SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

II-es típusú szupernóvák távolságának meghatározása

Doktori értekezés

Takáts Katalin

TÉMAVEZETŐ:

Dr. Vinkó József

SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

SZEGED

2013

Tartalomjegyzék

Bevezetés	3
1. Szupernóvák	5
1.1. Csoportosításuk	7
1.1.1. Az egyes típusok előfordulásának gyakorisága	9
1.2. A szupernóvák fénygörbéje	10
1.3. Az Ia típusú szupernóvák	13
1.4. A nagy tömegű csillagok összeomlásával keletkező szupernóvák	13
1.4.1. A nagy tömegű csillagok fejlődése és halála	14
1.4.2. Az Ib/c típusú szupernóvák	15
1.4.3. II-es típusú szupernóvák	16
2. Távolságmérés szupernóvákkal	20
2.1. Az Ia típusú SN-k távolsága	20
2.2. A II-es típusú szupernóvák távolsága – a táguló fotoszféra módszer	22
2.2.1. A látszó szögméret meghatározása	24
2.2.2. A tágulási sebesség mérése	26
2.2.3. Atmoszféramodellek és a korrekciós faktor	30
2.2.4. Főbb nehézségek és hibaforrások	31
2.2.5. Az EPM variációi	33
2.3. A II-es típusú SN-k távolsága – a standard(izált) gyertya módszer	33
3. Adatfeldolgozás	36
3.1. Nyers adatok feldolgozása	36
3.1.1. Fotometria	36
3.1.2. Spektroszkópia	38
3.2. Sebességmérés a SYNOW nevű program használatával	39
3.2.1. A SYNOW alapjai	39
3.2.2. Spektrumok modellezése a SYNOW-val	41
3.2.3. A fotoszferikus sebesség meghatározása	43
4. Eredmények	45
4.1. SN 1999em	47
4.1.1. Spektrummodellezés és sebességmérés	47
4.1.2. Távolság	49
4.2. SN 2004dj	52

4.2.1.	Spektrummodellezés és sebességmérés	52
4.2.2.	Távolság	53
4.3.	SN 2004et	53
4.3.1.	Spektrummodellezés és sebességmérés	56
4.3.2.	Távolság	57
4.4.	SN 2005cs	61
4.4.1.	Spektrummodellezés és sebességmérés	61
4.4.2.	Távolság	63
4.5.	SN 2006bp	67
4.5.1.	Spektrummodellezés és sebességmérés	68
4.5.2.	Távolság	69
4.6.	SN 2011dh	72
4.6.1.	Spektrummodellezés és sebességmérés	73
4.6.2.	Távolság	73
5.	Következtetések	76
5.1.	Sebesség-sebesség relációk	80
5.2.	A távolság és a távolságfüggő fizikai paraméterek	83
	Összefoglalás	89
	Summary	92
	Köszönetnyilvánítás	94
	Táblázatok jegyzéke	96
	Ábrák jegyzéke	99
	Irodalomjegyzék	100
	Mellékletek	107

Bevezetés

A szupernóvák kutatása napjainkban a csillagászat egyik legdinamikusabban fejlődő területe. A dedikált szupernóva-kereső programoknak köszönhetően évről évre egyre több felfedezés történik, és az új objektumok némelyike egészen meglepő tulajdonságokat mutat, nem sorolható be a klasszikus kategóriákba. Ugyanakkor a leggyakrabban előforduló, régóta ismert típusok esetében is sok a megoldandó kérdés, mind a szülőcsillaguk természetét illetően, mind a robbanás során és utána végbemenő fizikai folyamatokat tekintve.

A szupernóváknak (szokásos rövidítéssel SN) nagy szerepük van az extragalaktikus távolságmérésben. Erre a célra mind az Ia, mind a II-es típusú SN-k alkalmasak. Az Ia SN-kkel történő távolságmérésre irányuló törekvések már eddig is jelentős eredményeket szolgáltattak, többek között segítségükkel mutatták ki, hogy az Univerzum gyorsulva tágul, mely felfedezésért szupernóva-kutatók (Brian Schmidt, Adam Riess és Saul Perlmutter) kapták a 2011-es fizikai Nobel-díjat. Ugyanakkor a használt eljárások empirikus kalibráción alapulnak, és – ahogy többek között Vinkó és mtsai (2012b) is megmutatták – az egyes módszerek még nem teljesen konzisztensek.

A II-es típusú, nagy tömegű csillagok összeomlásakor keletkező szupernóvák egy része is alkalmas távolságmeghatározásra. Két módszer is létezik erre a célra. Az egyik, a táguló fotoszféra módszer (expanding photosphere method, EPM; Kirshner & Kwan, 1974), amelynek az alkalmazásához jó minőségű fénygörbe és a fotoszféra tágulási sebességének ismerete szükséges. A módszer nagy előnye, hogy nem igényel ismert távolságú objektumok felhasználásával végzett kalibrációt, így más módszerektől független eredményt szolgáltat. Hátránya, hogy jó időfelbontású és minőségű, a szupernóva korai fázisában felvett adatsort igényel. A másik, II-P típusú szupernóvák esetében alkalmazható eljárás a standard gyertya módszer (standard candle method, SCM; Hamuy & Pinto, 2002), mely egy, a plató fázis közepén mérhető luminozítás és tágulási sebesség közti empirikus korrelációt használ fel. Az EPM-mel ellentétben ezt a módszert kalibrálni kell, viszont jóval kevesebb adatot igényel, ezáltal kevésbé jól észlelt objektumok esetében is alkalmazható.

