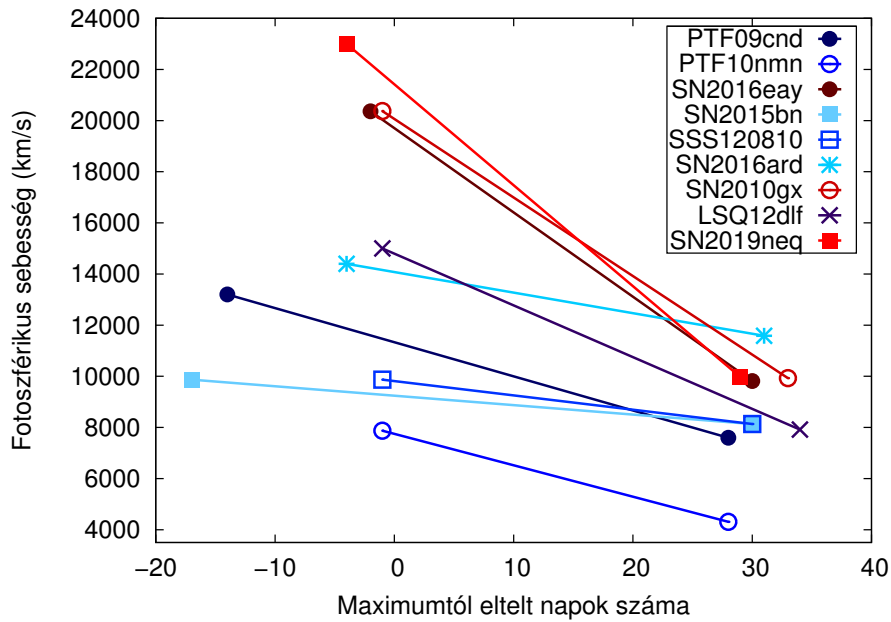
Ezúttal a 9 SLSN maximum után mért színeképeit nem az SN 2015bn +30 napos spektrumára legjobban illeszkedő SYN++ modellel, hanem magával a mért SN 2015bn-spektrummal keresztkorreláltam. Később a színeképeket Doppler-eltoltam a  $\Delta v_{ph}$  sebességkülönbségekkel, amelyeket az fxcor parancs használata után a 3.24. egyenletből számoltam ki. A 3.35. ábra feketével jeleníti meg az említett 9 SLSN mért spektrumát, zölddel pedig az SN 2015bn +30 napos fázisnál készült színeképének a megfelelő sebességgel eltolt változatát. Az SN 2015bn-re legjobban illeszkedő SYN++ modellt, amelynek fotoszférikus sebessége  $v_{ph} = 8000$  km s<sup>-1</sup>, lila színnel jelöltem, míg az adott maximum utáni spektrumhoz legjobban illeszkedő modellt rózsaszínnel.

Az ilyen módon megbecsült fotoszférikus sebességeket a 3.9. táblázatban tüntettem fel a 9 maximum után észlelt színeképű SLSN esetén.

### A gyors és a lassú SLSN-alcsoportokba való besorolás

Azon 9 SLSN-t, amelynek rendelkezésre állt maximum utáni spektruma, egyértelműen be tudtam sorolni az I-es típusú SLSN-k spektroszkópiai szempontból vett gyorsan (F), vagy lassan (S) fejlődő alcsoportjába. A 3.9. táblázatban szerepelnek az említett objektumok esetén mind a maximum előtti, mind az utána számolt  $v_{ph}$  értékek.

A 3.36. ábra a 9 SLSN fotoszférikus sebességének időbeli változását mutatja. Látszik, hogy az SN 2010gx, az

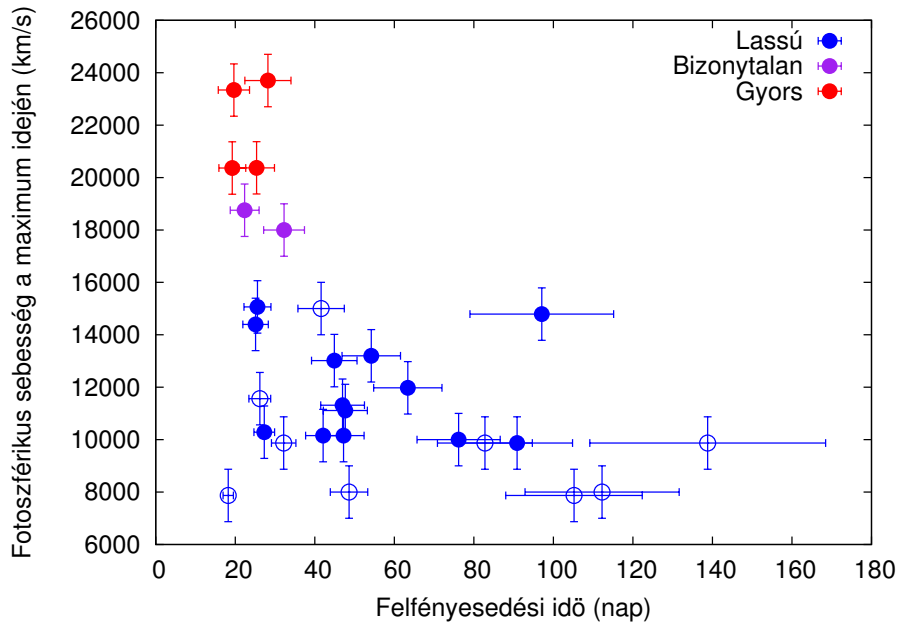


**3.36. ábra.** A 9 maximum után  $\sim 30$  nappal észlelt színképű SLSN fotoszférikus sebességének időbeli fejlődése. Pirossal jelöltem azokat az objektumokat, amelyeknek  $v_{ph} \geq 20000 \text{ km s}^{-1}$  a maximum körül (spektroszkópiailag gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-k), a kék szín különböző árnyalatai pedig a spektroszkópiailag lassan fejlődő SLSN-kat mutatják, amelyek fotoszférikus sebessége a maximumban  $v_{ph} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$ , ami nagyjából állandó marad egészen  $\sim 30$  nappal a csúcs utánig.

SN 2016eay és az SN 2019neq nagyjából kétszer akkora  $v_{ph}$  értéket mutat a csúcs környékén, mint a minta többi tagja. Ez a sebesség gyorsan lecseng a maximum utáni szakaszban, és a  $\sim 30$  napos fázist elérve hasonlóvá válik a maradék 6 objektuméhoz. Ezeket a gyors sebességfejlődést mutató SLSN-kat a piros szín különböző árnyalataival tüntettem fel a 3.36. ábrán, és a továbbiakban spektroszkópiailag szempontból gyorsan fejlődő (F) SLSN-ként hivatkozok rájuk. A kiemelt 3 SLSN gyors fejlődése összhangban van a róluk eddig publikált eredményekkel (pl. Pastorello et al., 2010a; Inserra et al., 2018; Könyves-Tóth et al., 2020b).

Ezzel ellentétben a PTF09cnd, a PTF10nmn, az SN 2015bn, az SSS120810, az SN 2016ard és az LSQ12dlf spektroszkópiailag lassú fejlődést mutat, és a fotoszférikus sebesség értéke nagyjából állandó a megfigyelt időszak alatt. Ezt a 6 SLSN-t a 3.36. ábrán a kék szín különböző tónusai jelzik. Megfigyelhető tehát, hogy ezek az objektumok nagy eltérést mutatnak a gyorsan fejlődő csoportba sorolt 3 SLSN-tól, így innentől kezdve a lassan fejlődő (S) elnevezés illeti őket. Ez az osztályozási módszer összhangban van Inserra et al. (2018) azon gondolatával, miszerint a gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-k sebességgradiense általában meredekebb és a maximumkor nagyobb a fotoszférikus sebesség, mint lassan fejlődő testvéreiknél.

A 3.36. ábrán az is megmutatkozik, hogy a színképüket tekintve gyorsan fejlődő SLSN-k nem csak a sebességfejlődés ütemét tekintve gyorsabbak, hanem a maximumbeli  $v_{ph}$  értékük is jelentősen magasabb, mint a spektroszkópiailag lassan fejlődőké, Inserra et al. (2018) publikációjával ugyancsak konzisztens módon. Szintén leolvasható az ábráról, hogy az F és az S típusú SLSN-k fotoszférikus sebessége hasonlóvá válik a maximum utáni  $\sim 30$ . napra. Ebből is látszik, hogy pusztán a maximumban mért fotoszférikus sebesség ismeretében is lehetséges eldönteni egy objektumról, hogy spektroszkópiailag szempontból a gyorsan, vagy a lassan fejlődő alcsoportba tartozik-e. Innentől kezdve minden olyan SLSN-t, melynek maximumban mért fotoszférikus sebessége  $v_{ph} \geq 20000 \text{ km s}^{-1}$ , a gyorsan, míg a  $v_{ph} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$  értékkel bíró objektumokat a lassan fejlődő I-es típusú



**3.37. ábra.** A vizsgált SLSN-k fotoszférikus sebessége a felfényesedési idő függvényében. A teli körök a W típusú, míg az üresek a 15bn típusú objektumokat jelzik. Pirossal jelenítettem meg a gyors (F), lilával a bizonytalan (N), és kékkel a lassú fejlődésű (S) SLSN-kat.

sú SLSN-alcsoportba sorolom be. A 3.10. táblázatban szerepel a 28 SLSN-ból álló teljes minta tagjainak ilyenén osztályozása.

Szintén szembeötlő a 3.36. ábrán, hogy nem állt rendelkezésre maximum utáni adat olyan SLSN-ről, amelynek a maximumkor mért fotoszférikus sebessége 16000 és 20000  $\text{km s}^{-1}$  közé esik, így az ilyen tulajdonságokkal bíró szupernóvákat nem tudtam egyértelműen a gyors vagy a lassú csoportba sorolni. Szerencsére a 28 SLSN-ből csak két objektum, az SN 2016els és az SN 2017faf esetén állt fenn ez a helyzet, amelyeknek 18754, illetve 18000  $\text{km s}^{-1}$ -os maximumkori fotoszférikus sebességet becsültem. Éppen ezért őket a "bizonytalan (uncertain, N)" SLSN névvel jelölöm a 3.10. táblázatban.

A 3.37. ábra a maximum környékén becsült  $v_{\text{ph}}$  értékeket tünteti fel a felfényesedési idő függvényében a mintába tartozó összes SLSN esetén. Utóbbi mennyiséget a 3.18. egyenletből számoltam ki a robbanás dátumának ( $t_0$ ), és a maximum időpontjának ( $t_{\text{max}}$ ) ismeretében, amelyek fellelhetők a 3.10. táblázatban. A W típusba sorolt objektumokat teli, míg a 15bn csoport tagjait üres körök jelzik. Piros színnel ábrázoltam a spektroszkópiailag gyorsan fejlődő (F), lilával a bizonytalan (N), és kékkel a spektroszkópiailag lassan fejlődő (S) SLSN-kat. Az ábráról leolvasható, hogy a fotoszférikus sebességük alapján F besorolású SLSN-k a fénygörbe-időskálájuk alapján is gyorsan fejlődnek. Ezzel ellentétben a  $v_{\text{ph}} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$  értékkel bíró objektumok, amik tehát a fotoszférikus sebesség alapján a lassan fejlődő csoportot gazdagítják, felfényesedési időskálájukat tekintve a leggyorsabbaktól (néhány hét) a leglassabbakig ( $\sim 140$  nap) terjednek. A spektroszkópiai szempontból lassú fejlődésű SLSN-knak tehát nem mindegyike fejlődik fotometriai szempontból is lassan. Szintén megfigyelhető, hogy a 15bn típusú események (legalábbis a dolgozatomban elemzettek) mindegyike lassú fejlődést mutat a sebesség időbeli változását tekintve, míg a W típusúak színeképüket és fénygörbe-időskáláikat tekintve mind a gyorsan, mind a lassan fejlődő csoportban előfordulnak.

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?

**3.10. táblázat.** A vizsgált I-es típusú SLSN-k felfényesedési idejére és ledobott tömegére adódott értékek.

SLSN	$t_{\text{meres}}[\text{fázis}]$ (nap)	$t_{\text{rise}}$ (nap)	$M_{\text{ej}}(3.19)$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{ej}}(3.20)$ ( $M_{\odot}$ )	$M_{\text{ej}}(\text{átlag})$ ( $M_{\odot}$ )	$\sigma_{\text{sys}}$ ( $M_{\odot}$ )	$\sigma_{\text{rnd}}$ ( $M_{\odot}$ )	$v_{\text{ph}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	W/15bn	F/S/N
SN2005ap	53436 [-3]	19.64	12.74	6.99	9.86	2.87	3.93	23338	W	F
SN2006oz	54061 [-5]	25.58	13.95	7.66	10.80	3.14	3.40	15064	W	S
SN2010gx	55276 [-1]	25.37	18.55	10.19	14.37	4.18	4.48	20371	W	F
SN2010kd	55528 [-22]	47.68	35.75	19.63	27.69	8.06	5.53	11112	W	S
SN2011kg	55926 [-10]	26.17	11.20	6.15	8.68	2.53	2.75	11562	W	S
SN2015bn	57082 [-17]	90.88	115.34	63.33	89.34	26.01	13.95	9870	15bn	S
SN2016ard	57449 [-4]	25.11	12.85	7.06	9.95	2.90	3.20	14398	W	S
SN2016eay	57528 [-2]	19.25	10.68	5.86	8.27	2.41	3.37	20362	W	F
SN2016els	57599 [-5]	22.35	13.26	7.28	10.27	2.99	3.63	18754	W	N
SN2017faf	57934 [-7]	32.26	26.51	14.56	20.54	5.98	5.15	18000	W	N
SN2018bsz	58259 [-16]	76.17	82.09	45.08	63.58	18.51	10.45	10000	W	S
SN2018hti	58428 [-54]	97.08	197.25	108.31	152.78	44.47	18.07	14790	W	S
SN2018ibb	58453 [-11]	112.24	142.61	78.30	110.45	32.15	19.39	8000	15bn	S
SN2019neq	58722 [-4]	28.21	26.69	14.66	20.68	6.02	5.79	23702	W	F
DES14X3taz	57059 [-29]	44.90	37.13	20.39	28.76	8.37	5.72	13017	W	S
iPTF13ajg	56422 [-5]	47.24	32.07	17.61	24.84	7.23	5.15	10155	W	S
iPTF13ehe	56658 [-14]	82.78	95.69	52.54	74.12	21.58	11.92	9870	15bn	S
LSQ12dlf	56149 [-1]	41.59	36.72	20.16	28.44	8.28	5.84	15000	15bn	S
LSQ14an	56660 [0]	18.23	3.70	2.03	2.87	0.83	1.31	7870	15bn	S
LSQ14bdq	56784 [-11]	46.99	35.35	19.41	27.38	7.97	5.49	11314	W	S
LSQ14mo	56694 [-1]	27.29	10.84	5.95	8.40	2.44	2.61	10284	W	S
PS1-14bj	56744 [-42]	138.81	269.11	147.76	208.44	60.67	29.64	9870	15bn	S
PTF09atu	55034 [-19]	42.09	25.46	13.98	19.72	5.74	4.41	10155	W	S
PTF09cnd	55068 [-14]	54.20	54.86	30.12	42.49	12.37	7.36	13199	W	S
PTF10nmn	55384 [-1]	105.19	123.22	67.66	95.44	27.78	17.16	7870	15bn	S
PTF12dam	56072 [-17]	63.39	68.11	37.40	52.75	15.36	8.60	11978	W	S
PTF12gty	56135 [-4]	48.61	26.74	14.68	20.71	6.03	4.70	8000	15bn	S
SSS120810	56158 [-1]	32.18	14.46	7.94	11.20	3.26	3.07	9869	15bn	S

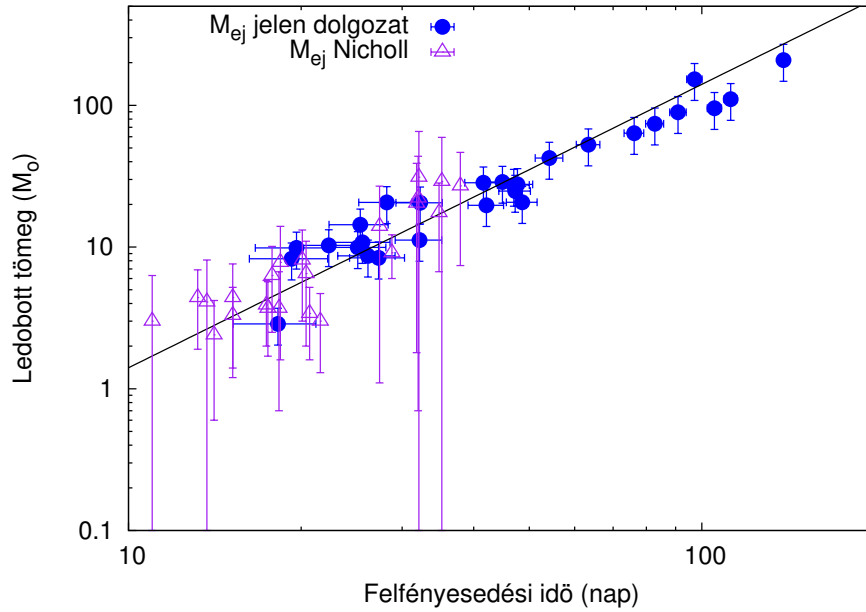
#### 3.4.3. Ledobott tömegek

A fotoszférikus sebesség 3.4.2. fejezetben részletesen bemutatott becslése lehetővé teszi a 3.19 és 3.20. egyenletbe történő behelyettesítést, és így a ledobott tömegek kiszámítását. Ehhez szükséges a fénygörbe felfutási idejének ( $t_{\text{rise}}$ ) a meghatározása is, amelyet az Open Supernova Catalog-ból kigyűjtött vöröseltolódás, valamint a robbanás és a maximum időpontok ismeretében a 3.18. egyenletből számoltam ki.

A 3.19. és 3.20. egyenletből adódott ledobott tömegeket, illetve a becsült  $t_{\text{rise}}$  értékeket a 3.10. táblázatban tüntettem fel. Innentől kezdve a 3.19. egyenletből kiszámolt tömegeket  $M_{\text{ej}}(3.19)$ , a 3.20-ból kijöttéket pedig  $M_{\text{ej}}(3.20)$ -nak nevezem. A ledobott tömegre kapott végső eredmény e kettő számtani közepeként szerepel a 3.10. táblázatban,  $M_{\text{ej}}(\text{átlag})$  elnevezéssel. Az eredmények szisztematikus hibáját a  $\sigma_{\text{sys}} \approx 0.5 \cdot (M_{\text{ej}}(3.19) - M_{\text{ej}}(3.20))$  képlet adja meg.

Az  $M_{\text{ej}}$ -értékeknek véletlenszerű bizonytalanságot is tulajdonítottam ( $\sigma_{\text{rnd}}$ , random hiba), ami a  $v_{\text{ph}}$  és a  $t_{\text{rise}}$  mért, illetve számolt bizonytalanságaiból származtatható a hibaterjedés képleteinek alkalmazásával. A fotoszférikus sebesség bizonytalanságát  $\delta v_{\text{ph}} \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ -nak, a felfényesedési időt pedig  $\delta t_{\text{rise}} \sim 3$  napnak feltételeztem. A szisztematikus és a random hibákra kijött értékeket a 3.10. táblázatban jelenítettem meg minden vizsgált SLSN esetén.

A táblázatból leolvasható, hogy a megfigyelt objektumok ledobott tömege  $2.9 (\pm 0.8)$  és  $208 (\pm 60) M_{\odot}$  között mozog. Ennek átlagértéke a teljes mintára vonatkoztatva  $\langle M_{\text{ej}} \rangle_{\text{össz}} = 42.96 \pm 12.50 M_{\odot}$ , a lassan fejlődő SLSN-kra  $\langle M_{\text{ej}} \rangle_{\text{S}} = 49.07 \pm 14.80 M_{\odot}$ , míg a gyorsan fejlődő és bizonytalan objektumokra együttesen  $\langle M_{\text{ej}} \rangle_{\text{F}} = 14.00 \pm 6.20 M_{\odot}$ .



**3.38. ábra.** A 3.10. táblázatban feltüntetett átlagos ledobott tömegek (kék pontok) a felfényesedési idő függvényében ábrázolva. Megmutatkozik, hogy a gyorsabb felfutás kisebb ledobott tömeget eredményez. A fekete vonal az  $M_{ej}(\text{átlag}) \sim t_{\text{rise}}^2$  relációt tünteti fel az összes objektumra  $10000 \text{ km s}^{-1}$ -os tágulási sebességet és  $\kappa = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  opacitást feltételezve. A Nicholl et al. (2015a) által a saját mintájukra kapott ledobott tömegek lila háromszögekkel jelennek meg. Jól látszik, hogy az általuk számolt értékek szisztematikusan kisebbek a jelen dolgozatban meghatározottaknál, de azokhoz hasonlóan érvényes rájuk az  $M_{ej} \sim t_{\text{rise}}^2$  összefüggés.