Mindkét módszer esetében fontos probléma a fotoszféra tágulási sebességének megfelelően pontos meghatározása, melynek megoldására már több kísérlet is történt. Dolgozatomban egy olyan módszert ismertetek, amely során a SYNOW nevű, parametrizált, szupernóvák spektrumának modellezésére kifejlesztett program (Fisher, 1999) segítségével mérhetjük meg a tágulási sebességet. A módszer részletes vizsgálatához több szupernóva nagyszámú észlelt spektrumát használtam fel, majd a kapott sebességek segítségével a SN-k távolságát is meghatároztam.

Doktori dolgozatomban elején egy rövid történeti áttekintést követően először ismertetem a szupernóvák csoportosításának szempontjait, valamint az egyes típusok felbukkanásának gyakoriságát. Ezt az egyes típusok keletkezésének és főbb fizikai tulajdonságainak tárgyalása

követi.

A második fejezetben azokról a módszerekről lesz szó, melyeket a szupernóvákkal történő távolságmérésben leggyakrabban alkalmaznak. Az Ia típusú szupernóvák esetében csak röviden ismertetem a használt eljárásokat, míg a II-P SN-k esetében részletesen ejtek szót mind a táguló fotoszféra-, mind a standard gyertya módszerről. Tárgyalom az egyes módszerek előnyeit, valamint az alkalmazásuk során felmerülő nehézségeket, főbb hibaforrásokat is.

A harmadik fejezet arra az útra fókuszál, amit végig kell járnunk, amíg a nyers képektől eljutunk a távolságmérési módszerekhez szükséges, kész adatokig. A fejezet második felében található annak a módszernek a leírása, mellyel a szupernóvák fotoszférájának tágulási sebességét határozom meg a SYNOW nevű modellezőprogram alkalmazásával (Takáts & Vinkó, 2012).

A negyedik részben hat szupernóva (az SN 1999em, 2004dj, 2004et, 2005cs, 2006bp és 2011dh) nagyszámú spektrumának modellezésével kapott eredményeket ismertetem. A modellezés során kapott sebességeket összehasonlítom a más módszerekkel kapottakkal, valamint ezek felhasználásával a szupernóvák távolságának meghatározására is sor kerül.

Az ötödik fejezetben az eredmények és sebességmeghatározási módszerek összehasonlítása, valamint az ezekből levonható következtetések ismertetése szerepel. Végül ezt dolgozat főbb eredményeinek összefoglalása követi.

1. fejezet

Szupernóvák

Az égbolton váratlanul felbukkanó, majd néhány hét után újra eltűnő „vendégcsillagokról” majdnem kétezer évre visszamenőleg találhatók írásos feljegyzések. A leírások segítségével a 20. század folyamán több esetben ezek maradványait is sikerült azonosítani (1.1. táblázat), melyek tanulmányozása, együtt a korabeli források által szolgáltatott adatokkal jelentősen hozzájárul ezeknek az objektumoknak a megértéséhez.

A legrégebbi ismert észlelés i. sz. 185-ből származik, amikor kínai csillagászok figyeltek meg egy hirtelen felbukkanó, fényes csillagot. Pozíciójában, a Kentaur és a Körző csillagképek közti területen található ma a G315.4-2.3 jelű szupernóva-maradvány (1.1. ábra). Hasonló jelenségről 369-ban, 386-ban és 393-ban is beszámoltak a kínaiak, ezek természetéről viszont elég kevés ismerettel rendelkezünk, az sem bizonyított, hogy valóban szupernóvák voltak (Green & Stephenson, 2003).

Az 1006-ban feltűnő fényes objektumról kínai, japán, európai és arab feljegyzések is vannak, egyes források szerint éveken keresztül látható volt. Valószínűleg az Ia típusba tartozott, maradványát, a PKS 1459-41 jelű rádióforrást 1965-ben azonosították.

Az SN 1054-ről több japán és kínai beszámoló is született, illetve egy arab forrás is megemlíti. Az 1920-as években vetették fel először a kínai feljegyzések alapján, hogy ennek maradványa lehet a Rák-köd, amit aztán alapos vizsgálatoknak vetettek alá. Mivel a Rák-köd azon kevés szupernóva-maradványok egyike, melynek központjában egy pulzár található, tanulmányozásának nagy jelentősége van a szupernóvák létrejöttének és fizikájának megismerésében.

Tycho Brahe fedezte fel az SN 1572-t, majd hónapokon keresztül pontos pozíció- és fényességméréseket végzett róla. A szupernóva maradványát 1952-ben azonosították. Krause és mtsai (2008b) a szupernóva fény-echójának spektrumát felvéve az Ia típusúba sorolták azt.

Az SN 1604 volt a legutóbbi szabad szemmel is látható szupernóva. Kínai és koreai csillagászok is hosszú időn keresztül követték, ám a legpontosabb fényességbecsléseket és koordinátákat Johannes Kepler megfigyeléseinek köszönhetjük. Ez utóbbiak alapján Baade volt az, aki később megtalálta a maradványt.

A Tejútrendszerben a legfiatalabb ismert szupernóva-maradvány a Cassiopeia A jelet viseli. A rádiótól a gammáig a teljes hullámhossztartományon készültek és készülnek róla tanulmányok, melyek jelentősen hozzájárultak a szupernóvák fizikájának megértéséhez. A számítások szerint 1667 körül kellett a robbanásnak lezajlania, ám észleléséről nincsenek

1.1. ábra. Különböző hullámhossztartományban készült képek az SN 185 (balra fent), SN 1054 (balra lent), SN 1064 (jobbra fent), SN 1572 (jobbra lent) és SN 1987A (középen) maradványáról. (Forrás: NASA/ESA)

feljegyzések. Ennek egy lehetséges oka a nagy mennyiségű csillagközi por lehetett, ami elnyelte az optikai sugárzás jelentős részét. Krause és mtsai (2008a) a fény-echo spektruma alapján IIb típusúnak sorolták be szupernóvát.

A távcső 17. századi elterjedésével egyre több, szabad szemmel nem látható vendégcsillagot fedeztek fel, többségét a Tejútrendszer sávjában. Ezekre az egymáshoz nagyon hasonló objektumokra mind a nóva elnevezést használták. Az 1885-ben feltűnő S Andromedae viszont az Androméda-köd magja közelében helyezkedett el. Ez az objektum is hasonló látszó fényességű volt, mint a többi nóva (kb. 6 magnitúdó) és fénygörbéje sem különbözött jelentősen azokétól. Azonban 1929-ben Edwin Hubble az Androméda-köd távolságát 2 millió fényévnek mérte, ami alapján az S And abszolút fényessége kb. -17

1.1. táblázat. Történelmi szupernóvák pozíciója, legvalószínűbb típusa és a maradványuk neve.

SN	Csillagkép	Pozíció	Maradvány	Típus
185	Kentaur és Körző	RA 14h 43m, Dec $-62^{\circ} 30'$	G315.4-2.3	Ia
1006	Farkas	RA 15h 2m, Dec $-41^{\circ} 57'$	PKS 1459-41	Ia
1054	Bika	RA 5h 34,5m, Dec $+22^{\circ} 01'$	Rák-köd	II
1572	Cassiopeia	RA 0h 25,3m, Dec $+64^{\circ} 09'$	G120.1+2.1	Ia
1604	Kígyótartó	RA 17h 30m, Dec $-21^{\circ} 29'$	G4.5+6.8	Ia
kb. 1667	Cassiopeia	RA 23h 23m, Dec $+58^{\circ} 48'$	Cas A SNR	IIb

1.2. ábra. Szupernóvák alapvető csoportosítása a spektrumban található atomok/ionok és a fénygörbe alapján.

magnitúdó volt, ez pedig jóval nagyobb, mint akármelyik közönséges, a Tejútrendszerben található növőé. Ez vezetett ahhoz a felismeréshez, hogy a Tejútrendszerben viszonylag gyakran felbukkanó növők és a más galaxisokban megjelenő, akár -18 – -20 magnitúdó maximális fényességű objektumok egészen különbözőek. Az utóbbiakra a „szupernóva” elnevezést Baade & Zwicky (1934) használta először.

A következő évtizedekben a szupernóvák keresése és tanulmányozása a csillagászat egyik nagyon fontos területévé vált. Egyre többet és többet fedeztek fel belőlük és egyre több ismeretre tettünk szert a természetükről. Nagy jelentőséggel bírt a Nagy Magellán-felhőben felbukkant SN 1987A, amelynek részletes, ma is folyó vizsgálata újabb lendületet adott a kutatásoknak.

Ebben a fejezetben ismertetem a szupernóvák legfőbb csoportjait, valamint nagy vonalakban az egyes típusokról jelenleg fennálló fizikai képet. Bár tudásunk ezekről az objektumokról gyorsan gyarapodik, még mind a mai napig sok a nyitott kérdés velük kapcsolatban.

1.1. Csoportosításuk

A szupernóvák csoportosítása hagyományosan azon alapul, hogy mely atomok és ionok vonalai figyelhetők meg a spektrumukban (1.2., 1.3., 1.7. ábra). Azokat, amelyek esetében az semleges hidrogén vonalai nem jelennek meg az I-es, amelyeknél igen, a II-es típusba soroljuk. Az I-es típusúak közül azokat, amelyek spektrumában az Si II vonalai is megfigyelhetők Ia típusúnak nevezzük. Azok, amelyeknél Si nem jelenik meg, de He I igen az Ib, amelyeknél pedig He sem az Ic típusúaknak csoportjába tartoznak (1.2. ábra). Nincs éles határ ez utóbbi két objektumtípus között, ezért gyakran hivatkoznak erre a csoportra Ib/c-ként.