A 3.38. ábra a kiszámolt ledobott tömegeket (kék pontok) ábrázolja a felfényesedési idő függvényében. Látszik, hogy a ledobott tömegek logaritmusában egyenesen arányos a felfényesedési idő logaritmusával, ez pedig arra utal, hogy a hosszabb felfutási idejű SLSN-k nagyobb tömeget dobhatnak le, mint gyorsabban fejlődő társaik.

### Összehasonlítás Nicholl et al. (2015) eredményeivel

A ledobott tömegekre kapott eredményeket összevetettem Nicholl et al. (2015a) számolásaival, akik ezt a mennyiséget normál és szuperfényes szupernóvák bolometrikus fénygörbéjének modellezésével határozták meg. Publikációjukban az Arnett (1980)-formula (vagyis a 3.20. egyenlet) módosított változatát alkalmazták az "átlagos fénygörbe-időskála" nevű mennyiség bevezetése után. Ez a következőképpen írható le:  $\tau_{lc} = 0.5 \cdot (t_{\text{rise}} + t_{\text{dec}})$ , ahol  $t_{\text{dec}}$  a lecsengés üteme. A  $t_{\text{rise}}$  felfényesedési időt a maximumban mért luminozitás e-ed részéről a maximumig történő felfényesedés időtartamként, a  $t_{\text{dec}}$  lecsengési időt pedig ugyancsak a maximális fényesség, és az e-ed részére történő fényességsökkenés között eltelt napok számával definiálták. Ez az elképzelés különbözik mind Arnett (1980) definíciójától, aki a  $\tau_{lc} = \sqrt{2\tau_d\tau_h}$  egyenletből számította ki az átlagos fénygörbe-időskálát, mind az általam használt 3.18. egyenletől.

Ezenkívül Nicholl et al. (2015a) a fotoszférikus sebesség meghatározására is a dolgozatomban bemutatottól különböző technikát alkalmazott, ami a spektrumokban feltételezett Fe II  $\lambda 5169$  vonal  $v_{\text{ph}}$ -becslésére alapult, így az általam számoltaktól természetes módon eltérő eredményeket kapott. A tágulási sebességnek a Fe II  $\lambda 5169$  vonalból történő meghatározásáról viszont kiderült, hogy bizonytalanságokat rejt magában, mint azt korábban a 3.3.2. fejezetben, és a Könyves-Tóth et al. (2020b) cikkben is kiemelttem. Ebből kifolyólag úgy vélem, hogy a W

alakú O II abszorpció, illetve a teljes optikai színek modellezése megbízhatóbb módszert szolgáltat a fotoszférikus sebességek becslésére.

A 3.38. ábrán a Nicholl et al. (2015a) által, az ő mintájukra számolt ledobott tömegek is megjelennek (lila háromszögekként) annak érdekében, hogy eredményeiket összevegyem a sajátjaimmal (kék pontok). Az ábráról leolvasható, hogy a Nicholl et al. (2015a) cikkben publikált  $M_{ej}$  értékek szisztematikusan alacsonyabbak az általam számoltaknál. Ennek oka a különböző fénygörbe-időskála, illetve fotoszférikus sebességbecslési módszer használatában rejlik.

#### 3.4.4. Következtetések

Az itt bemutatott vizsgálat fő célja minden olyan SLSN ledobott tömegének kiszámítása volt, amelyre vannak 2020 előtti, az Open Supernova Catalogban publikusan elérhető, maximum előtti fotometriai és spektroszkópiai adatok. Az  $M_{ej}$  értékek meghatározásához Arnett (1980) formuláit használtam, amelyeket a 3.4.1. fejezet foglal össze. A ledobott tömegek becsléséhez, vagyis a 3.19. és 3.20. egyenletbe történő behelyettesítéshez elengedhetetlen volt a maximum körül mérhető fotoszférikus sebesség meghatározása. Erre munkám során egy gyors és hatásos módszert fejlesztettem ki.

Később rájöttem arra, hogy az I-es típusú SLSN-k maximum előtti színekében  $\sim 3900$  és  $\sim 4500$  Å között gyakran megjelenő, általában O II elemmel azonosított, W alakú abszorpciós vonalegyüttes 28 objektumból álló mintám 9 tagja esetén nem jelenik meg. Ezek a spektrumok hasonlóan bizonyultak az SN 2015bn maximum előtti színekéhez, ami alapján két csoportra osztottam a 28 vizsgált SLSN-t a W alakú abszorpció jelenléte/hiánya szerint, és "W típusú", illetve "15bn típusú" szupernóváknak kereszteltem őket.

A maximum körüli fotoszférikus sebességet mindkét csoport tagjai esetén a SYN++ -ban történő modellezés és a keresztkorrelációs módszer kombinálásával becsültem, amelynek részletei a 3.4.2. fejezetben olvashatóak. A  $v_{ph}$  értékét meghatároztam a maximum után nagyjából +30 nappal is azon 9 SLSN esetén, amelynél rendelkezésre állt akkorról spektroszkópiai adat, hogy ezután besorolhassam objektumaimat a spektroszkópiailag lassan, vagy a gyorsan fejlődő SLSN-alcsoportba. Egy I-es típusú szuperfényes szupernóva színekének fejlődési üteme ugyanis meghatározható a maximum, és az utána 30 nappal mért fotoszférikus sebesség közötti különbség ismeretében. Általánosságban véve megállapítható, hogy a 28 vizsgált objektumból a gyorsan fejlődő SLSN-kra a maximumban nagyobb távulási sebesség és meredekebb sebességgradiens jellemző, míg a lassú csoport képviselői kisebb sebességet mutatnak a maximumban, amely érték nagyjából állandó marad az ezt követő 30 napban. Ez összhangban van Inserra et al. (2018) osztályozási sémájával.

Megfigyeléseim szerint a spektroszkópiailag lassan, illetve gyorsan fejlődő SLSN-alcsoport megkülönböztethető egymástól pusztán a maximumkor mért  $v_{ph}$  alapján is: a gyorsan fejlődőek esetében  $v_{ph} \geq 20000 \text{ km s}^{-1}$ , míg a lassúaknál általában  $v_{ph} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$  a csúcsefényesség idején (lásd: 3.36. ábra).

Néhány szupernóvámnál az F/S típusba történő osztályozás eltér a mások által publikálttól. A vizsgált 28 SLSN-ből 5 (a PTF09cnd, a PTF10nmn, a LSQ14mo, az SN 2016ard, és az iPTF2016ajg) az én módszerem szerint a lassan fejlődő csoportba tartozik, Inserra et al. (2018); Chen et al. (2017a); Blanchard et al. (2018a) és Yu et al. (2017) tanulmányaiban (a hivatkozások sorrendje megfelel a felsorolt SLSN-k sorrendjének), viszont gyorsan fejlődőként szerepel.

Az LSQ12dlf osztályozása is kétségeket rejt magában: jelen dolgozatban, illetve Yu et al. (2017) alapján lassan fejlődő SLSN-nak tűnik, viszont Inserra et al. (2018) gyorsként hivatkozik rá. A különbség oka ebben és az előző esetekben is a gyors/lassú fejlődés definíciójának különbözőségében rejlik: míg Inserra et al. (2018) a

### 3.4. Szuperfényes szupernóvák – összefügg-e a ledobott tömeg és a sebességgradiens a lassú/gyors fejlődési ütemmel?

maximumkor  $v_{\text{ph}} \geq 12000 \text{ km s}^{-1}$  SLSN-kat sorolja a gyorsak közé, az én munkám szerint a két csoport közötti határ  $v_{\text{ph}} \geq 16000 \text{ km s}^{-1}$ -nál van. Mint ahogy az a 3.36. ábrán is látszik, az SN 2016ard a csúcsfényesség idején  $v_{\text{ph}} \geq 12000 \text{ km s}^{-1}$  sebességű, ugyanakkor sebességfejlődése az egyik leglassabb a megfigyelték közül, míg az LSQ12dlf  $v_{\text{ph}} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$  tágulási sebességgel bír, gradiense pedig közepes meredekségű.

Szintén megállapítható, hogy a fotoszférikus sebességük alapján a gyorsan fejlődő SLSN-alcsoportot gazdagító objektumok a fénygörbe-időskálát tekintve is gyorsan fejlődnek. Ezzel ellentétben a  $v_{\text{ph}}$  szerint lassú besorolást kapott SLSN-k a néhány hetestől kezdve egészen a  $\sim 150$  napig elhúzódó felfényesedési idővel bírnak (lásd: 3.37. ábra).

Fontos megjegyezni azt is, hogy az összes 15bn típusú SLSN a lassú csoportba került a  $v_{\text{ph}}$  tekintetében, a W típusúak viszont spektroszkópiailag mind a lassú, mind a gyors SLSN-I alcsoportban előfordulnak.

A ledobott tömeg számtani közepére 28 tagból álló mintám esetén  $\langle M_{\text{ej}} \rangle_{\text{össz}} = 42.96 \pm 12.50 M_{\odot}$  adódott, amelyek értéke 3 és  $208 M_{\odot}$  között mozog. Ez jóval magasabb, mint a Nicholl et al. (2015a) által másik SLSN-kra meghatározott átlagos ledobott tömeg ( $\langle M_{\text{ej}} \rangle \sim 10 M_{\odot}$ , 3 és  $30 M_{\odot}$  között). A különbség oka az eltérő fotoszférikus sebesség-, illetve fénygörbe-időskála meghatározási eljárásban keresendő.

Megfigyelhető az is, hogy a gyorsan fejlődő és a "bizonytalan" SLSN-k együttes ledobott tömeg-átlagát ( $\langle M_{\text{ej}} \rangle_{\text{F}} = 14.00 \pm 6.20 M_{\odot}$ ) jelentősen meghaladja a lassú eseményekhez tartozó érték ( $\langle M_{\text{ej}} \rangle_{\text{S}} = 49.07 \pm 14.80 M_{\odot}$ ). Első pillantásra úgy tűnik, hogy a gyors és a lassú fejlődésű SLSN-k közötti kettősség mibenléte a ledobott anyag mennyiségében rejlik, ám minthogy a vizsgálatot igen kis elemszámú mintára (28 objektum) hajtottam végre, az itt megfogalmazott állítások nem fogadhatóak el általános igazsággént.

## 4. fejezet

# Összefoglalás

A doktori kutatásomban vizsgált szupernóvák asztrofizikájának bővebb megismerésére irányuló vizsgálatok bár már régóta a változócsillagászat népszerű kutatási területét képezik, még napjainkban is rengeteg vitatott, vagy tisztázatlan kérdésre világítanak rá. Ezek a (jórészt) extragalaxisokban felrobbanó csillagok ugyanis csak a rövid ideig tartó felfényesedés és az annál valamivel lassabb elhalványulás időtartama alatt figyelhetők meg, a végállapot felé közeledő csillagelődöt, vagy a robbanás után esetlegesen visszamaradt objektumot az esetek nagy részében lehetetlen detektálni. Éppen ezért a szülőcsillag, valamint gazdagalaxis tulajdonságainak, illetve a robbanás fizikai paramétereinek és mechanizmusának megismeréséhez csak a megfigyelt jellemzők, tehát a fénygörbe és a spektrum áll rendelkezésre. Ezek modellezésével becslést tehetünk egyebek mellett például a felrobbanó csillag kémiai összetételére, tágulási sebességére, kezdeti nikkeltömegére, ledobott tömegére, s ezáltal közelebb kerülhetünk a robbanási mechanizmus megértéséhez.

Különösen sok mindent nem értünk még a szupernóvák másfél évtizede felfedezett, extrém nagy luminozitással bíró alfajával, a szuperfényes szupernóvákkal kapcsolatban. Éppen ezért a normál II-P és Ia típusú SN-k elemzésén túl munkám szerves részeként foglalkoztam a hidrogénben szegény SLSN-k vizsgálatával is.

Kutatásom során elsőként meghatároztam a II-P típusú SN 2017eaw nevű SN távolságát a vastag hidrogénburkú objektumokra jól alkalmazható táguló fotoszféra módszerrel, amelyre  $7.22 \pm 0.41$  Mpc-et kaptam. Számításaimhoz saját C programot használtam, eredményem helyességét pedig Takáts & Vinkó (2012) formulájával teszteltem. Ezáltal megbizonyosodtam afelől, hogy programom megbízható becslést ad a vizsgált objektum távolságára, így alkalmazható a későbbiekben további II-P típusú szupernóvák távolságbecslésére is.

Másodszor 17 Ia típusú SN fizikai paramétereit vizsgáltam fotometriai módszerekkel. Az objektumokról 2016. és 2018. között készültek mérések a CSFK KTM CSI Piskésetői Observatóriumának 60/90 cm-es Schmidt-távcsövével, melyeket részben én végeztem el a ccdsh vezérlőprogram használatával. A Johnson–Cousins-féle  $BVR_C$ , illetve  $I_C$  szűrőkben készült adatok redukálását szintén részben én hajtottam végre az IRAF program-csomaghoz írt, saját fotometriai pipeline segítségével. Az adatok egységesítése végett a mások által, régebben kiredukált képekhez új összehasonlító csillagokat választottam a PanSTARRS katalógusból, majd újra elvégeztem rajtuk a fotometriai elemzést.

A kiredukált  $BVRI$  fénygörbék többszín-fotometriai modellezéséhez a SNooPy2 kódot használtam, amelynek során illesztési paraméterként adódott objektumaim gazdagalaxisának vörösödése ( $E(B - V)_{\text{host}}$ ), a B szűrőben mért maximális fényességének időpontja ( $T_{\text{max}}$ ), a vörösödésfüggetlen távolságmodulus ( $\mu_0$ ), illetve a halványodási ütem ( $S_{BV}$ ,  $\Delta m_{15}$ ).

A gazdagalaxis- és tejútrendszerbeli vörösödésre való korrigálás után a mérések által le nem fedett UV- és

IR-hullámhosszakhoz tartozó fluxusértékeket extrapolációval becsültem. Ezután a trapézmódszer használatával elkészítettem a bolometrikus fénygörbéket, s számolásom helyességét 3 UV- és IR-szűrőkben is gyakran mintavételezett SN, az SN 2011fe, az SN 2017erp és az SN 2018oh segítségével ellenőriztem. Ekképpen sikerült megbizonyosodnom arról, hogy az extrapolációval kiszámolt bolometrikus fluxusértékek összhangban vannak a valódi bolometrikus fluxusokkal, így a hiányzó IR- és UV-szűrők által okozott szisztematikus hiba elhanyagolható mértékű. Végül a kapott bolometrikus fluxust luminozitássá alakítottam a SNooPy2-s illesztés paramétereként megkapott távolságmodulusok ismeretében.

A bolometrikus fénygörbéket az Arnett (1982)-féle sugárzási-diffúziós modellen alapuló Minim kód (Chatzopoulos et al., 2012; Li et al., 2019) használatával modelleztem. A program a következő paramétereket optimalizálja: a robbanás időpillanata és a B szűrőben mért maximális fényesség között eltelt idő ( $t_{\text{rise}}$ ), a felfényesedés idejét jellemző fénygörbe-időskála ( $\tau_c$ ), a  $\gamma$ -szivárgás időskálája ( $\tau_\gamma$ ), valamint a kezdeti nikkeltömeg ( $M_{\text{Ni}}$ ). Számításaim során világossá vált, hogy az eredmények nem érzékenyek a gazdagalaxis vörösödési meredekségének megválasztására a kezdeti nikkeltömeget leszámítva. Amennyiben a Minim kódban alapfeltevésként jelen lévő  $R_V = 3.1$ -es törvény helyett  $R_V = 1.5$ -öt alkalmazunk, szisztematikusán kisebb Ni-tömegeket kapunk:  $M_{\text{Ni}}(1.5)/M_{\text{Ni}}(3.1) = 1 - (1.349 \pm 0.046) \cdot E(B - V)_{\text{host}}$ .

Az Arnett-modell kritikus paraméterei közé tartozik a térben és időben is állandónak feltételezett optikai opacitás ( $\kappa$ ). Ennek felső és alsó becslésére Li et al. (2019) módszerét alkalmaztam, ami a  $\tau_c$  és  $\tau_\gamma$  időskála-paraméterek kombinálásával megbízható becslést ad a ledobott tömegre ( $M_{\text{ej}}$ ) és a tágulási sebességre ( $v_{\text{exp}}$ ). Eredményeimet a Scalzo et al. (2014), illetve Li et al. (2019) által két SN, az SN 2011fe és az SN 2018oh esetén számolt paraméterek értékeivel összehasonlítva azt tapasztaltam, hogy számításaim összhangban vannak az irodalmi értékekkel.

Ezt követően a vizsgált Ia SN-k maximum előtti  $(B - V)_0$  színfejlődését tanulmányoztam azzal a céllal, hogy besoroljam őket a Stritzinger et al. (2018)-féle klasszifikáció korai vörös vagy korai kék csoportjába. Még ha adataim összhangban is vannak az Ia SN-k elvárt színfejlődésével, két objektum, az SN 2016bln és az SN 2017erp kivételével, a maximum előtti 10-20. napban mért adatok hiánya miatt nem tudtam elvégezni az osztályozást. Az SN 2016bln a robbanás utáni korai szakaszban mutatott közel konstans, kék színindexe miatt a korai kék csoportba sorolható, ami konzisztens azzal a ténnyel, hogy ez az objektum egy 91T típusú SN, a spektráltípusát tekintve pedig a Branch-féle osztályozás SS osztályába sorolható (Stritzinger et al., 2018). Ezzel ellentétben az SN 2017erp a maximum előtti szakaszban mutatott  $(B - V)_0$  színindexe alapján a korai vörös csoportot gazdagítja. Megjegyzendő azonban, hogy a legkorábbi időszakból még erre a két SN-ra is csak elszórtan vannak mérési adatok, amelyek nagy hibahatárokkal bírtak, így nem vonhatunk le messzemenő következtetéseket velük kapcsolatban.

A korai szakaszban mutatott  $(B - V)_0$  színfejlődést DDE, PDDE és egyéb (pl. N100 Noebauer et al., 2017) robbanási modellekből szintetikusán származtatott  $(B - V)$  színindexekkel is összevettem annak ellenőrzése végett, hogy a bolometrikus fénygörbe-modellezés során kapott nikkeltömegek konzisztensek-e az említett modellekével. A DDE modellekből adódó színindexek összhangot mutattak a bolometrikus fénygörbéből  $R_V = 3.1$ -ös vörösödési meredekséggel számolt Ni-tömegekkel. Ezzel ellentétben a PDDE modellek kevésbé mutattak egyezést, hiszen a mintám összes objektuma esetén hasonló nikkeltömeget becsültek:  $M_{\text{Ni}} \sim 0.65 \pm 0.1 M_\odot$ . Az  $R_V = 1.5$ -es törvény használatakor a Ni-tömegek még kevésbé egyeztek, hiszen a bolometrikus fénygörbéből származtatott Ni-tömegek így szisztematikusán kisebbnek adódtak.

Végül lehetséges összefüggéseket kerestem a robbanás fizikai paraméterei, mint például az  $S_{\text{BV}}$  és  $M_{\text{ej}}$ , az  $S_{\text{BV}}$  és  $M_{\text{Ni}}$ , az  $S_{\text{BV}}$  és  $\tau_\gamma$ , az  $M_{\text{Ni}}$  és  $M_{\text{ej}}$ , valamint a  $\tau_c$  és  $\tau_\gamma$  között. Ezek a relációk, az utolsótól eltekintve, konzisztensek voltak a Scalzo et al. (2019) eredményeivel, valamint a Khatami & Kasen (2019) által megalko-

---

tott formulák segítségével számoltakkal, amennyiben a  $R_V = 3.1$ -es vörösödési meredekséget alkalmazzuk. Az összefüggések meglétét bizonyítandó, kiszámítottam a Pearson-féle korrelációs koefficienseket a hibahatárok figyelembevételével. Ez alapján az  $S_{BV}$  és  $M_{Ni}$ , illetve az  $S_{BV}$  és  $\tau_\gamma$  mennyiségek korrelációt mutatnak. Ezzel ellentétben az  $S_{BV}$  és  $M_{ej}$ , valamint az  $M_{Ni}$  és  $M_{ej}$  értékek között a látszólagos trend ellenére a nagy hibahatárok miatt nem mutatható ki teljes bizonyossággal az összefüggés.