A II-es típusúak közül sok SN fényessége 80–120 napon keresztül csak kismértékben változik („plató”), ezek a II-P SN-k a leggyakoribbak a II-es típusúak között. Másik csoport-

1.3. ábra. Példák a különböző típusú SN-k spektrumára. Ia – SN 2011fe (Vinkó és mtsai, 2012b), Ic – SN 2007gr (Valenti és mtsai, 2008b), Ib – 2009jf (Valenti és mtsai, 2011), IIb – SN2011dh (Vinkó és mtsai, 2012a), II-P – SN 1999em (Leonard és mtsai, 2002), II-n – SN 2010jl (Zhang és mtsai, 2012).

jukat, amelynek tagjai ugyanebben a fázisban egyenletes fényességcsökkenést mutatnak, II-L („linear”) típusúaknak nevezzük. A II-n típusúak spektrumában a hidrogén keskeny emissziós vonalai figyelhetők meg (1.3. ábra), melyek valószínűleg a ledobódó burok és az SN körül található anyag (circumstellar material, CSM) közötti kölcsönhatás eredményeként jelennek meg (Schlegel, 1990). A IIb típusú szupernóvák korai spektruma hasonló a többi II-éhez, de néhány nappal a robbanás után erős He I vonalak jelennek meg, a hidrogén vonalai pedig fokozatosan gyengülnek, akár el is tűnnek, így ezek a II-es és Ib típusok közötti átmeneti objektumnak tekinthetők (Filippenko és mtsai, 1993).

A robbanás fizikája alapján a szupernóvák két fő csoportba tartoznak. Az egyik esetben egy fehér törpe termonukleáris robbanása megy végbe (Ia típus), a másik esetben pedig egy nagy tömegű csillag magjának összeomlása (core collapse, CC) vezet a szupernóva létrejöttéhez (II-es és Ib/c típus). Ha a nagy tömegű csillag körül a robbanás előtt hidrogénburok volt, akkor figyelünk meg II-es típusú SN-t, ha pedig ezt – és esetleg az alatta található He réteget – már elvesztette, akkor Ib/c SN-ről beszélünk (1.7. ábra).

Az Ib/c típusú SN-k röntgen- és gammatartományban is meglehetősen fényesek lehetnek, köszönhetően a ledobódó burok és a CSM kölcsönhatásának. Ezeken a hullámhosszon a II-es típusúak esetében is megfigyelhető némi felfényesedés közvetlenül a robbanás után, amit aztán gyors elhalványodás követ. A II-P és II-n SN-k késői fázisában előfordul a luminozitás kis mértékű növekedése a közeli és közepes infravörös tartományban, mely a keletkező pornak köszönhető.

Egy újonnan felfedezett, izgalmas csoportot alkotnak az ún. szuperfényes szupernóvák

(superluminous supernovae, SLSNe). Ahogy nevükből is következik ezek legfőbb jellemzője nagy luminozitásuk – abszolút fényességük meghaladja a -21 magnitúdót – valamint a szokványostól eltérő spektrumuk. Szülőcsillaguk mibenléte és a robbanás fizikája azonban még nem ismert. Megfigyelt tulajdonságaik alapján úgy tűnik, két fő csoportba sorolhatók. Egy részüknek korai fázisban jelentős az UV sugárzása, a spektrumuk nagyban hasonlít az Ic SN-k spektrumához, eleinte nem tartalmaz erős vonalakat, és később sincsenek jelen sem a hidrogén, sem a hélium vonalai. Az ide tartozó objektumok eléggé egyformák. A másik fő csoportba tartozók spektrumában – hasonlóan a IIn SN-kéhez – megjelennek a hidrogén erős, keskeny emissziós vonalai, viszont az egyes objektumok fénygörbéje változatos lefutású, a csoport tagjainak megfigyelhető tulajdonságai nagy szórást mutatnak. Az SLSN-k manapság a szupernóvák kutatásának egyik legnagyobb nyitott kérdését jelentik, egyre több csoport fordít megkülönböztetett figyelmet rájuk (bővebb összefoglalásért lásd pl. Gal-Yam, 2012).

1.1.1. Az egyes típusok előfordulásának gyakorisága

Az elmúlt években több, a szupernóvák felfedezésének dedikált égbolt-felmérő program is elindult, illetve fut a mai napig. Ilyen például – a teljesség igénye nélkül – a PTF (The Palomar Transient Factory¹), a CRTS (Catalina Real-Time Transient Survey²), a ROTSE (Robotic Optical Transient Search Experiment³), LOSS (Lick Observatory Supernova Survey⁴) vagy a még fejlesztés alatt álló Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System⁵). Ezeknek köszönhetően jelentősen megemelkedett a felfedezett SN-k száma, mely manapság évente több százra tehető. Ekkora mintán már részletes statisztikai vizsgálatok elvégzése is lehetséges.

Az efféle tanulmányokhoz általában egy adott távolságon belül megtalálható objektumokat használják, azért, hogy a különböző kiválasztási effektusok hatását csökkentsék. Smartt és mtsai 2009-es munkájukban az 1998 és 2008 közötti 10.5 évben, 28 Mpc-nél közelebb talált SN-ket vették bele a mintájukba, és az egyes típusok relatív gyakoriságát vizsgálták. A minta összesen 132 db objektumot tartalmazott. Ezek negyede (27%) Ia típusú volt, 66%-a pedig CC SN. A maradék néhány vagy nem volt egyértelműen besorolható, vagy nem is szupernóva volt. A CC SN-k 59%-a (azaz a teljes minta 39%-a) volt II-P típusú, 29%-a Ib/c, 5%-a IIb, 4%-a IIn és 3%-a II-L típusú.

Li és mtsai (2011a) hasonló statisztika készítéséhez a LOSS által 1998 óta felfedezett SN-ket használták. A 60 Mpc távolságon belül lévő SN-k 24%-a bizonyult Ia típusúnak, 19%-a Ib/c-nek és 57%-a II-esnek (1.4. ábra). Li és mtsai (2011a) a három típus különböző alcsoportjainak gyakoriságát is megvizsgálták. Az Ia SN-k jelentős része, 70%-a normál Ia volt, a maradék az SN 1991bg- (15%), SN 1991T- (9%) vagy a SN 2002cx-csoportba (5%) tartozott (ld. 1.2. fejezet). Az Ib/c SN-k felosztása nem egyszerű, sokszor nehéz őket egyik vagy másik csoportba besorolni. A tanulmány szerzői is kihangsúlyozzák, hogy a feltüntetett arányok (1.4. ábra) inkább csak felső korlátnak tekintendők. A II-es típusú SN-k 70%-a a II-P típusba tartozott, (ez a teljes minta 40%-át jelenti). 12% volt a IIb, 10% a II-L, míg 9%

¹<http://www.astro.caltech.edu/ptf/>

²<http://crts.caltech.edu/>

³<http://www.rotse.net/>

⁴http://astro.berkeley.edu/bait/public_html/kait_lwd.html

⁵<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>

1.4. ábra. A különböző alcsoportba tartozó megfigyelt SN-k gyakorisága (Li és mtsai cikkének 9. ábrája). A bal szélén lévő ábra azt mutatja, hogy a teljes mintából mennyi SN tartozik a három fő típus egyikébe. A másik három ábra a fő csoportok (Ia, Ib/c, II) altípusainak eloszlását mutatja.

a IIc típusú szupernóvák aránya.

Ugyan a két csoport különböző mintát használt – bár voltak átfedések –, különböző térbeli tartományon, az alapvető eredmények igen hasonlóak. Minkét esetben a teljes minta kb. negyedét alkották az Ia, 40%-át a II-P, ötödét az Ib/c típusú SN-k. A ritkább, IIb, IIc, II-L típusok esetében kissé nagyobbak az eltérések a két tanulmány eredményei között, ez valószínűleg annak köszönhető, hogy a minták nem tartalmaztak elég nagy számú objektumot.

1.2. A szupernóvák fénygörbéje

A különböző típusba tartozó szupernóvák fénygörbéje változatos képet mutat (1.5. ábra), lefutásuk sok fizikai paramétertől függ, ezért leírásuk meglehetősen bonyolult feladat. Az alábbiakban olyan megoldásokról lesz szó, melyek néhány egyszerűsítő feltevéssel élve, analitikus módon kezelik ezt a problémát. A fénygörbét három részre osztva vizsgáljuk. A korai fázisban, amikor még optikailag vastag a burok, Arnett (1980) analitikus modellje használható. Az ezt követő időszakban már a ^{56}Ni és az ^{56}Co radioaktív bomlásából származó sugárzás dominál, majd a nikkel mennyiségének csökkenésével már csak a ^{56}Co -bomlás játszik szerepet.

Arnett (1980) modellje során olyan atmoszférát vizsgált, melyben a sugárzás dominál, a burok gömbszimmetrikus és homológ módon tágul, az opacitás a Thomson-szórásból származik, valamint a radioaktív bomlás szerepe elhanyagolható. A táguló burokra ekkor felírható a termodinamika első főtétele:

$$\dot{E} + P\dot{V} = -\partial L / \partial m, \quad (1.1)$$

ahol E a fajlagos belső energia, P a nyomás, V a fajlagos térfogat, $\partial L / \partial m$ az egységnyi tömegre eső luminozitás. Sugárzási energiatranszport esetén a fluxus:

$$F_{\text{sug}} = -\frac{c}{\kappa\rho} \frac{dP}{dr}, \quad (1.2)$$

ahol c a fénysebesség, κ az abszorpciós koefficiens, ρ a tömegsűrűség, P pedig a nyomás, amely sugárzás által dominált közegben felírható $P = aT^4/3$ alakban, ahol T a hőmérséklet, a pedig a sugárzási állandó. Ekkor a luminozítás:

$$L = -4\pi r^2 \frac{c}{3\kappa\rho} \frac{\partial aT^4}{\partial r}. \quad (1.3)$$

A fenti egyenletekből kiindulva, Arnett (1980) gondolatmenetét követve Chatzopoulos és mtsai (2012) a luminozítás időbeli változására a következő összefüggést kapták:

$$L(t) = L(0)e^{-(t^2/t_d^2 + 2R_0 t / (v\tau_d^2))}, \quad (1.4)$$

ahol $t_d = \sqrt{2\tau_h\tau_0}$, τ_0 a sugárzási diffúziós időskála, $\tau_h = R_0/v$ a dinamikai időskála, v a tágulás sebessége, $L(0)$ értéke pedig függ az R_0 kezdeti sugártól és energiától, a ledobódó burokra jellemző κ -tól, és a burok tömegétől. Tehát a luminozítás időbeli lefutása a Gauss-görbét követi, kezdetben lassú a változás, majd egyre gyorsabban csökken a fényesség.