A hagyományos értelemben vett SN-ktől elszakadva doktori dolgozatom többi részében szuperfényes szupernóvák színeképeit vizsgáltam. Harmadik tézisemként összehasonlítottam a 2019-ben felfedezett, gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN 2019neq, és a lassú fejlődést mutató I-es típusú SLSN 2010kd fotoszférikus fázisbeli spektrális fejlődését. Fő célom e két csoport közötti különbségek feltárása volt, hiszen az eltérő spektrális fejlődés különböző összetételre és robbanási mechanizmusra is utalhat. Ezért meghatároztam az említett két objektum kémiai összetételét színeképeknek modellezésével, majd ebből következtettem a fejlődésük sebességére, a bennük található elemekre, azok koncentrációjára és sűrűségére, ezek időbeli változására, valamint alsó becslést tettem a ledobott tömegeikre.

A két vizsgált SLSN-ról a 11.1 x 9.8 méteres tükörmérőjű Hobby-Eberly Telescope (HET) segítségével készítették méréseket amerikai társszerzőim (Benjamin Thomas és J. Craig Wheeler), a régebben felfedezett SN 2010kd esetében az LRS (Low Resolution Spectrograph), a nemrégiben robbant SN 2019neq-nál pedig az LRS2 elnevezésű műszert használatával. A redukálás kivitelezéséhez az IRAF nevű képfeldolgozó programot használtuk először a bias és flatfield képkorrekciók, majd a hullámhossz- és fluxuskalibráció elvégzésével. A feldolgozandó spektrumokat a témavezetőm bocsátotta rendelkezésemre, a további elemzéseket én végeztem.

Elsőként vöröseltolódásra korrigáltam a színeképek hullámhossztengelyét, majd a fluxusértékeket a hullámhosszfüggő intersztelláris extinkcióra, végül pedig az Univerzum tágulásából adódó nem-relativisztikus idődilatació figyelembevételével kiszámítottam a mérések maximumhoz viszonyított fotometriai fázisát.

Ezután modelleztem a mért és feldolgozott színeképeket a SYN++ (Thomas et al., 2011) nevű, C++ programozási nyelvben megírt, szupernóvák kémiai összetételének meghatározásához előszeretettel alkalmazott kód használatával. Ez a program képes a spektrumban fellelhető elemekhez tartozó P Cygni vonalprofilok modellezésére egyszerű alapfeltevések megtétele után. A modellezés során 3 globális, egész spektrumra vonatkozó, és 5 lokális, vagyis csak egy adott vonalra érvényes paraméter megfelelő beállításával igyekeztem interaktív módon reprodukálni a mért színeképeket.

Az SN 2010kd, lassan fejlődő SLSN-I esetén négy időpontban, -27, +11, +129 és +174 napos maximumtól számított fázisnál állt rendelkezésemre spektrum. A legutolsót azonban nem tudtam modellezni, ugyanis addigra a SLSN a nebuláris fázisba lépett, amikor a színeképvonalak jelentős eltérést mutatnak a P Cygni profiltól, így illesztésükre a SYN++ kód nem alkalmas. A +174 napos spektrumban fellelhető tiltott vonalakat Inserra (2019) alapján sikerült azonosítanom.

Az SN 2010kd első három epochájában készült színeképének esetében a modellezés során kapott fotoszférikus sebesség értéke 15000 km s<sup>-1</sup>-ről 10000, majd 4000 km s<sup>-1</sup>-ra csökkent, a fotoszférikus hőmérséklet pedig 15000 K-ről 10500, majd 6500 K-re. A -27 napos fázisnál felvett színeképben C II, C IV, O I, O II, és Si II vonalat azonosítottam, a következő, +11 napnál készült spektrum esetén azonban egy kicsit bonyolultabb volt a helyzet. A második spektrum 6000 és 7000 Å közötti tartományára ugyanis különböző elemeket tartalmazó, de hasonlóan jó illeszkedést mutató, alternatív modellek is lehetségesnek bizonyultak: az egyik modell C, a másik He vonalakat tartalmazott, a harmadik pedig mind a kettőt. A He jelenléte ez esetben egy egzotikus robbanási forgatókönyv megvalósulására utalna, így valószínűsíthető, hogy helytállóbb a C-vonalak jelenlétét feltételező modell. A leg-

jobban illeszkedőnek választott spektrumban a C II, O I, O II, nagy sebességű O II, Si II, nagy sebességű Si II, Mg II, illetve a Fe II vonalait azonosítottam. A +129 napos epochánál felvett színeképben az O I, Na I, Mg II, Si II, nagy sebességű Si II, és Fe II vonalakon kívül az Mg I]  $\lambda 4571\text{\AA}$  félig tiltott vonalát, valamint az [O I]  $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363\text{\AA}$ , és a [Ca II]  $\lambda\lambda 7291, 7323\text{\AA}$  tiltott vonalait azonosítottam, legutóbbiakat Inserra (2019) alapján. A  $\sim 6400\text{--}7200\text{\AA}$  közötti hullámhossztartományt nem sikerült reprodukálnom a SYN++ kód segítségével, nagy valószínűséggel a SLSN fejlődésének erre a szakaszára igencsak jellemző folytonos abszorpció jelenlétének köszönhetően.

A másik vizsgált SLSN, a 2019neq vöröseltolődásra és csillagközi extinkcióra korrigált spektrumait szintén a Thomas et al. (2011) által megalkotott SYN++ kóddal modelleztem 3, a maximumtól számított -4, +5, és +29 napos fázissal jellemezhető időpontban. Az első két epochában felvett spektrumhoz tartozó fotoszférikus sebesség nagyjából állandó,  $21000\text{ km s}^{-1}$ -os értéket vett fel, ami gyors ütemben  $12000\text{ km s}^{-1}$ -ra csökkent a +29 napos mérés idejére, ezzel megmutatván, hogy az SN 2019neq a fotoszférikus sebesség időbeli lecsengését tekintve egy nagyon gyors fejlődést mutató SLSN. A fotoszférikus hőmérséklet ezen időszak alatt  $15000\text{ K}$  -ról  $12000\text{ K}$ -re, végül  $6000\text{ K}$ -re csökkent.

Az SN 2019neq -4 napos fázisnál felvett színeképében C II, C III, O III, Si III, Si IV, Co III és Fe II vonalakat azonosítottam. Későbbi vizsgálataim során kiderült, hogy a  $4300\text{ és }4500\text{\AA}$  közötti jellegzetes, W alakú abszorpciót O II helyett C III, O III és Si IV elemekkel is az előző modellhez hasonlóan pontosan lehet illeszteni.

A C III, O III és Si IV elemeket tartalmazó "alternatív modell" létezése összhangban van Hatano et al. (1999) és Dessart (2019) eredményeivel, akik szerint a  $T \sim 15000\text{ K}$ -es fotoszférikus hőmérséklet esetén az O II és az O III, illetve a C II és a C III ionizációs állapotok hasonló optikai mélységgel bírnak, így nagyjából egyenlő valószínűséggel jelennek meg a színeképben. A C II (vagy C III) jelenléte ez esetben szintén meglepő, hiszen ionizált szénvonalakat mindeddig csak lassan fejlődő SLSN-kban azonosítottak, az SN 2019neq viszont klasszifikációm szerint a gyorsan fejlődőek közé tartozik.

A második spektrum, amely +5 napos fázisnál készült, az előző időpontban felvetthez hasonló elemeket tartalmaz, kiegészülve a C I újonnan megjelenő vonalával. A fotoszférikus sebességet a  $4000\text{ és }5000\text{\AA}$  közötti hullámhossztartományon Fe II  $\lambda 5169$ -nek feltételezett abszorpció Doppler-eltolódásának kiszámításával  $v_{\text{ph}} = 16000\text{ km s}^{-1}$ -osnak becsültem, ám az ilyen sebességgel elkészített SYN++ modell kevésbé illeszkedett a mért vonalak abszorpciós minimumához, mint egy nagyobb,  $v_{\text{ph}} = 21000\text{ km s}^{-1}$ -os sebességű modell. A feltételezett Fe II  $\lambda 5169$  vonal környékén különböző vonalszélességi paraméterekkel jellemzett modellek elkészítése alapján kiderült, hogy a kérdéses hullámhosszakon megfigyelhető abszorpciót nem egy, hanem sok kisebb, egymásba olvadó Fe II vonal okozza, ezzel feloldva az összeférhetetlenséget. Végül tehát a mért spektrumra jobban illeszkedő,  $v_{\text{ph}} = 21000\text{ km s}^{-1}$ -os modellt választottam legjobbnak.

A harmadik epochához tartozó spektrum mind összetételében, mind fotoszférikus sebességében eltér az előző két időpontban felvettől. Eddigre a fotoszférikus hőmérséklet  $6000\text{ K}$ -re esett vissza, amelynek megfelelően az előző spektrumokban jelen lévő sokszorosan ionizált elemek helyét átvették a kevésbé ionizált, vagy semleges elemek: O I, Na I, Mg II, Si II és Fe II.

A kémiai összetétel különböző időpontokban történő meghatározása után az elérhető fotoszférikus fázisbeli spektrumok alapján osztályoztam az eddig klasszifikálatlan SN 2019neq-t. Összehasonlítottam a +29 napos fázisnál készült színeképét a lassan fejlődő I-es típusú SLSN-nak ismert SN 2010kd +85 napos spektrumával, s a megfigyelt hasonlóság alapján az SN 2019neq-t a gyorsan fejlődő I-es típusú SLSN-k közé soroltam. Ez az állítás összhangban van a SYN++ modellek segítségével kiszámolt sebességgradienssel is, amelyre  $\dot{v} \sim 375$

---

$\text{km s}^{-1} \text{ nap}^{-1}$ , a SLSN-k esetén megfigyelt egyik legnagyobb érték adódott.

Később a SYN++ modellek referenciavonalaihoz tartozó optikai mélységekből kiszámoltam a három mért spektrumban jelen lévő elemek szám- és tömegsűrűségét, ilyen módon számot adva az SN 2010kd és az SN 2019neq kémiai összetételéről.

A két SLSN spektrális fejlődésének, fotoszférikus sebességének, illetve C II és Fe II optikai mélységének összehasonlítása után arra a következtetésre jutottam, hogy az SN 2010kd sűrűségprofilja különbözik az SN 2019neq-étól, és a ledobott tömege is valamivel nagyobb.

Az objektumok ledobott tömegét a maximum körüli optikai mélység kiszámításával becsültem (Branch & Wheeler, 2017), és az SN 2019neq-ra  $M_{\text{ej}} \sim 23$ , az SN 2010kd-ra pedig  $\sim 48 M_{\odot}$ -os értéket kaptam. Ezek egy nagyságrenddel meghaladják egy tipikus Ia típusú SN ledobott tömegét, s konzisztensek Chatzopoulos et al. (2012) és Nicholl et al. (2016a) eredményeivel, akik I-es típusú SLSN-k bolometrikus fénygörbéjének modellezése során  $20\text{--}40 M_{\odot}$ -es eredményre jutottak. Becsléseim után egy lehetséges összefüggésre bukkantam, miszerint a gyorsabban fejlődő SLSN-k talán kevesebb tömeget dobna le, mint a lassabban fejlődőek. Mivel ez az állítás mindössze két objektum összehasonlításán alapul, bizonyításához szükségessé vált egy nagy elemszámú SLSN-minta vizsgálata.

Hogy megerősítsem az imént megfogalmazott állítást, doktori munkám utolsó téziseként meghatároztam 28, az Open Supernova Catalog-ban (Guillochon et al., 2017) publikus SLSN fotoszférikus sebességét, illetve ledobott tömegét.

Utóbbi mennyiséget az Arnett (1980) által megalkotott sugárzási-diffúziós modell formuláinak segítségével számítottam ki. Azok szerint a ledobott tömeg kiszámításához szükséges a felfényesedési idő, illetve a maximum időpontjához közeli fotoszférikus sebesség ismerete.

A fotoszférikus sebességek becsléséhez egy, a Takáts & Vinkó (2012) által publikálthoz hasonló módszert fejlesztettem ki, amely kombinálja a spektrummodellezést a keresztkorrelációval. Ennek alkalmazásakor észrevettem, hogy az I-es típusú SLSN-k maximum előtti spektrumában tipikusan megmutatkozó W alakú abszorpciós vonalegyüttes, amelyet legtöbbször az O II elem jelenlétének tulajdonítanak, 9 SLSN esetében nincs jelen a megfigyelt színekpekben. Ezen 9 objektum spektruma hasonlóságot mutat az SN 2015bn-ével. Ebből kifolyólag tehát a maximum előtt mutatott spektrum alapján két csoportra osztottam vizsgált objektumaimat: a W, illetve a 15bn típusra. A két csoport esetén különböző SYN++ modellek elkészítése után alkalmaztam a keresztkorrelációs eljárást, hogy a fotoszférikus sebességekre megbízható becslést kapjak.

A mintám részét képező SLSN-knak a spektroszkópiai szempontból lassan, illetve a gyorsan fejlődő SLSN-I alcsoportba történő besorolásához szükségem volt a maximum után mért fotoszférikus sebességek értékére is, hiszen a csúcspénységgörbe és a 30 nappal később mért távulási sebesség közötti különbség meghatározza, hogy egy adott objektum spektroszkópiailag gyorsan vagy lassan fejlődik. A 28 SLSN-ből 9 esetben állt rendelkezésre maximum utáni spektrum, így a sebességfejlődést rájuk meg tudtam állapítani. Ez alapján megállapítottam, hogy a gyorsan fejlődő SLSN-k meredekebb sebességgradienst mutattak, míg a lassan fejlődőek nagyjából állandó, vagy nagyon lassan csökkenő sebességűek a megfigyelt időszak alatt. Ez összhangban van Inserra et al. (2018) eredményeivel.

Számolásaim azt is megerősítik, hogy a spektroszkópiailag gyorsan fejlődő SLSN-k a maximum környékén jelentősen nagyobb fotoszférikus sebességet mutatnak, mint lassan fejlődő testvéreik. Eszerint elég pusztán egy, a csúcspénységgörbe körül kimért színekp ahhoz, hogy az összes vizsgált SLSN-t besorolhassunk a gyors/lassú altípusok egyikébe. Gyors fejlődésűnek tekintettem azokat a SLSN-kat, amelyekre  $v_{\text{ph}} \geq 20000 \text{ km s}^{-1}$ , míg lassúnak a

---

$v_{\text{ph}} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$ -os értékeket.

A mintám részét képező spektroszkópiailag gyorsan fejlődő SLSN-k mindegyikéről megmutatkozott, hogy nem csak a fotoszférikus sebesség, hanem a felfényesedés idejét tekintve is a gyorsan fejlődő csoportot gazdagítja. Ezzel ellentétben a sebességfejlődés alapján lassú fejlődésűnek osztályozott SLSN-k a felfényesedési időskálát tekintve a néhány hetestől kezdve a  $\sim 150$  naposig, tehát a nagyon gyorstól a nagyon lassúig megtalálhatóak. Szintén érdekes, hogy a 15bn típusba sorolt SLSN-k mindegyike a lassú altípusba tartozik a  $v_{\text{ph}}$  időbeli változása alapján, míg a W típusú SLSN-k mind a gyorsan, mind a lassan fejlődő csoportban előfordulnak fotometriai és spektroszkópiai tulajdonságaik alapján is.

A fotoszférikus sebességek és a felfényesedési idők ismeretében lehetőségem nyílt a ledobott tömegeknek a 3.19. és 3.20. egyenletből történő kiszámítására. Ennek eredményeként átlagosan  $\langle M_{\text{ej}} \rangle = 42.96 \pm 12.50 M_{\odot}$  adódott,  $2.9 (\pm 0.8)$  és  $208 (\pm 61) M_{\odot}$  közötti értékekkel. Ez jelentősen meghaladja a Nicholl et al. (2015a) által számolt ledobott tömegeket, aki egy másik minta esetén  $\langle M_{\text{ej}} \rangle \sim 10 M_{\odot}$  átlagértéket számolt, s a legkisebb ledobott tömege 3, míg a legnagyobbra  $30 M_{\odot}$ -et kapott eredményként. A különbséget az okozza, hogy Nicholl et al. (2015a) a dolgozatomban leírttól eltérő módszert alkalmazott a fotoszférikus sebességek, illetve a fénygörbe-időskálák meghatározására.

Vizsgálatom során kiderült az is, hogy a lassan fejlődő SLSN-k átlagos ledobott tömege ( $\sim 49 \pm 15 M_{\odot}$ ) meghaladja a gyorsan fejlődőekét ( $\sim 14 \pm 6 M_{\odot}$ ), ezzel megerősítvén az SN 2010kd és az SN 2019neq kapcsán megfogalmazott állításomat, miszerint a gyorsabb fejlődés kisebb ledobott tömeget von maga után nem csak a hagyományos, hanem a szuperfényes szupernóvák esetén is. A kiszámolt ledobott tömeg értékei arra engednek következtetni, hogy a lassú és a gyors csoport közötti különbség fizikai oka a ledobott tömegekben keresendő. Ám minthogy mintám csupán 28 (2 bizonytalan, 22 spektroszkópiailag lassan és 4 gyorsan fejlődő) objektumot tartalmaz, elemzésük nem elegendő ahhoz, hogy minden kétséget kizáró bizonyítékkal szolgáljon a lassú/gyors fejlődés fizikai okainak magyarázatára.

A ledobott tömegekre vonatkozó becsléseim azonban megerősítik azt az állítást, miszerint a SLSN-k nagy valószínűséggel közepes, vagy nagy tömegű szülőcsillagoktól származnak, és robbanási mechanizmusuk, amely napjainkig ismeretlen, hatalmas tömegek nagy sebességű kidobódását teszi lehetővé.

## 5. fejezet

# Summary

The astrophysics of supernovae (SNe) has been one of the most popular research topics amongst the studies of variable stars from the past century, since they emerge a large number of unanswered questions, and claim debated statements about the Universe we live in. These are monumental explosions of dying stars, appearing (mostly) in distant galaxies, thus the evolution of the progenitor or the supernova remnant cannot be detected easily. Therefore the properties of the host galaxy and the breeding environment, as well as the explosion mechanism can only be determined by modeling the measured light curve and/or spectra. This way, a large set of parameters, especially the chemical composition and evolution, the expansion velocity, the initial nickel mass, or the ejecta mass can be estimated, which leads to the better understanding of supernovae.

There is an extremely bright group of supernovae discovered in the past two decades, the so-called superluminous supernovae. The revelation of their explosion mechanism is currently one of the most challenging problems in the field of supernova research. Hence, in my PhD thesis, I carried out a detailed study on the nature of hydrogen-poor superluminous supernovae, besides normal Type Ia and II-P objects.

First, I estimated the distance of a Type II-P SN, called SN 2017eaw utilizing the expanding photosphere method (EPM), which is a well-used technique in the case of objects having an extended hydrogen atmosphere. I developed a C code to do the required calculations, and obtained  $7.22 \pm 0.41$  Mpc for the distance. The reliability of my result was tested using the formula of Takáts & Vinkó (2012).

Secondly, I gave constraints on the physical properties of 17 Type Ia SNe from photometry. The observations of these objects were carried out partly by myself, between 2016 and 2018 with the 0.6/0.9 m Schmidt-telescope at Piskéstető station of the Konkoly Observatory, Hungary. I used the ccdsh camera control software to obtain the Johnson–Cousins  $BVR_C$  and  $I_C$  light curves, and then reduced them with a self-developed IRAF pipeline. Thereafter I standardized the data by searching for new comparison objects from the PanSTARRS PS1-catalog, and did the PSF photometry over again in case of the supernovae reduced earlier by others.

The reduced  $BVR_C$  and  $I_C$  light curves were fitted with the publicly available SNooPy2 code, having model parameters such as the reddening of the host galaxy ( $E(B - V)_{host}$ ), the moment of the maximum light in B band ( $T_{max}$ ), the extinction-free distance modulus ( $\mu_0$ ), and color-stretch parameter or the light curve (LC) decline rate ( $s_{BV}$  or  $\Delta m_{15}$ ).

The contribution of the missing UV and IR bands to the whole bolometric flux was approximated by extrapolating the spectral energy distribution (SED), after correcting the brightness values for the interstellar extinction in the host galaxy and in the Milky Way. Then, I applied the trapezoidal integration rule in order to configure the bolometric light curves. The reliability of this method was tested with UV- and near IR-band observational data of

3 well-observed type Ia SN: SN 2011fe, SN 2017erp and SN 2018oh. This test revealed that the bolometric fluxes estimated from the SED extrapolations do not differ from the ones taken by direct integration of real data by more than  $\sim 10$  percent (random + systematic), thus, I assigned this value as the uncertainty of the bolometric fluxes. Afterwards, the bolometric luminosities were estimated from the calculated bolometric fluxes and the distances inferred from the distance moduli given by SNooPy2.

I modeled the bolometric LC applying the code named Minim (Chatzopoulos et al., 2012; Li et al., 2019), based on the radiation diffusion model of Arnett (1982) to attain some physical parameters of the studied SNe. The optimized parameters were the epoch of first light with respect to the moment of the  $B$ -band maximum ( $t_{\text{rise}}$ ), the LC time-scale ( $t_{lc}$ ), the  $\gamma$ -ray leakage time-scale ( $\tau_\gamma$ ), and the initial nickel-mass ( $M_{Ni}$ ). It was revealed that, with the exception of the initial nickel-masses, the results are independent of the presumed reddening law within the host galaxy. Applying  $R_V = 1.5$ , the obtained Ni-masses turned out to be systematically lower, than the values utilizing  $R_V = 3.1$ . The dependence on the reddening of the host galaxy is shown by the following formula:  $M_{Ni}(1.5)/M_{Ni}(3.1) = 1 - (1.349 \pm 0.046) \cdot E(B - V)_{\text{host}}$ .

The most critical parameter of the Arnett model is probably the optical opacity denoted with  $\kappa$ , which is assumed to be a constant in both time and space. The lower and upper values of  $\kappa$  was constrained utilizing the technique developed by Li et al. (2019), combining the two light curve time-scales,  $t_{lc}$  and  $\tau_\gamma$ . The main goal was to give reliable estimates of the expansion velocity ( $v_{\text{exp}}$ ), and most importantly, of the ejecta mass ( $M_{ej}$ ). The inferred values were validated by comparing them to the  $M_{ej}$  derived by Scalzo et al. (2014) and Li et al. (2019) for SN 2011fe and SN 2018oh, respectively.

The reddening-corrected  $(B - V)_0$  color evolution in the pre-maximum phases was also examined for the 17 SNe to classify them into the "early blue" or "early red" sub-type of Ia SNe created by Stritzinger et al. (2018). The color evolution of the observed SNe was found to be consistent with other Type Ia SNe, however, only two of the studied objects (SN 2016bln and SN 2017erp) had data from adequately early ( $-10$  -  $-20$  days pre-maximum) phases, which are necessary to select the "early group" the SN belong into. From the  $(B - V)_0$  evolution, SN 2017erp was revealed to be the part of the "early red" group, consistently with being a NUV-red SN in the publication of Brown et al. (2018). On the other hand, SN 2016bln, a Type 91T / SS spectral type Ia SN (Stritzinger et al., 2018) is presumably an "early blue" object. It is important to note that the data of these two SNe have large uncertainty, and sparse sampling, the showed classification has to be treated with caution.

The pre-maximum  $(B - V)_0$  color evolution of the studied SNe was compared the synthetically derived  $(B - V)$  colors of Delayed Detonation (DDE), Pulsational Delayed Detonation (PDDE) (Dessart et al., 2014), and other (e.g. N100 by Noebauer et al. (2017)) explosion models to set against the Ni-masses of the bolometric light curve modeling and these models. The color evolution of DDE models were revealed to show consistency with the Ni-masses obtained from the light curve modeling using the  $R_V = 3.1$  value for the reddening law. In the case of PDDE models, the accordance was weaker, because of the "best-fit" models showed very similar nickel-masses for all objects in the sample:  $M_{Ni} \sim 0.65 \pm 0.1 M_\odot$ . Applying the other reddening law ( $R_V = 1.5$ ), where the Ni-masses were calculated to be systematically lower compared to the values with  $R_V = 3.1$ , the agreements became even worse.

Last but not least, I examined the relationship between the modeled physical parameters of the explosion (e.g.  $s_{BV}$  vs  $M_{ej}$ ,  $M_{Ni}$ , and  $\tau_\gamma$ , as well as  $M_{ej}$  vs  $M_{Ni}$ ) to search for potential correlations. My results showed consistency with the study of Scalzo et al. (2019), and the values calculated using the formulas defined by Khatami & Kasen (2019) applying the  $R_V = 3.1$  reddening law. To test the relevance of these correlations, Pearson

correlation coefficients were determined in each cases. The  $S_{\text{BV}}$  vs  $M_{\text{Ni}}$  and  $S_{\text{BV}}$  vs  $\tau_{\gamma}$  values were found to be correlating with each other. On the contrary, the high uncertainties of  $S_{\text{BV}}$  vs  $M_{\text{ej}}$  and  $M_{\text{Ni}}$  vs  $M_{\text{ej}}$  parameters seemed to cause the lack of statistically significant correlation, despite the apparent trends.

Seceding from the traditional SNe, in the rest of my PhD work I studied superluminous supernovae applying spectroscopic methods. First, I have compared the spectroscopic evolution of a Fast evolving Type I SLSN, named 2019neq to the Slow evolving SN 2010kd, which has high cadence spectroscopic and photometric data. The main purpose of my research was to find the differences between Fast and Slow SLSNe, because the observed rate of the spectroscopic evolution may be related to different ejecta compositions and explosion mechanisms. Therefore I identified the elements in the spectra at several epochs, estimated the photospheric velocity evolution, inferred the number densities of the identified ions, and gave lower limits to the ejecta masses.

Optical spectra of the studied SLSNe were taken using the 11.1 x 9.8 m Hobby-Eberly Telescope (HET) by my American collaborators, nominally Benjamin Thomas and J. Craig Wheeler, utilizing the LRS (Low Resolution Spectrograph) in the case of SN 2010kd, and Low Resolution Spectrograph-2 (LRS2) for SN 2019neq. The obtained spectra were reduced by my supervisor applying IRAF for bias and flatfield corrections, then wavelength- and flux calibration. Further studies of the spectra were carried out by myself.

Foremost, I corrected the observed wavelengths of the spectra for redshift and the fluxes for interstellar extinction, then the photometric phases relative to the moment of the maximum light were calculated with respect for the non-relativistic time dilation due to the expansion of the Universe.

The observed spectra were modeled using the code named SYN++ (Thomas et al., 2011), written in C++, that is designed for reproducing the P Cygni profiles present in the photospheric phase spectra of SNe. The code works with some basic assumptions, and different atoms/ions can be identified by setting 3 global (referring to the whole spectrum), and 5 local (to fit the lines of individual elements) parameters interactively.

SN 2010kd had 4 available spectra taken at -27, +11, +129 and +174 days phase relative to the maximum luminosity. However, the last one could not be modeled with SYN++, as the SLSN entered into its nebular phase then, where the spectra are typically dominated by forbidden- or emission lines instead of P Cygni profiles. The line identification of the +174d spectrum was based on the publication of Inserra (2019).

From the modeling of the first 3 epochs (-27, +11 and +129d phase), I found that the photospheric velocity decreased from 15000 km s<sup>-1</sup> to 10000, then 4000 km s<sup>-1</sup>, and the photospheric temperature from 15000 K to 10500, and 6500 K, respectively. The spectrum measured at -27d phase, contained C II, C IV, O I, O II and Si II lines. The modeling of the second one, taken at +11d was a lot more complicated, since the absorption features between 6000 and 7000 Å could be fitted equally well with features of different ions. The first model used carbon, while the second one applied helium lines, and the third one assumed the presence of both of them. The presence of the He in the atmosphere of a Type I SLSN would imply a rather exotic explosion scenario, thus the model containing only C lines may be a better interpretation. Accordingly, the best-fit model spectrum had C II, O I, O II, high velocity O II, Si II, high velocity Si II, Mg II, and Fe II elements in it. In the +129d phase spectrum, the semi-forbidden Mg I]  $\lambda\lambda 4571\text{\AA}$  and the forbidden [O I]  $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363\text{\AA}$ , and [Ca II]  $\lambda\lambda 7291, 7323\text{\AA}$  were identified based on the publication of Inserra (2019), apart from the contribution of O I, Na I, Mg II, Si II, high velocity Si II and Fe II. The wavelength-range between  $\sim 6400\text{-}7200\text{\AA}$  could not be fitted properly, probably due to the continuous absorption, typically present at this phase in the evolution of SLSNe.

The redshift- and extinction-free spectra of the other studied SLSN, 2019neq measured at -4d, +5d, +29d phases were modeled applying SYN++ as well. It was found that the photospheric velocity estimated for the first

and the second epoch was nearly the same ( $21000 \text{ km s}^{-1}$ ), decreasing swiftly to  $12000 \text{ km s}^{-1}$  by +29d phase, representing a not unprecedentedly, but extremely fast evolution. The temperature of the photosphere changed from 15000 K to 12000 K, then to 6000 K through the observed epochs. The -4 days phase spectrum of SN 2019neq contained C II, C III, O III, Si III, Si IV, Co III, and Fe II ions. However, the W-shaped absorption blend between 4300 and 4500 Å, usually fitted with O II, could be described equally well using C III, O III and Si IV. The presence of the latter model is consistent with Hatano et al. (1999) and Dessart (2019), who showed that at  $T \sim 15000 \text{ K}$ , the optical depths are quite similar in the case of O II and O III, parallel to C II and C III ionization states, although the appearance of the carbon is unexpected, as C II or C III was only detected in Slow SLSNe-I so far.

In the +5d phase spectrum, the same ionization states and ions were fitted, with supplementary C I lines. First, a photospheric velocity of  $v_{\text{ph}} = 16000 \text{ km s}^{-1}$  was determined by modeling the Fe II  $\lambda 5169$  around 4000 to 5000 Å, however this model did not fit well to the absorption minima of the other spectral features. To get rid of the ambiguity, the whole optical spectrum was modeled, and the obtained new  $v_{\text{ph}}$  ( $21000 \text{ km s}^{-1}$ ) was more accurate, than the previous one. It was also found that the features between 4000 to 5000 Å were actually due to the blend of numerous tiny Fe II features instead of the strong Fe II  $\lambda 5169$  line, which resolved the previous inconsistency.

The third spectrum taken at +29d was found to be different from those taken in the earlier epochs regarding the photospheric velocity and chemical composition. As the temperature of the photosphere dropped to 6000 K, the low-ionized, or neutral elements took over the highly excited ones identified in the first 2 spectra. This spectrum contained O I, Na I, Mg II, Si II and Fe II.

These spectra opened a door to determine whether SN 2019neq belongs to the Fast or the Slow evolving sub-type of Type I SLSNe. After comparing the +29d phase spectrum of SN 2019neq to the +85d spectrum of the Slow SN 2010kd, SN 2019neq was revealed to belong to the Fast evolving group in spectroscopic point of view. This is in accord with the photospheric velocity gradient derived from the SYN++ models,  $\dot{v} \sim 375 \text{ km s}^{-1} \text{ d}^{-1}$ , which is one of the fastest evolution ever determined for SLSNe. Applying another method to infer the velocity gradient, developed by Inserra et al. (2018), a more common value for Fast evolving SLSNe-I was found ( $\dot{v} \sim 100 \text{ km s}^{-1} \text{ d}^{-1}$ ).

Having the optical depths of the reference lines for all ions from the obtained SYN++ models, it became possible to infer the local densities of each elements at all observed epochs. This way I determined the chemical composition of SN 2010kd and SN 2019neq.

The comparison of the spectral evolution, the photospheric velocities, and the optical depths of C II and Fe II of the two studied SLSNe led to the conclusion that SN 2010kd had a different ejecta composition and therefore density profile, and somewhat larger ejecta mass, compared to SN 2019neq.

I gave constraints on the total ejecta masses as well, using the inferred optical depths at around the moment of maximum light (Branch & Wheeler, 2017), and obtained  $\sim 48 M_{\odot}$  for SN 2010kd, and  $M_{\text{ej}} \sim 23$  for SN 2019neq. These values are in accord with the ejecta mass estimates for a sample of SLSNe-I ( $20\text{--}40 M_{\odot}$ ) from bolometric light curve modelings published by Chatzopoulos et al. (2013b) and Nicholl et al. (2016a), and surpass the ejecta mass of a normal Type Ia SN by at least an order of magnitude. In addition, I found a possible correlation between the evolution timescale and the ejecta mass of Type I SLSNe, saying that the faster the evolution, the smaller the ejecta mass. However, since this statement is based on only two examined SLSNe-I, the study of a larger sample is required to verify it.

For this purpose, as the last step of my work I estimated photospheric velocities and ejecta masses of 28 Type I SLSNe, having available spectroscopic and photometric data in the Open Supernova Catalog (Guillochon et al.,

2017).

The ejecta masses were inferred using the equations of the radiation-diffusion model of Arnett (1980). However, to get reliable  $M_{\text{ej}}$  values, pre- or near-maximum photospheric velocities and light curve rise times are required.

Therefore, I developed a new method to obtain the photospheric velocities for SLSNe-I, which combines the SYN++ spectrum modeling with the cross-correlation technique, similarly to Takáts & Vinkó (2012). Applying this process, it became clear that the W-shaped O II feature, appearing typically in Type I SLSNe between 3500 and 4500 Å before the maximum light, is absent in the case of 9 objects in the sample. These spectra were revealed to show similarity to the pre-maximum spectrum of SN 2015bn. Hence, I defined two distinct groups of the studied SLSNe: the so-called Type W, and the Type 15bn classes. To obtain the  $v_{\text{ph}}$  values, different SYN++ models were created for these two groups as template spectra to be utilized in the cross-correlation process.

Post-maximum photospheric velocity calculations were needed as well in order to classify the members of the sample into the spectroscopically Fast or Slow evolving SLSN-I sub-types, since the  $v_{\text{ph}}$  gradient between the moment of maximum luminosity and the one measured at +30d phase determines the rate of the spectrum-evolution (Inserra et al., 2018). There were available spectra only in the case of 9 objects out of the examined 28 SLSNe. After deriving their  $v_{\text{ph}}$ , it was found that faster evolving objects have steeper velocity gradients. On the contrary, slower evolving objects showed nearly constant photospheric velocities during the observed epochs, consistently with Inserra et al. (2018).

The derived  $v_{\text{ph}}$  values also verified that the SLSNe belonging to the Fast evolving group show larger velocities in the pre- or near maximum phases in general, compared to the slow ones, thus it is possible to classify the events into the Fast or Slow evolving subgroup by knowing only the photospheric velocity measured at maximum. This finding gave me the chance to classify all objects in the sample without available +30d phase spectra. I considered the events having  $v_{\text{ph}} \leq 16000 \text{ km s}^{-1}$  in the maximum as Slow (S), and the SLSNe with  $v_{\text{ph}} \geq 20000 \text{ km s}^{-1}$  as Fast (F) evolving SLSNe.

The examined spectroscopically Fast SLSNe were considered to be rapidly evolving defined by their photospheric velocity at maximum, and light curve rise time as well. On the contrary, the events classified into the Slow group by their  $v_{\text{ph}}$  had quite diverse light curve timescales, extending from the fastest (a few weeks) to the slowest ( $\sim 150$  days) rise times. Furthermore, all Type 15bn objects turned out to belong to the Slow group defined by the photospheric velocity, while Type W SLSNe were found in both Slow and Fast sub-types as well.

The estimated  $v_{\text{ph}}$  and rise time values opened a door to infer the ejecta masses of the SLSNe in the sample by substituting them into Eq. 3.19 and 3.20. The obtained values resulted in an average ejecta mass of  $\langle M_{\text{ej}} \rangle = 42.96 \pm 12.50 M_{\odot}$  in the range of  $2.9 (\pm 0.8) - 208 (\pm 61) M_{\odot}$ . These ejecta masses are significantly higher compared to the  $\langle M_{\text{ej}} \rangle$  derived by Nicholl et al. (2015a), who obtained values between 3 and  $30 M_{\odot}$  with a mean of  $\langle M_{\text{ej}} \rangle \sim 10 M_{\odot}$  for a sample containing different SLSNe-I. The disagreement is probably caused by the different methods for estimating the photospheric velocities and light curve timescales.

It was also found that Fast evolving SLSNe have lower mean ejecta masses ( $\sim 14 \pm 6 M_{\odot}$ ) compared to the objects classified into the Slow subgroup ( $\sim 49 \pm 15 M_{\odot}$ ), suggesting that there is a physical connection between the ejecta masses and evolution timescales. It strengthens the hypothesis created in the comparative analysis of SN 2010kd and SN 2019neq. However, a sample containing 28 (22 Slow, 4 Fast, and 2 uncertain) SLSNe, is still too poor to draw a firm conclusion.

However, the inferred mean  $M_{\text{ej}}$  suggests that the progenitors of SLSNe are presumably medium- or high mass

---

stars, and their (yet unknown) explosion mechanism allows to eject extremely massive stellar envelopes.

# Köszönetnyilvánítás

Doktori dolgozatom, és a hozzá szükséges publikációk elkészülését sokan segítették és támogatták.

Elsőként szeretnék köszönetet mondani a témavezetőmnek, Vinkó Józsefnek. Másodéves alapszakosként fogadtam a hallgatói közé, így neki köszönhetem az együtt töltött évek során elkészített TDK- és szakdolgozataim, illetve magyar és angol nyelvű publikációim létrejöttét. Rengeteget tanultam tőle nemcsak a kutatási témámmal, hanem a csillagászat egészével kapcsolatban is. Heti szintű kapcsolattartásunk gördülékeny előrehaladást, szakmai és személyes motivációt kölcsönzött a munkám elvégzéséhez. Segítőkézsége és empátiája sokszor átlendített mélypontjaimon, hasonló humorérzékünk pedig már ismeretségünk kezdetén segített megtalálni a közös hangot. Bármilyen képtelennek tűnő ötletekkel álltam is elő, nem utasította el őket, hanem tűzön-vízen átkelve segített a legjobb megoldás megkeresésében. Talán e szavakkal nem is lehet megfelelően kifejezni, hogy mennyi mindent kaptam tőle tanítványként.

Szintén hálával tartozom a Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet főigazgatójának, Kiss Lászlónak, valamint Szabó Róbert igazgatónak, akik 2017 és 2020 között demonstrátori pályázatok kiírásával, 2020-tól pedig a fiatal kutatói állás nekem ítélésével megfelelő munkakörnyezetet biztosítottak számomra az intézetben.

Köszönet illeti a Szegedi Tudományegyetem Fizika Doktori Iskoláját is, amiért befogadták doktori dolgozatomat.

Fontos megjegyezni, hogy az Ia típusú szupernóvákról írt első szerzős cikkem létrejöttéhez rengeteg piszkéstől mérést dolgoztam fel, így lekötelezettje vagyok az objektumaimat lemérő észlelő- és ügyeletes csillagászoknak.

Hálás vagyok cikkeim társszerzőinek is. Köszönöm Szalai Tamásnak és Amit Kumarnak, hogy 3. szerzőséget engedtek nekem a cikkükben. Köszönöm Benjamin Thomasnak és Craig Wheelernek az SN 2019neq-ról írt publikáció megalkotásában és kijavításában való segítséget, illetve a spektroszkópiai mérések elvégzését.

Nagy megtiszteltetés számomra, hogy Szabados László átnézte a dolgozatomat beadás előtt, amiért szintén köszönettel tartozom.

Köszönöm családom és barátaim belém vetett hitét, érzelmi támogatását.

Munkám során az Információs és Technológiai Minisztérium ÚNKP-19-2 kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának, illetve a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal (NKFIH) GINOP-2.3.2-15-2016-00033 jelű “Tranziens asztrofizikai objektumok” című pályázatának szakmai támogatását élvezhettem.