A fenti modell jó közelítéssel visszaadja a szupernóvák észlelt fénygörbének alakját korai fázisban. Viszont nem veszi figyelembe a radioaktív bomlást, ami nagy szerephez jut, amint a burok elkezd átlátszóvá válni. A robbanás során keletkező ^{56}Ni 6,1 napos felezési idővel ^{56}Co -ra bomlik, ami azután 77,1 napos felezési idővel ^{56}Fe -á alakul:

Mindkét folyamat pozitron kibocsátásával jár, melyek – a γ -fotonokkal együtt – elnyelődnek a légkörben és felfűtik azt, a keletkező termikus fotonok pedig szabadon távoznak a burokból. A folyamat eredményeképpen létrejövő fénygörbét a

$$L(t) = S_{\text{Ni}} + S_{\text{Co}} + S_{\text{Co},e^+} \quad (1.7)$$

egyenlet írja le (Valenti és mtsai, 2008a). Itt S_{Ni} a ^{56}Ni bomlásából származik:

$$S_{\text{Ni}} = M_{\text{Ni}}\epsilon_{\text{Ni}}e^{-t/\tau_{\text{Ni}}}, \quad (1.8)$$

ahol M_{Ni} a keletkezett ^{56}Ni tömege, ϵ_{Ni} a folyamat energiakeltési rátája (egységnyi tömegű ^{56}Ni által egységnyi idő alatt keltett energia), τ_{Ni} pedig a bomlási állandó.

A ^{56}Co bomlása során az energia 81%-át a gamma-fotonok, míg a maradékot a pozitronok adják. Az ^{56}Co -bomlás energiakeltési rátája:

$$s = M_{\text{Ni}}\epsilon_{\text{Co}}(e^{-t/\tau_{\text{Co}}} - e^{-t/\tau_{\text{Ni}}}). \quad (1.9)$$

A gamma-fotonok elnyelődésével termikus sugárzássá alakuló energia:

$$S_{\text{Co}} = 0,81s(1 - e^{-(F/t)^2}). \quad (1.10)$$

A pozitronokból származó energia egy része ezek annihilációja során szabadul fel, míg kisebb töredékét a pozitronok kinetikus energája adja:

$$S_{\text{Co},e^+} = \left[0,164s(1 - e^{-(F/t)^2})(1 - e^{-G/t^2})\right] + \left[0,036s(1 - e^{-G/t^2})\right]. \quad (1.11)$$

1.5. ábra. A különböző SN-k B szűrős fénygörbéjének vázlatos összehasonlítása (Forrás: Filippenko, 1997).

Az $(1 - e^{-(F/t)^2})$ és $(1 - e^{-(G/t)^2})$ tagok annak figyelembevételéhez szükségesek, hogy a gamma-fotonoknak és a pozitronoknak nem a teljes energiája termalizálódik. F és G értéke a ledobott burok tömegének, a kinetikus energiának és az opacitásnak a függvénye (ld. Valenti és mtsai, 2008a).

Mivel a $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$ bomlás felezési ideje rövid, a nebuláris fázis késői szakaszában már a ^{56}Co bomlás dominál. A még el nem bomlott atomok száma:

$$N(t) = N_0 e^{-lt}, \quad (1.12)$$

ahol l állandó

$$l = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}} \quad (1.13)$$

alakú ($\tau_{1/2}$ a bomlás felezési ideje). A szupernóva luminozitásának nagysága a bomlás sebességével arányos:

$$L \sim \frac{dN}{dt} = l N_0 e^{-lt}, \quad (1.14)$$

azaz a fényesség időbeli változása a

$$\frac{d \log_{10} L}{dt} = -0,4342 \cdot l, \quad (1.15)$$

vagy – a bolometrikus magnitúdó és a bolometrikus luminozitás között fennálló, $M_{\text{bol}} = -2,5 \log_{10} \frac{L}{L_{\odot}} + M_{\text{bol}\odot}$ összefüggést felhasználva, ahol $M_{\text{bol}\odot} = 4,72$ magnitúdó – a

$$\frac{dM_{\text{bol}}}{dt} = 1,0868 \cdot l \quad (1.16)$$

képlettel írható le. $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ bomlás esetén ez 0,0098 mag/nap fényességsökkenést jelent, mely a legtöbb esetben jól egyezik a megfigyelésekkel.

1.3. Az Ia típusú szupernóvák

Az Ia típusú szupernóvák mai ismereteink szerint olyan szénből és oxigénből álló fehér törpe csillagból keletkeznek, amelynek tömege meghaladja a Chandrasekhar-féle határtömeget ($1,44 M_{\odot}$). A fehér törpe egy olyan maradványcsillag, amelyben a fúziós energiakeltés már leállt, az elfajult elektrongáz nyomása tart egyensúlyt a gravitációval. A Chandrasekhar-féle határtömeg az a felső érték, ahol ez az egyensúly még fennállhat. Ha a tömeg ezt meghaladja, akkor a csillag magjában akkora lesz a nyomás, hogy beindul a szén és az oxigén fúziója, méghozzá olyan hevesen, hogy az a teljes csillagot megsemmisíti. A folyamat során nagy mennyiségű radioaktív ^{56}Ni jön létre.

Az Ia SN-k többségét elég egyforma tulajdonságok jellemzik, azonban jelentős az átlagostól eltérő objektumok száma is. Ezek három alapvető csoportba sorolhatók, a csoportokat egy-egy képviselőjükéről nevezték el. A SN 1991T-csoport tagjai a fényesség-maximum környékén kékebbek, mint normál társaik, nagyobb luminozitásúak és kevesebb spektrumvonal látszik a színeképükben. Az SN 1991bg-csoportba tartozók viszont jóval halványabbak a normál Ia-knál, gyorsabban halványodnak azoknál és erős spektrumvonalai vannak (Filippenko, 1997). SN 2002cx-csoport tagjai szintén halványak, viszont spektrumuk az SN 1991T-csoport tagjaiéhoz hasonló.

Még nem sikerült közvetlenül észlelni egyetlen Ia SN szülőcsillagát sem, ezért egyelőre csak modellszámításokra támaszkodhatunk. Az elképzelés ezen SN-k származásáról az, hogy a fehér törpe egy kettős rendszer tagja. A társcsillag lehet egy fősorozati vagy vörös óriás csillag, melyről anyag áramlik át a fehér törpére a rendszer belső Langrange-pontján keresztül (single-degenerate, SD, Whelan & Iben, 1973). Egy másik modell szerint a társcsillag szintén egy fehér törpe csillag. A kettő egyre közelebb kerül egymáshoz, majd összeolvadnak, ekkor következik be a robbanás (double-degenerate, DD, Iben & Tutukov, 1984; Webbink, 1984).

Arra, hogy a két modell közül melyik a helyes, még nincs válasz, egyes elképzelések szerint mindkét variáció megvalósulhat, ezzel magyarázható az objektumok tulajdonságainak megfigyelt diverzitása. A DD, valamint a SD rendszerek közül a fősorozati társcsillaggal rendelkezőknél is nehézséget jelent a tagok kis mérete és luminozitása, emiatt ugyanis a szülőcsillag közvetlen detektálása még közeli galaxisok esetében sem megvalósítható. Az utóbbi évtizedek legközelebb felbukkant Ia SN-e, az SN 2011fe esetében például a vizsgálatok arra jutottak, hogy a társcsillag lehet akár fősorozati, akár fehér törpe csillag, egyedül a fényes vörös óriás vagy a héliumban gazdag társcsillag lehetőségét sikerült kizárni az SN környezetéről korábban, a robbanás bekövetkezte előtt készült felvételek segítségével (Nugent és mtsai, 2011; Li és mtsai, 2011b).

1.4. A nagy tömegű csillagok összeomlásával keletkező szupernóvák

A magösszeomlással keletkező szupernóvák közé az Ib/c és a II-es típusú SN-k tartoznak. Ezekről már valamivel tisztább a fizikai kép, mint az Ia SN-k esetében, köszönhetően többek között annak is, hogy már számos esetben sikerült közvetlenül azonosítani a szülőcsillagot archív HST felvételeken (Smartt, 2009). A CC SN-k nagy tömegű csillagok össze-

1.6. ábra. A nagy tömegű csillagok hagymahéjszerű belső szerkezete életük végén (Forrás: Carroll & Ostlie, 1996)

omlásakor keletkeznek, és fizikai tulajdonságaik nagy skálán változhatnak. Az alábbiakban szó lesz röviden a nagy tömegű csillagok fejlődéséről, az ennek végén bekövetkező robbanás fizikájáról és a különböző SN-típusokról is.

1.4.1. A nagy tömegű csillagok fejlődése és halála

A csillagok fejlődésének menetét elsősorban tömegük nagysága határozza meg. Egy csillag megszületésén azt a pillanatot értjük, amikor a gázgömb magjában beindul a hidrogén fúziója. Azok a csillagok, amelyek magjában ezen reakció játszódik le éppen, a Hertzsprung–Russell-diagramon (HRD) nagyjából egy egyenes mentén helyezkednek el, ez a fősorozat. Amíg a magban rendelkezésre áll a hidrogén, addig a csillagok a fősorozaton maradnak, ennek kifogyása után megkezdődik a fejlődés következő fázisa.

Ahogy a magból kifogy a hidrogén, a csillag elkezd összehúzódni. Ezt követően indul be a magot körülvevő hidrogénburokban a fúzió. Ahogy a burookban a hidrogén egyre fogy, úgy nő a magban a hélium mennyisége. Ha ez elér egy kritikus tömeget, akkor a mag elkezd összehúzódni, majd a megfelelően magas hőmérséklet elérésével megkezdődik a hélium fúziója. Ennek során a magban szén és oxigén keletkezik. Ahogy a hélium elfogy, a mag újra elkezd összehúzódni. Kis tömegű csillagok esetében az összehúzódást az elektronok elfajulása megállítja, fehér törpe csillag keletkezik.