# Irodalomjegyzék

- Aldering, G., Antilogus, P., Bailey, S., et al. 2006, ApJ, 650, 510
- Amanullah, R., Johansson, J., Goobar, A., et al. 2015, MNRAS, 453, 3300
- Anderson, J. P., Pessi, P. J., Dessart, L., et al. 2018, A&A, 620, A67
- Anderson, J. P., Dessart, L., Pessi, P., et al. 2018, The Astronomer's Telegram 11674, 1
- Angus, C. R., Levan, A. J., Perley, D. A., et al. 2016, MNRAS, 458, 84
- Angus, C. R., Smith, M., Sullivan, M., et al. 2019, MNRAS, 487, 2215
- Arabsalmani, M., Roychowdhury, S., Renaud, F., et al. 2019, ApJ, 882, 31
- Arcavi, I., Gal-Yam, A., Kasliwal, M. M., et al. 2010, ApJ, 721, 777
- Arcavi, I., Howell, D. A., Kasen, D., et al. 2017, Nature, 551, 210
- Arnett, W. D. 1980, ApJ, 237, 541
- Arnett, W. D. 1982, ApJ, 253, 785
- Arnett, D. 1996, Supernovae and Nucleosynthesis: An Investigation of the History of Matter, from the Big Bang to the Present, by D. Arnett. Princeton: Princeton University Press, 1996.
- Arnett, W. D., & Fu, A. 1989, ApJ, 340, 396
- Ashall, C., Mazzali, P., Sasdelli, M., et al. 2016, MNRAS, 460, 3529
- Astier, P., Guy, J., Regnault, N., et al. 2006, A&A, 447, 31
- Barbary, K., Dawson, K. S., Tokita, K., et al. 2009, ApJ, 690, 1358
- Barbon, R., Buondi, V., Cappellaro, E., et al. 2008, VizieR Online Data Catalog
- Barkat, Z., Rakavy, G., & Sack, N. 1967, PRL, 18, 379
- Bassett, B., Becker, A., Brewington, H., et al. 2006, Central Bureau Electronic Telegrams, 762
- Bellm, E. C., Kulkarni, S. R., Graham, M. J., et al. 2019, PASP, 131, 018002
- Ben-Ami, S., Gal-Yam, A., Mazzali, P. A., et al. 2014, ApJ, 785, 37
- Benetti, S., Cappellaro, E., Mazzali, P. A., et al. 2005, ApJ, 623, 1011
- Benetti, S., Nicholl, M., Cappellaro, E., et al. 2014, MNRAS, 441, 289
- Bengaly, C. A. P., Jr., Bernui, A., & Alcaniz, J. S. 2015, ApJ, 808, 39
- Benitez-Herrera, S., Ishida, E. E. O., Maturi, M., et al. 2013, MNRAS, 436, 854
- Benitez, S., Polshaw, J., Inserra, C., et al. 2014, The Astronomer's Telegram, 6118
- Berger, E., Chornock, R., Lunnan, R., et al. 2012, ApJL, 755, L29
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, Astronomy & Astrophysics Supplement, 317, 393
- Bessell, M. S. 1990, PASP, 102, 1181
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, A&A, 333, 231
- Betoule, M., Kessler, R., Guy, J., et al. 2014, A&A, 568, A22
- Bhirombhakdi, K., Chornock, R., Margutti, R., et al. 2018, ApJL, 868, L32

- Bhirombhakdi, K., Chornock, R., Miller, A. A., et al. 2019, MNRAS, 488, 3783
- Blanchard, P. K., Nicholl, M., Berger, E., et al. 2018a, ApJ, 865, 9. doi:10.3847/1538-4357/aad8b9
- Blanchard, P., Nicholl, M., Chornock, R., et al. 2018b, The Astronomer's Telegram, 11790
- Blanchard, P. K., Berger, E., Nicholl, M., et al. 2020, ApJ, 897, 114
- Bochenek, C. D., Ravi, V., Belov, K. V., et al. 2020, Nature, 587, 59. doi:10.1038/s41586-020-2872-x
- Bond, J. R., Arnett, W. D., & Carr, B. J. 1984, ApJ, 280, 825
- Bose, S., Dong, S., Pastorello, A., et al. 2018, ApJ, 853, 57
- Bowers, R., & Deeming, T. 1984, Nature, 309, 477
- Branch, D., Baron, E. A., & Jeffery, D. J. 2003, Supernovae and Gamma-Ray Bursters, 47.
- Branch, D., Baron, E., Hall, N., Melakayil, M., & Parrent, J. 2005, PASP, 117, 545
- Branch, D., Dang, L. C., Hall, N., et al. 2006, PASP, 118, 560
- Branch, D. & Wheeler, J. C. 2017, Supernova Explosions: Astronomy and Astrophysics Library, ISBN 978-3-662-55052-6. Springer-Verlag GmbH Germany
- Brimacombe, J., Stone, G., Post, R., et al. 2017, Transient Name Server Discovery Report 2017-391, 1.
- Brown, P. J., Breeveld, A. A., Holland, S., Kuin, P., & Pritchard, T. 2014, Ap&SS, 354, 89
- Brown, J. 2016, Transient Name Server Discovery Report 2016-644, 1.
- Brown, P. J., Yang, Y., Cooke, J., et al. 2016, ApJ, 828, 3
- Brown, P. J., Hosseinzadeh, G., Jha, S. W., et al. 2018, arXiv:1808.04729
- Burke, J., Hiramatsu, D., Arcavi, I., et al. 2018, Transient Name Server Classification Report, 2018-1719
- Burns, C. R., Stritzinger, M., Phillips, M. M., et al. 2011, AJ, 141, 19
- Burns, C. R., Stritzinger, M., Phillips, M. M., et al. 2014, ApJ, 789, 32
- Burns, C. R., Parent, E., Phillips, M. M., et al. 2018, ApJ, 869, 56
- Burrows, A. 2013, Reviews of Modern Physics, 85, 245
- Capellaro, E. 2014 in: Supernova Environmental Impacts, Proc. IAU Symp. No. 296 (szerk. A. Ray & R.A. McCray), 37
- Castander, F. J., Casas, R., Garcia-Alvarez, D., et al. 2015, The Astronomer's Telegram, 7190
- Cenko, S. B., Cao, Y., Kasliwal, M., et al. 2016, The Astronomer's Telegram, 8909,
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinko, J., et al. 2011, ApJ, 729, 143
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., & Vinko, J. 2012, ApJ, 746, 121
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinko, J., Horvath, Z. L., & Nagy, A. 2013a, ApJ, 773, 76
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., & Couch, S. M. 2013b, ApJ, 776, 129
- Chatzopoulos, E., van Rossum, D. R., Craig, W. J., et al. 2015, ApJ, 799, 18
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinko, J., et al. 2016, ApJ, 828, 94
- Chatzopoulos, E., Gilmer, M. S., Wollaeger, R. T., et al. 2019, ApJ, 875, 140
- Chandra, P., Ofek, E. O., Frail, D. A., et al. 2009, The Astronomer's Telegram, 2241
- Chen, T.-W., Smartt, S. J., Bresolin, F., et al. 2013, ApJL, 763, L28. doi:10.1088/2041-8205/763/2/L28
- Chen, T.-W., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2015, MNRAS, 452, 1567
- Chen, T.-W., Schady, P., Xiao, L., et al. 2017a, ApJL, 849, L4. doi:10.3847/2041-8213/aa8f40
- Chen, T.-W., Smartt, S. J., Yates, R. M., et al. 2017b, MNRAS, 470, 3566. doi:10.1093/mnras/stx1428
- Chen, T.-W., Nicholl, M., Smartt, S. J., et al. 2017c, A&A, 602, A9
- Chevalier, R. A., & Fransson, C. 2003, Supernovae and Gamma-ray Bursters, 171

- Chevalier, R. A., & Irwin, C. M. 2011, *ApJL*, 729, L6
- Childress, M. J., Wolf, C., & Zahid, H. J. 2014, *MNRAS*, 445, 1898
- Chomiuk, L., Chornock, R., Soderberg, A. M., et al. 2011, *ApJ*, 743, 114
- Chornock, R., Bhirombhakdi, K., Katebi, R., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 8790
- Chugai, N. N., Chevalier, R. A., & Utrobin, V. P. 2007, *ApJ*, 662, 1136
- Clocchiatti, A., & Wheeler, J. C. 1997, *ApJ*, 491, 375
- Colgate, S. A., Petschek, A. G., & Kriese, J. T. 1980, *ApJL*, 237, L81
- Conley, A., Guy, J., Sullivan, M., et al. 2011, *ApJS*, 192, 1
- Contreras, C., Phillips, M. M., Burns, C. R., et al. 2018, *ApJ*, 859, 24
- Cooke, J., Sullivan, M., Gal-Yam, A., et al. 2012, *Nature*, 491, 228
- Couch, S. M., Chatzopoulos, E., Arnett, W. D., et al. 2015, *ApJL*, 808, L21
- Coughlin, E. R. & Armitage, P. J. 2018, *MNRAS*, 474, 3857
- Cruz, I., Holoien, T. W.-S., Stanek, K. Z., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 8784, 1.
- De Cia, A., Gal-Yam, A., Rubin, A., et al. 2018, *ApJ*, 860, 100
- de Jaeger, T., Zheng, W., Stahl, B. E., et al. 2019, *MNRAS*, 490, 2799
- Dessart, L., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 439, 671
- Dessart, L., Hillier, D. J., Waldman, R., et al. 2012, *MNRAS*, 426, L76
- Dessart, L., Blondin, S., Hillier, D. J., & Khokhlov, A. 2014, *MNRAS*, 441, 532
- Dessart, L. 2019, *A&A*, 621, A141
- Dexter, J. & Kasen, D. 2013, *ApJ*, 772, 30
- Dhawan, S., Leibundgut, B., Spyromilio, J., et al. 2016, *A&A*, 588, A84
- Dhawan, S., Leibundgut, B., Spyromilio, J., et al. 2017, *A&A*, 602, A118
- Dhawan, S., Jha, S. W., & Leibundgut, B. 2018, *A&A*, 609, A72
- Dhungana, G., Kehoe, R., Vinko, J., et al. 2016, *ApJ*, 822, 6. doi:10.3847/0004-637X/822/1/6
- Dong, S., Shappee, B. J., Prieto, J. L., et al. 2016, *Science*, 351, 257
- Drake, A. J., Djorgovski, S. G., Mahabal, A., et al. 2009, *ApJ*, 696, 870
- Drake, A. J., Djorgovski, S. G., Mahabal, A. A., et al. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 3081, 1
- Drake, A. J., Djorgovski, S. G., Mahabal, A., et al. 2011, *ApJ*, 735, 106
- Eastman, R.G., Schmidt, B.P., Kirshner, R. 1996, *ApJ* 466, 911
- Eftekhari, T., Berger, E., Margalit, B., et al. 2019, *ApJL*, 876, L10
- Eldridge, J. J., Izzard, R. G., & Tout, C. A. 2008, *MNRAS*, 384, 1109
- Fesen, R. A., Hamilton, A. J. S., & Saken, J. M. 1989, *ApJL*, 341, L55
- Fink, M., Röpke, F. K., Hillebrandt, W., et al. 2010, *A&A*, 514, A53
- Fisher, P. 1999, Ph.D. Thesis, THE LOUISIANA STATE UNIVERSITY AND AGRICULTURAL AND MECHANICAL COL., Source DAI-B 60/06, p. 2747, Dec 1999
- Folatelli, G., Phillips, M. M., Burns, C. R., et al. 2010, *AJ*, 139, 120
- Foley, R. J., Challis, P. J., Filippenko, A. V., et al. 2012, *ApJ*, 744, 38
- Foley, R. J., Challis, P. J., Chornock, R., et al. 2013, *ApJ*, 767, 57
- Fransson, C., Larsson, J., Migotto, K., et al. 2015, *ApJL*, 806, L19
- Fraser, M., Reynolds, T., Mattila, S., et al. 2016, *Transient Name Server Classification Report*, 2016-521
- Frieman, J. et al. 2008, *AJ* 135, 338

- Gagliano, R., Post, R., Weinberg, E., et al. 2016, Transient Name Server Discovery Report 2016-516, 1.
- Gagliano, R., Post, R., Weinberg, E., et al. 2017, Transient Name Server Discovery Report 2017-774, 1.
- Gal-Yam, A. 2009, GALEX Proposal, 35
- Gal-Yam, A. 2012, *Science*, 337, 927
- Gal-Yam, A., Mazzali, P. A., Manulis, I., et al. 2013, *PASP*, 125, 749
- Gal-Yam, A., Arcavi, I., Ofek, E. O., et al. 2014, *Nature*, 509, 471
- Gal-Yam, A. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1812.01428
- Gal-Yam, A. 2019a, *ARAA*, 57, 305
- Gal-Yam, A. 2019b, *ApJ*, 882, 102
- Germany, L. M., Reiss, D. J., Sadler, E. M., et al. 2000, *ApJ*, 533, 320
- Gezari, S., Halpern, J. P., Grupe, D., et al. 2009, *ApJ*, 690, 1313
- González-Gaitán, S., Conley, A., Bianco, F. B., et al. 2012, *ApJ*, 745, 44
- Grassberg, E. K., Imshennik, V. S., & Nadyozhin, D. K. 1971, *Ap&SS*, 10, 28
- Grassberg, E. K., & Nadyozhin, D. K. 1976, *Ap&SS*, 44, 429
- Graur, O., Bianco, F. B., & Modjaz, M. 2015, *MNRAS*, 450, 905
- Green, D. W. E. 2006, Central Bureau Electronic Telegrams, 762
- Greiner, J., Mazzali, P. A., Kann, D. A., et al. 2015, *Nature*, 523, 189
- Guetta, D. & Della Valle, M. 2007, *ApJL*, 657, L73
- Guillochon, J., Parrent, J., Kelley, L. Z., & Margutti, R. 2017, *ApJ*, 835, 64
- Gutiérrez, C. P., Anderson, J. P., Hamuy, M., et al. 2017, *ApJ*, 850, 90
- Guy, J., Sullivan, M., Conley, A., et al. 2010, *A&A*, 523, A7
- Hamuy, M., & Pinto, P. A. 2002, *ApJL*, 566, L63
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. 2003, *Nature*, 424, 651
- Hamuy, M. 2005, IAU Colloq. 192: Cosmic Explosions, On the 10th Anniversary of SN1993J, 99, 535.
- Hartwig, E. 1885, *Astronomische Nachrichten*, 113,
- Hatano, K., Branch, D., Fisher, A., et al. 1999, *ApJS*, 121, 233
- Hatsukade, B., Tominaga, N., Hayashi, M., et al. 2018, *ApJ*, 857, 72
- Hatsukade, B., Morokuma-Matsui, K., Hayashi, M., et al. 2020, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, doi:10.1093/pasj/psaa052
- Heger, A., & Woosley, S. E. 2002, *ApJ*, 567, 532
- Hicken, M., Friedman, A. S., Blondin, S., et al. 2017, *ApJS*, 233, 6
- Hillebrandt, W., & Niemeyer, J. C. 2000, *ARAA*, 38, 191
- Hilmarsson, G. H., Spitler, L. G., Keane, E. F., et al. 2020, *MNRAS*, 493, 5170
- Hiramatsu, D., Arcavi, I., Burke, J., et al. 2018, Transient Name Server Classification Report, 2018-679
- Hogg, D.W. 1999, ArXiv:astro-ph/9905116
- Hosseinzadeh, G., Sand, D. J., Valenti, S., et al. 2017, *ApJL*, 845, L11
- Howell, D. A., Sullivan, M., Nugent, P. E., et al. 2006, *Nature*, 443, 308
- Howell, D. A., & Legacy Survey, S. 2010, American Astronomical Society Meeting Abstracts #215 215, 333.02
- Howell, D. A., Kasen, D., Lidman, C., et al. 2013, *ApJ*, 779, 98
- Hsiao, E. Y., Conley, A., Howell, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 663, 1187
- Humphreys, R. M., & Davidson, K. 1994, *PASP*, 106, 1025

- Iben, I., Jr., & Tutukov, A. V. 1984, *ApJS*, 54, 335
- Indebetouw, R., Matsuura, M., Dwek, E., et al. 2014, *ApJL*, 782, L2
- Inserra, C., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2013, *ApJ*, 770, 128
- Inserra, C. & Smartt, S. J. 2014, *ApJ*, 796, 87
- Inserra, C., Bulla, M., Sim, S. A., et al. 2016, *ApJ*, 831, 79
- Inserra, C., Nicholl, M., Chen, T.-W., et al. 2017, *MNRAS*, 468, 4642
- Inserra, C., Prajs, S., Gutierrez, C. P., et al. 2018, *ApJ*, 854, 175
- Inserra, C. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 697
- Inserra, C., Sullivan, M., Angus, C. R., et al. 2020, *arXiv:2004.12218*
- Itagaki, K. 2017, *Transient Name Server Discovery Report 2017-647*, 1.
- Izzo, L., Thöne, C. C., García-Benito, R., et al. 2018, *A&A*, 610, A11
- Janka, H.-T. 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 407
- Japelj, J., Vergani, S. D., Salvaterra, R., et al. 2016, *A&A*, 593, A115
- Jeffery, D. J. 1999, *arXiv e-prints*, astro-ph/9907015
- Jerkstrand, A., Smartt, S. J., Inserra, C., et al. 2017, *ApJ*, 835, 13
- Jha, S., Riess, A. G., & Kirshner, R. P. 2007, *ApJ*, 659, 122
- Jha, S. W., Maguire, K., & Sullivan, M. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 706
- Jones, D. O., Riess, A. G., & Scolnic, D. M. 2015, *ApJ*, 812, 31
- Kaiser, N., Aussel, H., Burke, B. E., et al. 2002, *Proceedings of the SPIE*, 154
- Kangas, T., Elias-Rosa, N., Lundqvist, P., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9071
- Kangas, T., Blagorodnova, N., Mattila, S., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 1246
- Kasen, D., Branch, D., Baron, E., et al. 2002, *ApJ*, 565, 380
- Kasen, D. 2010, *ApJ*, 708, 1025
- Kasen, D., & Bildsten, L. 2010, *ApJ*, 717, 245
- Kasen, D., Woosley, S. E., & Heger, A. 2011, *ApJ*, 734, 102
- Kasen, D., Metzger, B. D., & Bildsten, L. 2016, *ApJ*, 821, 36
- Kasliwal, M. M., Kulkarni, S. R., Arcavi, I., et al. 2011, *ApJ*, 730, 134
- Kessler, R., Becker, A. C., Cinabro, D., et al. 2009, *ApJS*, 185, 32
- Khatami, D. K. & Kasen, D. N. 2019, *ApJ*, 878, 56
- Khokhlov, A. M. 1991, *A&A*, 245, 114
- Kiewe, M., Gal-Yam, A., Arcavi, I., et al. 2012, *ApJ*, 744, 10
- Kilpatrick, C. 2017, *Transient Name Server Classification Report*, 2017-719
- Kirshner, R. P., & Kwan, J. 1974, *ApJ*, 193, 27
- Knop, R., Aldering, G., Deustua, S., et al. 1999, *IAU Circulars* 7128, 1
- Kochanek, C. S., Szczygiel, D. M., & Stanek, K. Z. 2011, *ApJ*, 737, 76
- Konyves-Toth, R., Vinko, J., Thomas, B. P., Wheeler, J. C. 2019, *The Astronomer's Telegram*, 13083, 1
- Könyves-Tóth, R., Vinkó, J., Ordasi, A., et al. 2020a, *ApJ*, 892, 121. doi:10.3847/1538-4357/ab76bb
- Könyves-Tóth, R., Thomas, B. P., Vinkó, J., et al. 2020b, *ApJ*, 900, 73
- Könyves-Tóth, R. & Vinkó, J. 2021, *ApJ*, 909, 24. doi:10.3847/1538-4357/abd6c8
- Kozyreva, A., Gilmer, M., Hirschi, R., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 2854
- Kozyreva, A., Kromer, M., Noebauer, U. M., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 3106

- Kromer, M., Sim, S. A., Fink, M., et al. 2010, *ApJ*, 719, 1067
- Kulkarni, S., Becker, A., Bloom, J., et al. 2007, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* 211, 137.12
- Kumar, A., Pandey, S. B., Konyves-Toth, R., et al. 2020, *ApJ*, 892, 28
- Kushnir, D. 2015, *arXiv:1506.02655*
- Lampland, C. O. 1921, *PASP*, 33, 79
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. 1980, *Course of theoretical physics*, Pergamon International Library of Science, Technology, Engineering and Social Studies, Oxford: Pergamon Press, 1980c1980, 3rd rev.and enlarg. ed.
- Langer, N., Norman, C. A., de Koter, A., et al. 2007, *A&A*, 475, L19
- Langer, N. 2012, *ARAA*, 50, 107
- Law, N.M. et al. *PASP*, 121, 1395
- Law, C. J., Omand, C. M. B., Kashiyama, K., et al. 2019, *ApJ*, 886, 24
- Lee, C.-H. 2019, *ApJ*, 875, 121
- Leget, P.-F., Le Guillou, L., Fleury, M., et al. 2014, *The Astronomer's Telegram*, 5718
- Le Guillou, L., Mitra, A., Baumont, S., et al. 2015, *The Astronomer's Telegram*, 7102
- Leloudas, G., Chatzopoulos, E., Dilday, B., et al. 2012, *A&A*, 541, A129
- Leloudas, G., Ergon, M., Taddia, F., et al. 2014, *The Astronomer's Telegram*, 5839
- Leloudas, G., Schulze, S., Krühler, T., et al. 2015, *MNRAS*, 449, 917
- Leloudas, G., Fraser, M., Stone, N. C., et al. 2016, *Nature Astronomy*, 1, 0002
- Leloudas, G., Maund, J. R., Gal-Yam, A., et al. 2017, *ApJL*, 837, L14
- Lennarz, D., Altmann, D., & Wiebusch, C. 2012, *A&A*, 538, A120
- Levan, A. J., Read, A. M., Metzger, B. D., et al. 2013, *ApJ*, 771, 136
- Levan, A. J., Tanvir, N. R., Starling, R. L. C., et al. 2014, *ApJ*, 781, 13
- Li, W., Chornock, R., Leaman, J., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 1473
- Li, Z., Gonzalez, J. E., Yu, H., Zhu, Z.-H., & Alcaniz, J. S. 2016, *PRD*, 93, 043014
- Li, W., Wang, X., Vinkó, J., et al. 2019, *ApJ*, 870, 12. doi:10.3847/1538-4357/aaec74
- Li, L., Wang, S.-Q., Liu, L.-D., et al. 2020, *ApJ*, 891, 98
- Lin, W. L., Wang, X. F., Li, W. X., et al. 2020, *MNRAS*, 497, 318
- Liu, Y.-Q., Modjaz, M., & Bianco, F. B. 2017, *ApJ*, 845, 85
- Lundmark, K. 1921, *PASP*, 33, 225
- Lunnan, R., Chornock, R., Berger, E., et al. 2013, *ApJ*, 771, 97
- Lunnan, R., Chornock, R., Berger, E., et al. 2014, *ApJ*, 787, 138
- Lunnan, R., Chornock, R., Berger, E., et al. 2015, *ApJ*, 804, 90
- Lunnan, R., Chornock, R., Berger, E., et al. 2016, *ApJ*, 831, 144
- Lunnan, R., Chornock, R., Berger, E., et al. 2018, *ApJ*, 852, 81
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Maeda, K., Tanaka, M., Nomoto, K., et al. 2007, *ApJ*, 666, 1069
- Maoz, D., Mannucci, F., & Nelemans, G. 2014, *ARAA*, 52, 107
- Margutti, R., Metzger, B. D., Chornock, R., et al. 2017, *ApJ*, 836, 25
- Margutti, R., Chornock, R., Metzger, B. D., et al. 2018, *ApJ*, 864, 45
- Marion, G. H., Brown, P. J., Vinkó, J., et al. 2016, *ApJ*, 820, 92
- Matheson, T., Joyce, R. R., Allen, L. E., et al. 2012, *ApJ*, 754, 19

- Mauerhan, J. C., Smith, N., Filippenko, A. V., et al. 2013, MNRAS, 430, 1801
- Maurer, I., & Mazzali, P. A. 2010, MNRAS, 408, 947
- Maund, J. R., Steele, I., Jermak, H., et al. 2019, MNRAS, 482, 4057
- Mazzali, P. A., Danziger, I. J., & Turatto, M. 1995, A&A, 297, 509
- Mazzali, P. A., Röpke, F. K., Benetti, S., & Hillebrandt, W. 2007, Science, 315, 825
- Mazzali, P. A., Sullivan, M., Filippenko, A. V., et al. 2015, MNRAS, 450, 2631
- Mazzali, P. A., Sullivan, M., Pian, E., et al. 2016, MNRAS, 458, 3455
- Metzger, B. D. & Bower, G. C. 2014, MNRAS, 437, 1821
- Metzger, B. D., Margalit, B., Kasen, D., et al. 2015, MNRAS, 454, 3311
- Miller, A. A., Chornock, R., Perley, D. A., et al. 2009, ApJ, 690, 1303
- Miller, A. A., Silverman, J. M., Butler, N. R., et al. 2010, MNRAS, 404, 305
- Miller, A. A., Laher, R., Masci, F., et al. 2016, The Astronomer's Telegram, 8907, 1.
- Miller, A. A., Cao, Y., Piro, A. L., et al. 2018, ApJ, 852, 100
- Milne, P. A., Brown, P. J., Roming, P. W. A., Bufano, F., & Gehrels, N. 2013, ApJ, 779, 23
- Minkowski, R. 1941, PASP, 53, 224
- Minkowski, R. 1964, Ann. Rev. Astron. & Astroph. 2, 247
- Modjaz, M., Kirshner, R., Challis, P., et al. 2005, IAU Circulars, 8492
- Modjaz, M., Liu, Y. Q., Bianco, F. B., et al. 2016, ApJ, 832, 108
- Moriya, T., Tominaga, N., Tanaka, M., et al. 2010, ApJL, 717, L83
- Moriya, T., Tominaga, N., Blinnikov, S. I., et al. 2011, MNRAS, 415, 199
- Moriya, T. J., Sorokina, E. I., & Chevalier, R. A. 2018, Space Science Reviews, 214, 59
- Moriya, T. J., & Tominaga, N. 2012, ApJ, 747, 118
- Mulligan, B. W., Zhang, K., & Wheeler, J. C. 2019, MNRAS, 484, 4785
- Nadyozhin, D. K. 1994, ApJS, 92, 527
- Nagy, A. P., Ordasi, A., Vinkó, J., et al. 2014, A&A, 571, A77
- Nagy, A., "Kollapszár szupernóva-robbanások fényességváltozásának modellezése", doktori dolgozat, Szegedi Tudományegyetem, 2016.
- Nagy, A. P. & Vinkó, J. 2016, A&A, 589, A53
- Nagy, A. P. 2018, ApJ, 862, 143
- Neill, J. D., Sullivan, M., Gal-Yam, A., et al. 2011, ApJ, 727, 15
- Nicholl, M., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2013, Nature, 502, 346
- Nicholl, M., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2014, MNRAS, 444, 2096
- Nicholl, M., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2015a, MNRAS, 452, 3869
- Nicholl, M., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2015b, ApJL, 807, L18
- Nicholl, M., Berger, E., Smartt, S. J., et al. 2016a, ApJ, 826, 39
- Nicholl, M., Berger, E., Margutti, R., et al. 2016b, ApJL, 828, L18
- Nicholl, M. & Smartt, S. J. 2016, MNRAS, 457, L79
- Nicholl, M., Berger, E., Margutti, R., et al. 2017a, ApJL, 835, L8
- Nicholl, M., Berger, E., Margutti, R., et al. 2017b, ApJL, 845, L8. doi:10.3847/2041-8213/aa82b1
- Nicholl, M., Guillochon, J., & Berger, E. 2017c, ApJ, 850, 55. doi:10.3847/1538-4357/aa9334
- Nicholl, M., Blanchard, P. K., Berger, E., et al. 2018, ApJL, 866, L24

- Nicholl, M., Berger, E., Blanchard, P. K., et al. 2019, *ApJ*, 871, 102
- Noebauer, U. M., Kromer, M., Taubenberger, S., et al. 2017, *MNRAS*, 472, 2787
- Nomoto, K., Thielemann, F.-K., & Yokoi, K. 1984, *ApJ*, 286, 644
- Nomoto, K. I., Iwamoto, K., & Suzuki, T. 1995, *Physics Reports*, 256, 173
- Nordin, J., Brinnel, V., Giomi, M., et al. 2019, *Transient Name Server Discovery Report 2019-1472*, 1
- Nugent, P., Phillips, M., Baron, E., Branch, D., & Hauschildt, P. 1995, *ApJL*, 455, L147
- Nugent, P., Aldering, G., Phillips, M. M., et al. 1999, *IAU Circulars* 7133, 1
- Nugent, P. E., Sullivan, M., Cenko, S. B., et al. 2011, *Nature*, 480, 344
- Ofek, E. O., Cameron, P. B., Kasliwal, M. M., et al. 2007, *ApJL*, 659, L13
- Ofek, E. O., Rabinak, I., Neill, J. D., et al. 2010, *ApJ*, 724, 1396
- Ofek, E. O., Fox, D., Cenko, S. B., et al. 2013, *ApJ*, 763, 42
- Ofek, E. O., Sullivan, M., Shaviv, N. J., et al. 2014, *ApJ*, 789, 104
- Pakmor, R., Kromer, M., Taubenberger, S., et al. 2012, *ApJL*, 747, L10
- Pan, Y.-C., Foley, R. J., Smith, M., et al. 2017, *MNRAS*, 470, 4241
- Pastorello, A., Smartt, S. J., Botticella, M. T., et al. 2010a, *ApJL*, 724, L16
- Pastorello, A., Smartt, S. J., Botticella, M. T., et al. 2010b, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 2413
- Pastorello, A., Benetti, S., Cappellaro, E., et al. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 10554
- Perley, D. A., Quimby, R. M., Yan, L., et al. 2016, *ApJ*, 830, 13
- Perley, D. A., Yan, L., Gal-Yam, A., et al. 2019, *Transient Name Server AstroNote*, 79, 1
- Perley, D. A. 2019, *Transient Name Server Classification Report*, 2019-1646
- Pereira, R., Thomas, R. C., Aldering, G., et al. 2013, *A&A*, 554, A27
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Phillips, M. M. 1993, *ApJL*, 413, L105
- Piascik, A. S., & Steele, I. A. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 8991, 1.
- Pilia, M., Burgay, M., Possenti, A., et al. 2020, *ApJL*, 896, L40
- Pinto, P. A. & Eastman, R. G. 2000a, *ApJ*, 530, 744
- Pinto, P. A. & Eastman, R. G. 2000b, *ApJ*, 530, 757
- Piro, A. L. & Nakar, E. 2014, *ApJ*, 784, 85
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 594, A13
- Popov, D. V. 1993, *ApJ*, 414, 712
- Popov, S. B. & Prokhorov, M. E. 2006, *MNRAS*, 367, 732
- Prajs, S., Sullivan, M., Smith, M., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 3568
- Prentice, S. J., Mazzali, P. A., Pian, E., et al. 2016, *MNRAS*, 458, 2973
- Prieto, J. L., Rest, A., & Suntzeff, N. B. 2006, *ApJ*, 647, 501
- Puckett, T., Crowley, T., Quimby, R., et al. 2005, *IAU Circulars*, 8492
- Pursiainen, M., Castro-Segura, N., Smith, M., et al. 2018, *Transient Name Server Classification Report*, 2018-2184
- Quimby, R. 2006, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* 209, 229.05
- Quimby, R. M., Aldering, G., Wheeler, J. C., et al. 2007, *ApJL*, 668, L99
- Quimby, R. M., Kulkarni, S. R., Kasliwal, M. M., et al. 2011, *Nature*, 474, 487
- Quimby, R. M. et al. 2012, *ApJ* 144, 177
- Quimby, R. M., Arcavi, I., Sternberg, A., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4121

- Quimby, R. M., Gal-Yam, A., Arcavi, I., et al. 2013a, Central Bureau Electronic Telegrams, 3464
- Quimby, R. M., Yuan, F., Akerlof, C., et al. 2013b, MNRAS, 431, 912
- Quimby, R. M., De Cia, A., Gal-Yam, A., et al. 2018, ApJ, 855, 2
- Rakavy, G., & Shaviv, G. 1967, ApJ, 148, 803
- Rau, A., Kulkarni, S. R., Law, N. M., et al. 2009, PASP, 121, 1334
- Raynaud, R., Guilet, J., Janka, H.-T., et al. 2020, Science Advances, 6, eaay2732
- Regnault, N., Aldering, G., Blanc, G., et al. 2001, American Astronomical Society Meeting Abstracts 199, 84.02
- Regos, E. & Vinko, J. 2019, ApJ, 874, 158
- Regős, E., Vinkó, J., & Ziegler, B. L. 2020, ApJ, 894, 94
- Reindl, B., Tammann, G. A., Sandage, A., et al. 2005, ApJ, 624, 532
- Rest, A., Foley, R. J., Gezari, S., et al. 2011, ApJ, 729, 88
- Rest, A., Prieto, J. L., Walborn, N. R., et al. 2012, Nature, 482, 375
- Rest, A., Scolnic, D., Foley, R. J., et al. 2014, ApJ, 795, 44
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Riess, A. G., Strolger, L.-G., Casertano, S., et al. 2007, ApJ, 659, 98
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2012, ApJ, 752, 76
- Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., et al. 2016, ApJ, 826, 56
- Ruiz-Lapuente, P., Cappellaro, E., Turatto, M., et al. 1992, ApJL, 387, L33
- Saito, S., Tanaka, M., Moriya, T. J., et al. 2020, ApJ, 894, 154
- Sako, M., Bassett, B., Becker, A. C., et al. 2018, PASP, 130, 064002
- Sand, D. J., Valenti, S., Tartaglia, L., et al. 2017, The Astronomer's Telegram, 10569, 1.
- Scalzo, R., Aldering, G., Antilogus, P., et al. 2014, MNRAS, 440, 1498
- Scalzo, R. A., Parent, E., Burns, C., et al. 2019, MNRAS, 483, 628
- Scannapieco, E., Madau, P., Woosley, S., et al. 2005, ApJ, 633, 1031
- Schlafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, ApJ, 737, 103
- Schulze, S., Krühler, T., Leloudas, G., et al. 2018, MNRAS, 473, 1258
- Scolnic, D., Rest, A., Riess, A., et al. 2014, ApJ, 795, 45
- Seitenzahl, I. R., Ciaraldi-Schoolmann, F., Röpke, F. K., et al. 2013, MNRAS, 429, 1156
- Shappee, B. J., Holoien, T. W.-S., Drout, M. R., et al. 2019, ApJ, 870, 13
- Shivvers, I., Filippenko, A. V., Silverman, J. M., et al. 2019, MNRAS, 482, 1545
- Silverman, J. M., Vinkó, J., Marion, G. H., et al. 2015, MNRAS, 451, 1973
- Sim, S. A., Röpke, F. K., Hillebrandt, W., et al. 2010, ApJL, 714, L52
- Sim, S. A., Fink, M., Kromer, M., et al. 2012, MNRAS, 420, 3003
- Smartt, S. J. 2009, ARAA, 47, 63
- Smartt, S. J., Inserra, C., Fraser, M., et al. 2012, The Astronomer's Telegram, 4299
- Smartt, S. J. 2015, Publications of the Astronomical Society of Australia, 32, e016
- Smartt, S. J., Valenti, S., Fraser, M., et al. 2015, A&A, 579, A40
- Smith, N., Li, W., Foley, R. J., et al. 2007, ApJ, 666, 1116
- Smith, N., Foley, R. J., Bloom, J. S., et al. 2008, ApJ, 686, 485
- Smith, N., Chornock, R., Silverman, J. M., et al. 2010, ApJ, 709, 856
- Smith, N., Li, W., Filippenko, A. V., et al. 2011a, MNRAS, 412, 1522

- Smith, N., Li, W., Silverman, J. M., et al. 2011b, MNRAS, 415, 773
- Smith, N. 2014, ARAA, 52, 487
- Smith, M., Sullivan, M., D'Andrea, C. B., et al. 2016, ApJL, 818, L8
- Smith, M., Sullivan, M., Nichol, R. C., et al. 2018, ApJ, 854, 37
- Lasair: The Transient Alert Broker for LSST:UK K. W. Smith, R. D. Williams et. al., Research Notes AAS, 3,26 (2019).
- Smith, N., & McCray, R. 2007, ApJL, 671, L17
- Soderberg, A. M. 2014, American Astronomical Society Meeting Abstracts #223 223, 314.01
- Stanek, K. Z. 2016, Transient Name Server Discovery Report 2016-1049, 1
- Stanek, K. Z. 2017, Transient Name Server Discovery Report 2017-1273, 1.
- Stanek, K. Z. 2018, Transient Name Server Discovery Report 2018-150, 1.
- Stoll, R., Prieto, J. L., Stanek, K. Z., et al. 2011, ApJ, 730, 34
- Stritzinger, M. D., Shappee, B. J., Piro, A. L., et al. 2018, ApJL, 864, L35
- Szalai, T., Vinkó, J., Balog, Z., et al. 2011, A&A, 527, A61
- Szalai, T., & Vinkó, J. 2012, Proceedings of the International Astronomical Union , Volume 7 , Symposium S279: Death of Massive Stars: Supernovae and Gamma-Ray Bursts , April 2011 , pp. 401 - 402
- Szalai, T., Vinkó, J., Könyves-Tóth, R., et al. 2019a, ApJ, 876, 19. doi:10.3847/1538-4357/ab12d0
- Szalai, T., Zsíros, S., Fox, O. D., et al. 2019b, ApJS, 241, 38
- Takáts, K., & Vinkó, J. 2012, MNRAS, 419, 2783
- Takáts, K. 2013, "II-es típusú szupernóvák távolságának meghatározása", doktori dolgozat, Szegedi Tudományegyetem
- Taubenberger, S., Kromer, M., Hachinger, S., et al. 2013, MNRAS, 432, 3117
- Thomas, R. C., Nugent, P. E., & Meza, J. C. 2011, PASP, 123, 237
- Thomas, B. P., Könyves-Toth, R., Vinkó, J., et al. 2019, The Astronomer's Telegram, 13184, 1
- Thone, C. C., de Ugarte Postigo, A., Garcia-Benito, R., et al. 2015, MNRAS, 451, L65
- Tonry, J. L., Stubbs, C. W., Lykke, K. R., et al. 2012, ApJ, 750, 99. doi:10.1088/0004-637X/750/2/99
- Tonry, J., Denneau, L., Stalder, B., et al. 2016a, Transient Name Server Discovery Report 2016-583, 1.
- Tonry, J., Denneau, L., Stalder, B., et al. 2016b, Transient Name Server Discovery Report 2016-718, 1.
- Tonry, J., Stalder, B., Denneau, L., et al. 2017, Transient Name Server Discovery Report 2017-1123, 1.
- Tonry, J., Denneau, L., Heinze, A., et al. 2018, Transient Name Server Discovery Report, 2018-1680
- Umeda, H., & Nomoto, K. 2008, ApJ, 673, 1014
- Valenti, S., Benetti, S., Cappellaro, E., et al. 2008, MNRAS, 383, 1485
- Valenti, S., Sand, D. J., & Tartaglia, L. 2017, Transient Name Server Discovery Report 2017-513, 1.
- Van Dyk, S. D., & Matheson, T. 2012, ApJ, 746, 179
- van Rossum, D. R., Kashyap, R., Fisher, R., et al. 2016, ApJ, 827, 128
- Vinkó, J., Blake, R. M., Sárneczky, K., et al. 2004, A&A, 427, 453
- Vinkó, J., Zheng, W., Romadan, A., et al. 2010, Central Bureau Electronic Telegrams 2556, 1
- Vinkó, J., Sárneczky, K., Takáts, K., et al. 2012, A&A, 546, A12
- Vinkó, J. 2017, "Szupernóva-robbanások asztrofizikája" MTA doktori értekezés
- Vinkó, J., Ordasi, A., Szalai, T., et al. 2018, PASP, 130, 064101
- vreewijk, P. M., Savaglio, S., Gal-Yam, A., et al. 2014, ApJ, 797, 24

- vreewijk, P. M., Leloudas, G., Gal-Yam, A., et al. 2017, *ApJ*, 835, 58
- Waldman, R. 2008, *ApJ*, 685, 1103
- Wang, L., Baade, D., Höflich, P., et al. 2003, *ApJ*, 591, 1110
- Wang, L., Baade, D., Baron, E., et al. 2017, *arXiv:1710.07005*
- Whalen, D. J., Smidt, J., Rydberg, C.-E., et al. 2013, *arXiv:1312.6330*
- Whalen, D. J., Smidt, J., Heger, A., et al. 2014, *ApJ*, 797, 9
- Wheeler, J. C., Johnson, V., & Clocchiatti, A. 2015, *MNRAS*, 450, 1295
- Whelan, J., & Iben, I., Jr. 1973, *ApJ*, 186, 1007
- Wiseman, P., Smith, M., Childress, M., et al. 2020, *MNRAS*, 495, 4040
- Wood-Vasey, W. M., Miknaitis, G., Stubbs, C. W., et al. 2007, *ApJ*, 666, 694
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1994, *ApJ*, 423, 371
- Woosley, S. E., Blinnikov, S., & Heger, A. 2007, *Nature*, 450, 390
- Woosley, S. E. 2010, *ApJL*, 719, L204
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015
- Wright, D., Cellier-Holzem, F., Inserra, C., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4313
- Yan, L., Quimby, R., Ofek, E., et al. 2015, *ApJ*, 814, 108
- Yan, L., Quimby, R., Gal-Yam, A., et al. 2017a, *ApJ*, 840, 57
- Yan, L., Lunnan, R., Perley, D. A., et al. 2017b, *ApJ*, 848, 6
- Yan, L., Perley, D. A., De Cia, A., et al. 2018, *ApJ*, 858, 91
- Yaron, O. & Gal-Yam, A. 2012, *PASP*, 124, 668
- Yoshida, T., & Umeda, H. 2011, *MNRAS*, 412, L78
- Young, T. R., Smith, D., & Johnson, T. A. 2005, *ApJL*, 625, L87
- Young, D. R., Smartt, S. J., Valenti, S., et al. 2010, *A&A*, 512, A70
- Yu, Y.-W., Zhu, J.-P., Li, S.-Z., et al. 2017, *ApJ*, 840, 12
- Zhang, K., Wang, X., Zhang, J., et al. 2016, *ApJ*, 820, 67
- Zhang, B. R., Childress, M. J., Davis, T. M., et al. 2017, *MNRAS*, 471, 2254
- Zheng, W., Filippenko, A. V., Mauerhan, J., et al. 2017, *ApJ*, 841, 64.

# A Függelék

A következőekben ismertetem az SN 2017eaw 3.1. fejezetben bemutatott távolságmeghatározásához megírt C kódot.

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

#define DMAX 100000
#define T_REF 2457880.5

double ttemp[DMAX], temp[DMAX], etemp[DMAX];
double tvel[DMAX], vel[DMAX], evel[DMAX];
double tmag[DMAX], magb[DMAX], emagb[DMAX];
double magv[DMAX], emagv[DMAX];
double magr[DMAX], emagr[DMAX];
double magi[DMAX], emagi[DMAX];
double ttmb[DMAX], ettmb[DMAX];
double itemp[DMAX], eitemp[DMAX];
double imagb[DMAX], imagv[DMAX], imagr[DMAX], imagi[DMAX];
double eimagb[DMAX], eimagv[DMAX], eimagr[DMAX], eimagi[DMAX];
int Ntemp, Nvel, Nmag;

int datain(char *fname, double *x, double *y, double *z)
{
    FILE *f;
    int i;
    double a,b,c;

    f=fopen(fname, "rt");

    i=0;
    while( fscanf(f,"%lf %lf %lf", &a, &b, &c) !=EOF)
    {
        x[i]= a;
```

```
    y[i]= b;
    z[i]= c;
    i++;
}
fclose(f);
return i;
}

int datain2(char *fname)
{
    FILE *f;
    int i;
    double a,b1,c1,b2,c2,b3,c3,b4,c4;

    f=fopen(fname, "rt");

    i=0;
    while( fscanf(f,"%lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf", &a, &b1, &c1, &b2,
        &c2, &b3, &c3, &b4, &c4) !=EOF)
    {
        tmag[i]= a;
        magb[i]= b1;
        emagb[i]=c1;
        magv[i]= b2;
        emagv[i]=c2;
        magr[i]= b3;
        emagr[i]=c3;
        magi[i]= b4;
        emagi[i]=c4;
        i++;
    }
    fclose(f);
    return i;
}

double interp(int k, double tt, double *x, double *y, double *z, int N)
{
    int i;
    double t1,t2,y1,y2, yy, ee;
```

```
i=0;
while( x[i]<tt && i<N) i++;

t2 = x[i];
y2 = y[i];
t1 = x[i-1];
y1 = y[i-1];

yy = y1 + (y2-y1)/(t2-t1)*(tt-t1);
ee = 0.5*(z[i]+z[i-1]);
ettmb[k]=ee;

return yy;
}

double zeta(double T)
{
    double a0,a1,a2,b0,b1,b2,tt,z2;

    a0=0.7336;
    a1=-0.6942;
    a2=0.3740;
    b0=0.63241;
    b1=-0.38375;
    b2=0.28425;
    tt=1e4/(T*1000);

    z2=b0+b1*tt+b2*tt*tt;

    return z2;
}

double fluxb(double mag, double ebv)
{
    double flx;

    flx=pow(10,(-0.4*(mag-4.1*ebv+21.1-0.602)));

    return flx;
}
```

```
double fluxv(double mag, double ebv)
{
    double flx;

    flx=pow(10,(-0.4*(mag-3.1*ebv+21.1)));

    return flx;
}

double fluxr(double mag, double ebv)
{
    double flx;

    flx=pow(10,(-0.4*(mag-2.48*ebv+21.1+0.555)));

    return flx;
}

double fluxi(double mag, double ebv)
{
    double flx;

    flx=pow(10,(-0.4*(mag-1.72*ebv+21.1+1.271)));
    return flx;
}

double planckgorbe(double lambda, double T)
{
    double bb
    bb = M_PI*1.1904397e27/pow(lambda,5) / (exp(1.438769e8/(lambda*T))-1.0);

    return bb;
}

double teta(double T, double lambda, double flx)
{
    double thetha;
    thetha=sqrt(flx / ( pow(zeta(T),2)*planckgorbe(lambda,T) ));

    return thetha;
}
```

```
}

int main()
{
    int i;
    double korrfa;
    double planck , lambda , T;
    double flx;
    double tetab , tetav , tetar , tetai;
    double fxb , efxb , fxv , efxv , fxr , efxr , fxi , efxi;
    double etetab , etetav , etetar , etetai;
    double k;
    double kl;

    Ntemp = datain("homerseklet", ttemp , temp , etemp);
    Nvel = datain("vegsoegoerbe", tvel , vel , evel);
    Nmag = datain2("2017eaw.jd.mag2");

    for(i=0;i<Nvel; i++)
    {
        interp(i , tvel[i] , ttemp , temp , etemp , Ntemp);
    }

    for(i=0;i<Nvel; i++)
    {
        itemp[i]=ttmb[i];
        eitemp[i]=ettmb[i];
    }

    for(i=0;i<Nvel; i++)
    {
        interp(i , tvel[i] , tmag , magb , emagb , Nmag);
    }

    for(i=0;i<Nvel; i++)
    {
        imagb[i]=ttmb[i];
        eimagb[i]=ettmb[i];
    }

    for(i=0;i<Nvel; i++)
```

```
{
    interp(i,tvel[i], tmag, magv, emagv, Nmag);
}

for(i=0;i<Nvel; i++)
{
    imagv[i]=ttmb[i];
    eimagv[i]=ettmb[i];
}

for(i=0;i<Nvel; i++)
{
    interp(i,tvel[i], tmag, magr, emagr, Nmag);
}

for(i=0;i<Nvel; i++)
{
    imagr[i]=ttmb[i];
    eimagr[i]=ettmb[i];
}

for(i=0;i<Nvel; i++)
{
    interp(i,tvel[i], tmag, magi, emagi, Nmag);
}

for(i=0;i<Nvel; i++)
{
    imagi[i]=ttmb[i];
    eimagi[i]=ettmb[i];
}

k=(180.0*3600000.0)/M_PI;
k1=3.086*1e19/86400.0;

for(i=0;i<Nvel;i++)
{
    fxb=fluxb(imagb[i],0.304);
    efxb=fluxb(imagb[i]-eimagb[i],0.304)-fxb;
    df(mag)=f(mag-dmag)-f(mag);
```

```
fxv=fluxv(imagv[i],0.304);
efxv=fluxv(imagv[i]-eimagv[i],0.304)-fxv;

fxr=fluxr(imagr[i],0.304);
efxr=fluxr(imagr[i]-eimagr[i],0.304)-fxr;

fxi=fluxi(imagi[i],0.304);
efxi=fluxi(imagi[i]-eimagi[i],0.304)-fxi;

tetab=teta(itemp[i]*1000,4380, fxb );
tetav=teta(itemp[i]*1000,5450, fxv );
tetar=teta(itemp[i]*1000,6410, fxr );
tetai=teta(itemp[i]*1000,7980, fxi );

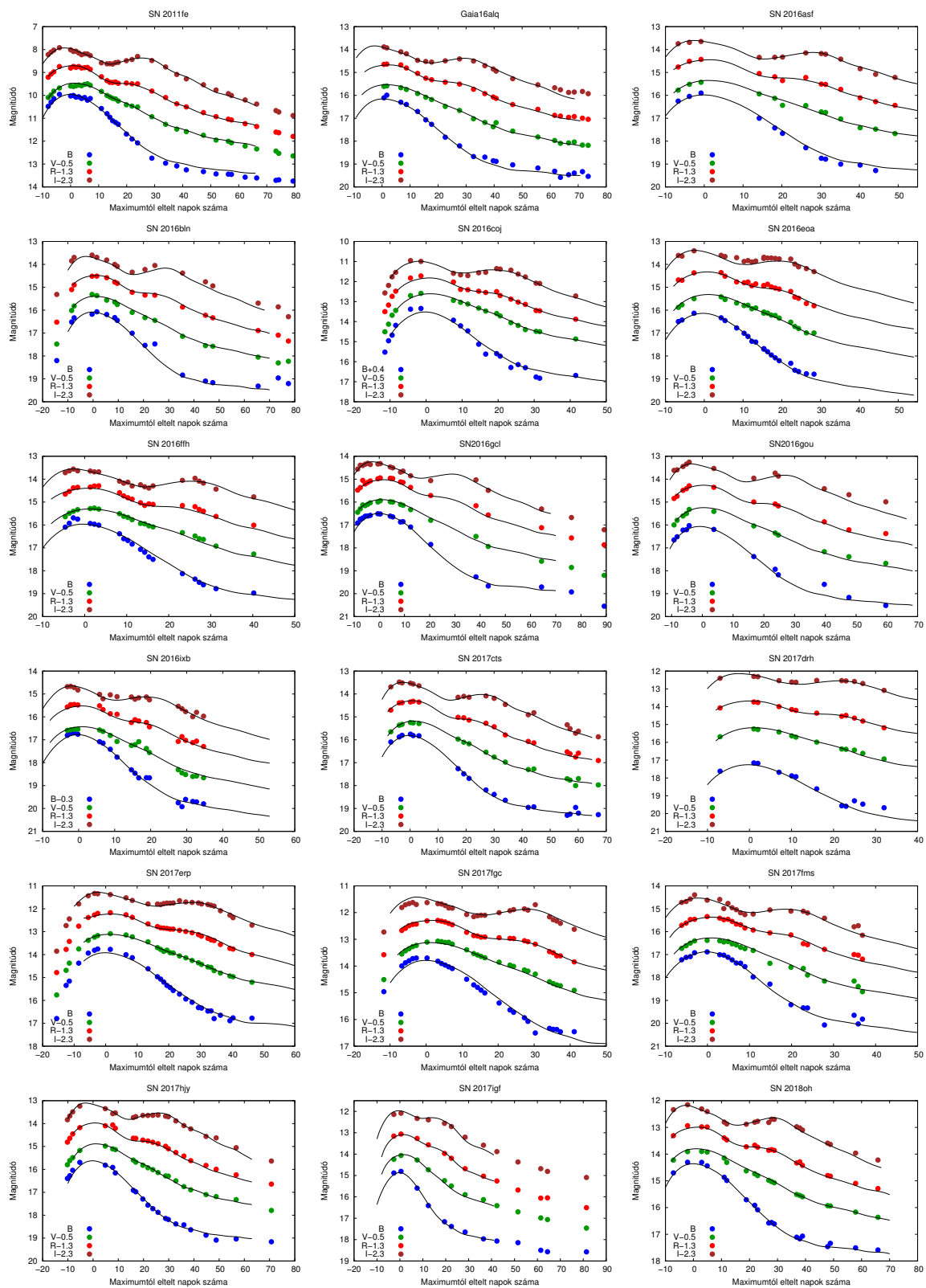
etetab=teta(itemp[i]*1000,4380, fxb+efxb)-tetab;
etetav=teta(itemp[i]*1000,5450, fxv+efxv)-tetav;
etetar=teta(itemp[i]*1000,6410, fxr+efxr)-tetar;
etetai=teta(itemp[i]*1000,7980, fxi+efxi)-tetai;

printf("%lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf %lf\n", tvel[i]-T_REF,

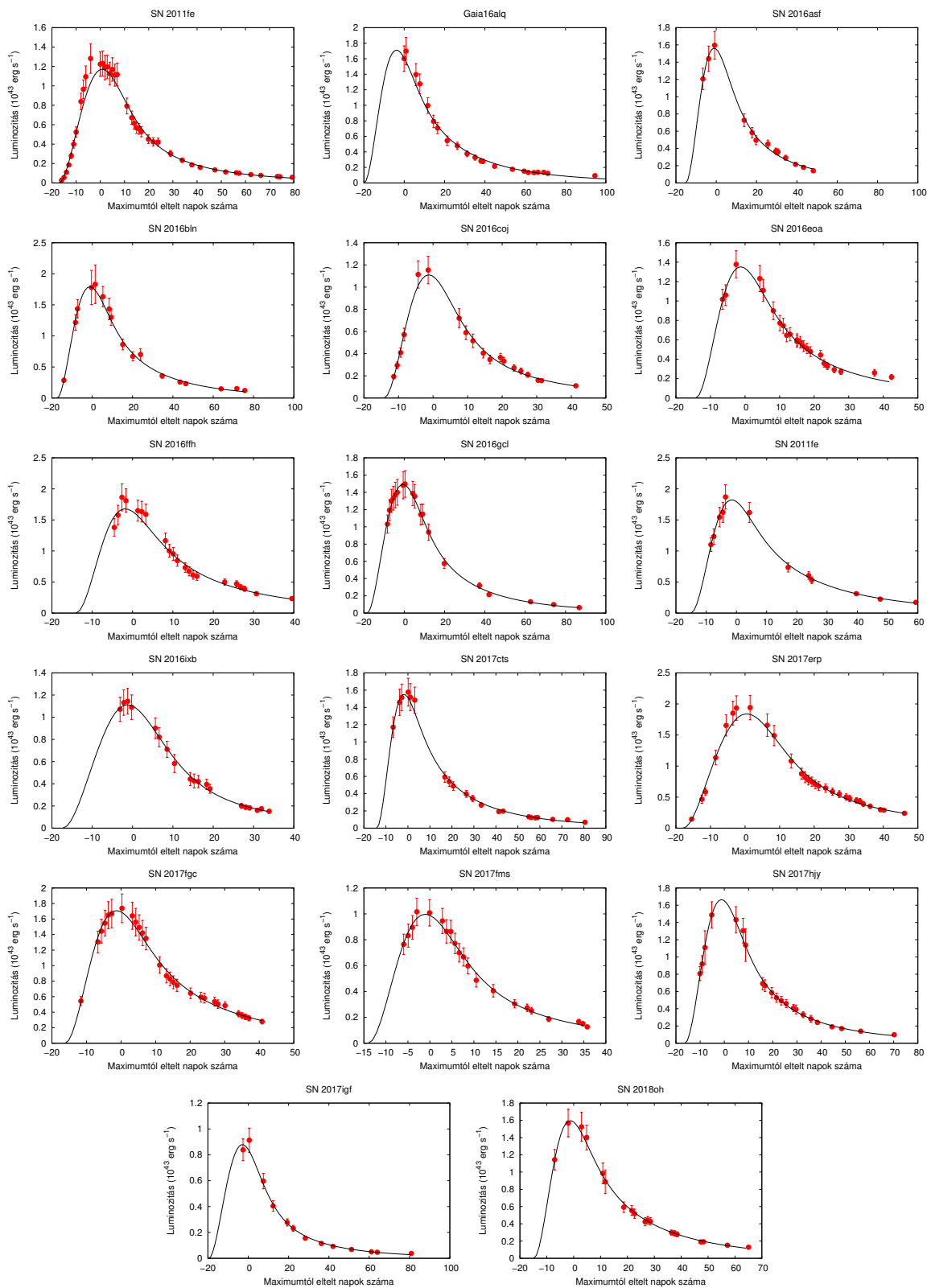
tetab*k1/vel[i], etetab*k1/vel[i], tetav*k1/vel[i], etetav*k1/vel[i],
tetar*k1/vel[i], etetar*k1/vel[i], tetai*k1/vel[i],
etetai*k1/vel[i]);
}
}
```

## B Függelék

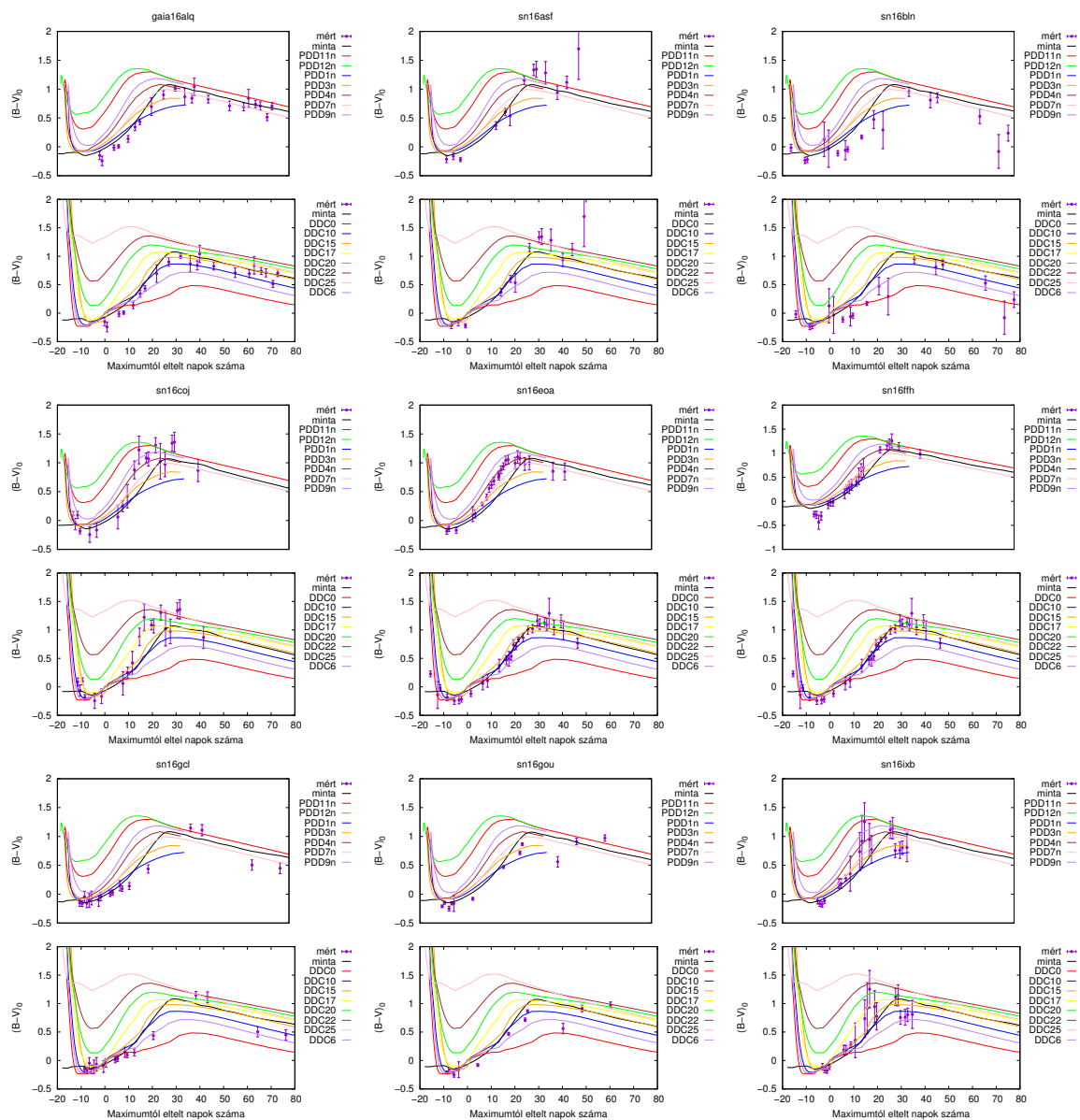
Az alábbiakban közzé teszem a 3.2. fejezetben vizsgált Ia típusú SN-kból álló minta SNooPy2-vel történő többszín-fotometriai fénygörbe-modellezésből kapott ábrákat. Ezenkívül feltüntetem az Arnett-modellen alapuló, legjobban illeszkedő bolometrikus modellfénygörbéket is. Végül megjelenítem a mérésekből, valamint a Dessart et al. (2014)-féle DDE és PDDE robbanási modellekből származtatott vörösödésmentes  $(B - V)_0$  színindexek fejlődését.



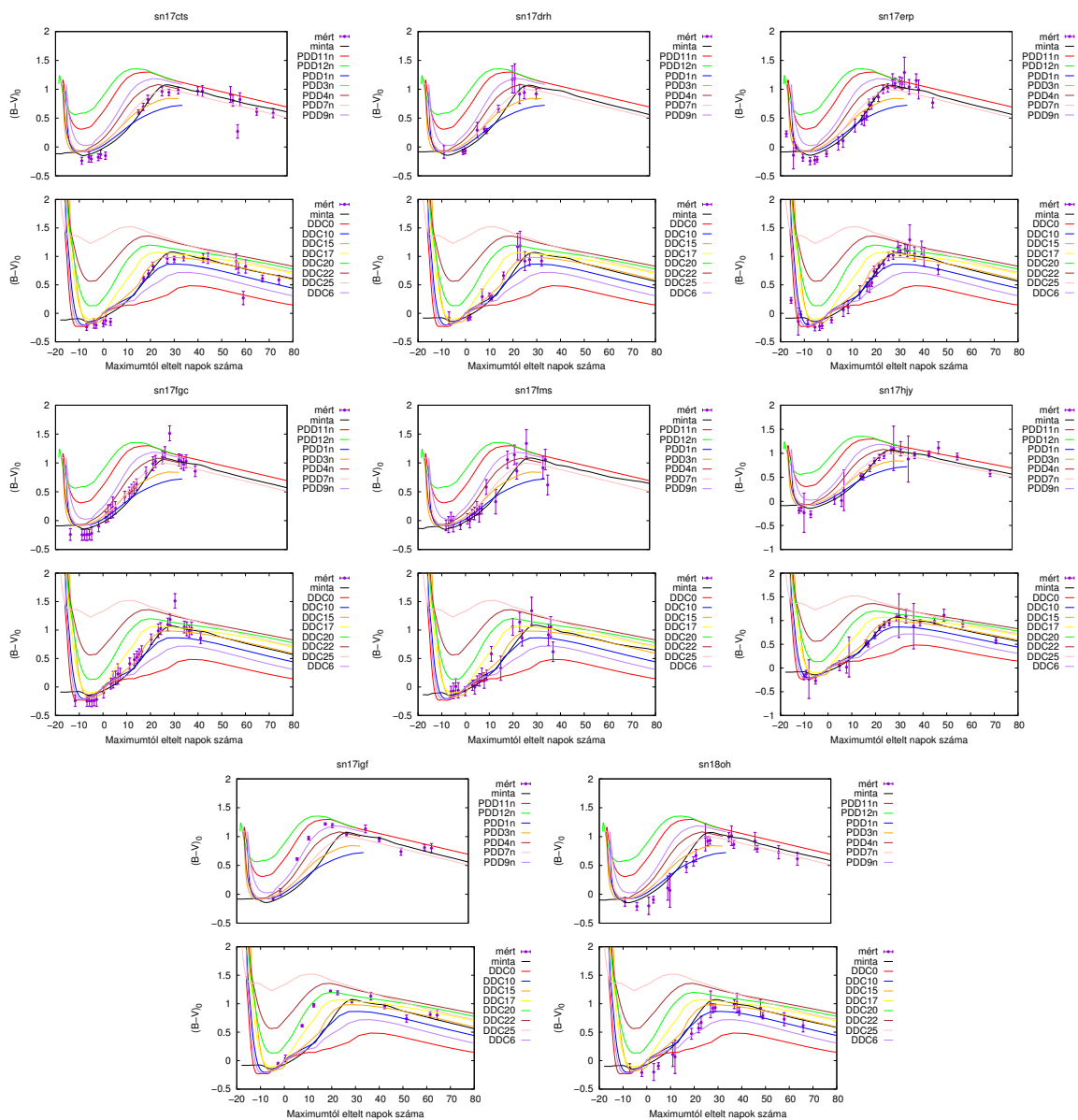
**B1. ábra.** A BVRI szűrős fénygörbék SNoPy2 programmal történő illesztései. Az egyes szűrőkhöz tartozó görbéket függőlegesen elcsúsztattam egymástól a jobb láthatóság érdekében.



B2. ábra. A legjobban illeszkedő, Minim kóddal számolt bolometrikus fénygörbemodellek.



**B3. ábra.** A mérésekből származó vörösödésmentes  $(B - V)_0$  színindexek (teli szimbólumok) összevetése a Dessart et al. (2014)-féle DDE és PDDE robbanási modellekkel (színes görbék). Fekete vonallal jelöltem az empirikus Hsiao-mintafénygörbéből számított színeket (Hsiao et al., 2007).



B4. ábra. Ugyanaz, mint a B3. ábrán, csak más SN-kra.

# C Függelék

Ebben a függelékben az SN 2019neq és az SN 2010kd I-es típusú szuperfényes szupernóvák 3.3. fejezetben ismertetett spektroszkópai vizsgálatához kapcsolódó számításokat, illetve modellparamétereket tartalmazó táblázatokat teszem közzé.

**C1. táblázat.** *A vizsgált SLSN-król készült mérések időpontja, a megfigyelőhöz rögzített (mozgó) koordináta-rendszerben mért és az objektumhoz rögzített (nyugvó) rendszerben mért fázisa.*

SN	Mérés időpontja	MJD (nap)	$(t_{max} - t_{mért})$ mozgó	$(t_{max} - t_{mért})$ nyugvó
SN 2010kd	2010-11-22	55522	-30	-27
	2011-01-04	55575	+23	+21
	2011-05-13	55694	142	129
	2011-07-02	55744	192	174
SN 2019neq	2019-09-01	58727	-4	-4
	2019-09-11	58737	6	5
	2019-10-07	58763	32	29

**C2. táblázat.** *Az SN 2010kd spektrummodelljeinek lokális paraméterei. Egy adott elem neve mellett megjelenő "v" betű azon elem nagy sebességű mivoltára utal.*

Elem	$\log \tau$	$v_{min}$ ( $10^3 \text{ km s}^{-1}$ )	$v_{max}$ ( $10^3 \text{ km s}^{-1}$ )	aux	$T_{exc}$ ( $10^3 \text{ K}$ )
MJD 55522 (-27d)					
C II	1.5	15.0	30.0	3.0	10.0
C IV	-0.2	15.0	30.0	2.0	20.0
O I	-0.5	15.0	30.0	2.0	10.0
O II	-3.5	15.0	30.0	2.0	18.0
Si II	-0.7	22.0	30.0	3.0	12.0
MJD 55565 (+11d)					
(He I)	-0.7	10.0	50.0	8.0	10.5
(C II)	-1.0	10.0	50.0	1.0	10.5
O I	-0.3	10.0	50.0	4.0	10.5
O II	-1.0	10.0	50.0	10.0	10.5
O II v	- 0.4	20.0	50.0	10.0	10.5
Si II	0.0	10.0	50.0	4.0	10.5
Si II v	0.0	20.0	50.0	10.0	10.5
Mg II	-0.5	10.0	50.0	5.0	10.5
Fe II	-0.7	10.0	50.0	5.0	10.5
MJD 55694 (+129d)					
O I	0.4	4.0	50.0	4.0	6.5
Na I	0.2	4.0	50.0	5.0	6.5
Mg II	-0.3	4.0	50.0	4.0	6.5
Si II	0.0	4.0	50.0	2.0	6.5
Si II v	0.3	15.0	50.0	10.0	6.5
Fe II	-0.4	4.0	50.0	5.0	6.5

**C3. táblázat.** Az SN 2010kd koncentrációjának kiszámításához szükséges paraméterek értékei.

Elem	$\log \tau$	$g$	$\log(gf)$	$T$ (K)	$\lambda$ (Å)	$t_d$ (nap)	$z(T)$	$\chi$ (eV)
MJD 55522 (-27d)								
C II	-1.5	6	0.77	10000	4267	22.5	5.99	18.07
C IV	-0.2	4	-0.2	20000	5801	22.5	2.00	37.6
O I	-0.5	5	0.32	10000	7772	22.5	9.42	9.16
O II	-3.5	6	-8.43	18000	7321	22.5	5.41	3.33
Si II	0.7	2	0.28	12000	5680	22.5	5.95	18.51
MJD 55565 (+11d)								
He I	-0.7	3	0.41	10500	5876	75.5	1.00	20.99
C II	-1.0	6	0.77	10500	4267	75.5	6.00	18.07
O I	-0.3	5	0.32	10500	7772	75.5	9.48	9.16
O II	-1.0	6	-8.43	10500	7321	75.5	4.28	3.33
O I Iv	-0.4	6	-8.43	10500	7321	75.5	4.28	3.33
Na I	-0.5	2	0.12	10500	5890	75.5	6.92	0.00
Mg II	-0.5	4	0.74	10500	5184	75.5	2.05	8.87
Si II	0.00	2	0.30	10500	6347	75.5	5.88	8.13
Si II v	0.00	2	0.30	10500	6347	75.5	5.88	8.13
Fe II	-0.7	6	-1.4	10500	5018	75.5	69.77	2.89
MJD 55694 (+129d)								
O I	0.4	5	0.32	6500	7772	194.5	9.00	9.16
Na I	0.2	2	0.12	6500	5890	194.5	2.31	0.00
Mg II	-0.3	4	0.74	6500	5184	194.5	2.00	8.87
Si II	0.00	2	0.30	6500	6347	194.5	5.75	8.13
Si II v	0.30	2	0.30	6500	6347	194.5	5.75	8.13
Fe II	-0.4	6	-1.4	6500	5018	194.5	49.68	2.89

**C4. táblázat.** Az SN 2010kd modellezett spektrumaiban megtalálható elemekre adódott koncentráció- és sűrűségértékek.

Elem	$n_l$ (cm <sup>-3</sup> )	$N$ (cm <sup>-3</sup> )	Tömegszám	Sűrűség (g cm <sup>-3</sup> )
MJD 55522 (-27d)				
C II	382.45	3.44e+06	12	6.86e-17
C IV	94944.00	6.18e+08	12	1.23e-14
O I	8981.75	1.71e+06	16	4.55e-17
O II	1.09e+10	2.50e+10	16	6.64e-13
Si II	74921.70	5.30e+08	28	2.46e-14
MJD 55565 (+11d)				
He I	864.86	6.85e+06	4	4.55e-17
C II	378.44	2.21e+06	12	4.41e-17
O I	4454.34	685690.00	16	1.82e-17
O II	5.99e+11	2.12e+12	16	5.62e-11
O II v	2.39e+12	8.42e+12	16	2.24e-10
Na I	1781.79	6164.99	22	2.25e-19
Mg II	854.86	30948.50	24	1.23e-18
Si II	3722.65	541989.00	28	2.52e-17
Si II v	3722.65	541989.00	28	2.52e-17
Fe II	111683.00	5.20e+06	52	4.49e-16
MJD 55694 (+129d)				
O I	5364.86	1.17e+07	16	3.12e-16
Na I	2146.04	2478.68	22	9.06e-20
Mg II	325.60	157972.00	24	6.30e-18
Si II	894.61	1.41e+06	28	6.54e-17
Si II v	1784.98	2.81e+06	28	1.30e-16
Fe II	53551.80	4.17e+06	52	3.60e-16

**C5. táblázat.** Az SN 2019neq spektrumaira legjobban illeszkedő SYN++ modellek lokális paramétereit.

Elem	$\log \tau$	$v_{\min}$ ( $10^3 \text{ km s}^{-1}$ )	$v_{\max}$ ( $10^3 \text{ km s}^{-1}$ )	$aux$ ( $10^3 \text{ km s}^{-1}$ )	$T_{\text{exc}}$ ( $10^3 \text{ K}$ )
MJD 58727 (-4)					
C II	-1.2	21.0	50.0	5.0	15.0
C III	-0.2	21.0	50.0	2.0	30.0
O III	1.0	21.0	50.0	1.0	15.0
Si III	0.2	21.0	50.0	2.0	20.0
Si IV	0.0	21.0	50.0	2.0	20.0
Fe II	-1.0	21.0	50.0	2.0	15.0
Co III	-0.5	21.0	50.0	2.0	20.0
MJD 58727 (-4) Alternatív model					
C II	-1.5	21.0	50.0	1.0	15.0
O II	-1.7	21.0	50.0	1.0	15.0
Si III	0.0	21.0	50.0	2.0	20.0
Fe II	-1.0	21.0	50.0	1.0	15.0
Co III	-0.5	21.0	50.0	2.0	20.0
MJD 58737 (+5)					
C I	0.0	21.0	50.0	2.0	12.0
C II	-1.5	21.0	50.0	5.0	12.0
O III	0.7	21.0	50.0	1.0	12.0
Si III	0.2	21.0	50.0	2.0	12.0
Si IV	-0.3	21.0	50.0	2.0	12.0
Fe II	-0.9	21.0	50.0	2.0	12.0
Co III	-0.5	21.0	50.0	2.0	18.0
MJD 58763 (+29)					
O I	0.0	12.0	50.0	5.0	6.0
Na I	-0.2	12.0	50.0	2.0	6.0
Mg II	0.7	12.0	50.0	2.0	6.0
Si II	0.3	12.0	50.0	2.0	6.0
Fe II	0.5	12.0	50.0	2.0	11.0

**C6. táblázat.** Az SN 2019neq-ban található egyedi elemek számsűrűségének kiszámításához szükséges adatok az összes mért időpontban.

Elem	$\log \tau$	$g$	$\log(gf)$	$T$ (K)	$\lambda$ (Å)	$t_d$ (nap)	$z(T)$	$\chi$ (eV)
MJD 58727 (-4)								
C II	-1.2	6	0.77	15000	4267	24.4	6.18	18.07
C III	-0.2	3	0.08	30000	4647	24.4	1.77	29.57
Si III	0.2	5	0.18	15000	4553	24.4	1.06	19.04
Si IV	0.0	2	0.20	20000	4089	24.4	2.03	24.08
Fe II	-1.0	10	-1.40	15000	5018	24.4	100.64	2.89
Co III	-1.0	8	-2.36	20000	4433	24.4	46.64	10.41
MJD 58727 (-4) Alternatív								
C II	-1.5	6	0.77	15000	4267	24.4	6.18	18.07
Si III	0.00	5	0.18	20000	4553	24.4	1.21	19.04
Fe II	-1.0	10	-1.40	15000	5018	24.4	100.64	2.89
Co III	-0.5	8	-2.36	20000	4433	24.4	46.64	10.41
MJD 58737 (+5)								
C I	0.0	5	0.07	12000	9095	33.5	10.69	7.49
C II	-1.5	6	0.77	12000	4267	33.5	6.04	18.07
Si III	0.2	5	0.18	12000	4553	33.5	1.02	19.04
Si IV	-0.3	2	0.20	12000	4089	33.5	2.00	24.08
Fe II	-0.9	10	-1.40	16000	5018	33.5	108.78	2.89
Co III	-0.5	8	-2.36	18000	4433	33.5	42.81	10.41
MJD 58763 (+29)								
O I	0.00	5	0.32	6000	7772	57	8.95	9.16
Na I	-0.2	2	0.12	6000	5890	57	2.19	0.00
Mg II	0.7	4	0.74	6000	5184	57	2.00	8.87
Si II	0.3	2	0.30	6000	6347	57	5.73	8.13
Fe II	0.5	6	-1.4	11000	5018	57	72.75	2.89

**C7. táblázat.** Az SN 2019neq modellezett spektrumaiban található elemekre adódott szám- és tömegsűrűségértékek a mért időpontokban.

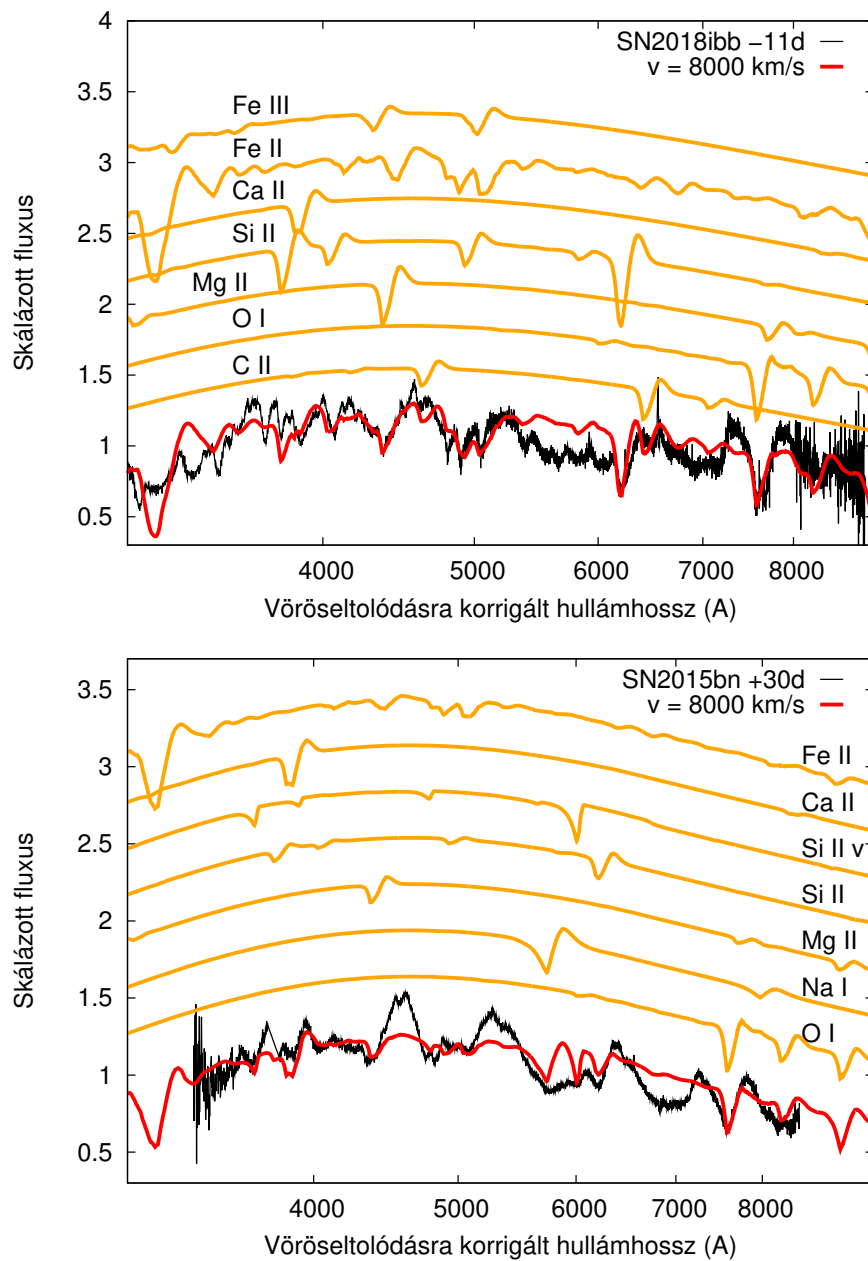
Elem	$\log n_l \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\log N \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	Tömegszám	$\log \rho \text{ (g cm}^{-3}\text{)}$
MJD 58727 (-4d)				
C II	3.02	5.67	12	-17.03
C III	4.71	6.64	12	-16.06
Si III	4.93	7.04	28	-15.29
Si IV	4.44	7.08	28	-15.25
Fe II	5.62	7.04	56	-14.99
Co III	6.60	8.51	59	-13.50
MJD 58727 (-4) Alternatív				
C II	2.72	5.37	12	-17.33
Si III	4.86	6.33	28	-16.01
Fe II	7.10	9.01	56	-13.02
Co III	5.62	7.04	59	-14.97
MJD 58737 (+5)				
C I	4.61	6.31	12	-16.39
C II	2.49	5.79	12	-16.91
Si III	4.70	7.48	28	-14.85
Si IV	3.78	8.17	28	-14.16
Fe II	5.61	7.04	56	-14.99
Co III	6.92	8.91	59	-13.09
MJD 58763 (+29)				
O I	3.83	7.42	16	-15.15
Na I	3.43	3.47	22	-18.97
Mg II	4.01	6.95	24	-15.45
Si II	3.75	7.17	28	-15.16
Fe II	6.39	8.05	56	-13.98

# D Függelék

A 3.4. fejezetben elemzett, 28 I-es típusú SLSN-ból álló minta fotoszférikus sebességének meghatározásához elkészített SYN++ modellek (ábrák), és azok globális, valamint lokális paraméterei (táblázat).

**D1. táblázat.** *A vizsgált W és 15bn típusú, valamint maximum utáni SLSN-spektrumokhoz megalkotott SYN++ modellek globális és lokális paramétereinek értéke.*

W típusú SLSN-k					
Globális paraméterek					
$a_0$	$v_{\text{ph}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_{\text{ph}}$ (10 <sup>3</sup> K)			
1.0	10000-30000	15000			
Lokális paraméterek					
Elem	log $\tau$	$v_{\text{min}}$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$v_{\text{max}}$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$aux$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$T_{\text{exc}}$ (10 <sup>3</sup> K)
O II	-2.0	$v_{\text{ph}}$	50.0	2.0	15.0
15bn típusú SLSN-k					
Globális paraméterek					
$a_0$	$v_{\text{ph}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_{\text{ph}}$ (10 <sup>3</sup> K)			
0.7	8000-30000	11000			
Lokális paraméterek					
Elem	log $\tau$	$v_{\text{min}}$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$v_{\text{max}}$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$aux$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$T_{\text{exc}}$ (10 <sup>3</sup> K)
C II	-1.4	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
O I	0.3	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Mg II	0.0	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Si II	0.5	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Ca II	0.0	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Fe II	0.0	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	12.0
Fe III	-0.5	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Maximum után mért SLSN-k					
Globális paraméterek					
$a_0$	$v_{\text{ph}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$T_{\text{ph}}$ (10 <sup>3</sup> K)			
0.7	5000-15000	9000			
Lokális paraméterek					
Elem	log $\tau$	$v_{\text{min}}$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$v_{\text{max}}$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$aux$ (10 <sup>3</sup> km s <sup>-1</sup> )	$T_{\text{exc}}$ (10 <sup>3</sup> K)
O I	0.1	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Na I	-0.5	$v_{\text{ph}}$	50.0	4.0	10.0
Mg II	-0.5	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Si II	-0.3	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Si II v	0.7	17.0	50.0	3.0	10.0
Ca II	0.0	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	10.0
Fe II	-0.5	$v_{\text{ph}}$	50.0	1.0	12.0



**D1. ábra.** Fent: a 15bn típusba tartozó SN 2018ibb -11 napos fázisnál mért színeképe (fekete vonal), a rá illesztett SYN++ modellel (piros vonal). Az egyes elemek hozzájárulása a teljes modellspektrumhoz narancssárgával jelenik meg, elemenként egymástól függőlegesen eltolva az átláthatóság érdekében. Lent: az SN 2015bn +30 napnál felvett spektruma a fenti ábrához hasonló módon megjelenítve.