A $8 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagok esetében viszont a magban a hőmérséklet és a sűrűség elég nagyvá válhat ahhoz, hogy beinduljon a szén és az oxigén fúziója, majd egymás után a nehezebb elemeké is, míg végül kialakul az 1.6. ábrán látható hagymahéjszerű, réteges szerkezet. Ekkor a Si-héjban zajló égésnek köszönhetően a vasmag tömege egyre nő, addig, míg el nem ér egy kritikus értéket. Ekkor a mag elkezd összehúzódni. A megnövekedett hőmérsékletnek köszönhetően beindul a fotobomlás, ami energiát von el a magból és neutronok keltésével jár:

A magban található szabad elektronok és a keletkező protonok találkozásakor bekövetkező inverz béta-bomlás szintén energia elvezetésével és neutrínók keletkezésével jár:

Ahogy az elfajult elektronok által szolgáltatott nyomás megszűnik, a mag szabadesési időskálán elkezd homológ módon összeomlani. Amikor a legbelső részeken elég nagy lesz a sűrűség ($\rho \sim 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$), a neutronok elfajultá válnak, és az így keletkező összenyomhatatlan magról a külső részek mintegy visszapattannak. A keletkező lökéshullám elkezd kifelé terjedni, ami a burok ledobódását eredményezi. A burok belső része eközben – a lökéshullámnak köszönhetően – felmelegszik, beindul benne a fúzió, amelynek során vasnál nehezebb elemek, többek között ^{56}Ni keletkezik. Amint a lökéshullám eléri az optikailag vékony rétegeket, a szupernóva láthatóvá válik, UV- (időnként lágy röntgen-) és optikai hullámhossztartományban észlelhető lesz. Eközben 10^{51} erg nagyságrendű energiamennyiség szabadul fel.

Ha a csillag tömege nem volt túl nagy ($M_{\text{ZAMS}} < 25 M_{\odot}$), akkor a visszamaradó neutrongömb stabillá válik és neutroncsillag keletkezik. Ha csillag eredeti tömege ennél nagyobb, akkor az elfajult neutronok nyomása nem tud egyensúlyt tartani a gravitációval, az összeomlás tovább folytatódik, fekete lyuk jön létre.

1.4.2. Az Ib/c típusú szupernóvák

Az Ib/c szupernóvák esetében is próbálkoztak ezek szülőcsillagait archív HST-felvételeken azonosítani, sikertelenül, viszont néhány alkalommal sikerült felső becslést adni a tömegükre (Smartt, 2009).

Az egyik elfogadott modell szerint ezek az SN-k olyan nagy tömegű csillagokból keletkeznek, amelyek fejlődésük során jelentős tömegvesztésen mennek keresztül (csillagszél), így életük végére a teljes külső hidrogénburkot – Ic SN-k esetén az alatta elhelyezkedő He-réteget is – elvesztik. Ezzel a modellel viszont csak az Ib/c SN-k egy részének megfigyelhető tulajdonságait lehet megmagyarázni. Nomoto és mtsai (1995) munkájuk során arra a következtetésre jutottak, hogy a szülőcsillag olyan 8-10 $M_{\odot}$ tömegű csillag is lehet, amely egy kölcsönható kettős tagja. Ekkor a külső hidrogénburkot a társcsillaggal való interakciónak köszönhetően veszti el.

Egyes Ic szupernóvák rendkívül fényesek lehetnek, és spektrumukban jelentősen kiszélesedett vonalakat figyelhetünk meg (hipernóvák). Több esetben előfordult, hogy egy ilyen jellegű SN pozíciója egy nem sokkal korábban észlelt hosszú gammakitörésével (long-duration gamma-ray burst, LGRB) esett egybe. Az első ilyen példa a GRB 980425/SN 1998bw páros volt (Galama és mtsai, 1998). Ilyen objektum volt még a GRB 030329/SN 2003dh (Hjorth és mtsai, 2003), a GRB 031203/SN 2003lw (Malesani és mtsai, 2004), a GRB 060218/SN 2006aj (Mazzali és mtsai, 2006), a GRB 100316D/SN 2010bh (Starling és mtsai, 2011). Ugyanakkor nem mindegyik ilyen típusú Ic szupernóva esetében sikerült előzetesen GRB-t detektálni (pl. SN 1997ef, Iwamoto és mtsai, 2000; SN 2002ap, Mazzali és mtsai, 2002). A magyarázat az lehet, hogy ekkor a robbanás kevésbé volt energetikus, vagy kevésbé aszimmetrikus, mint hasonló társaik esetében (Nomoto és mtsai, 2007; Mazzali és mtsai, 2007).

1.7. ábra. A különböző típusú SN-k spektruma és a CC SN-k belső szerkezete (Forrás: Modjaz, 2011)

1.4.3. II-es típusú szupernóvák

A II-es típusú szupernóvák – amelyek besorolása a spektrumban fellelhető hidrogénvonalak segítségével történik – többféle altípusba tartozhatnak, bár ezek közül a II-P típusúak messze a leggyakoribbak (ld. 1.1.1. fejt.).

A II-P SN-k között mára már számos olyan van, amellyel pozíciójáról jó minőségű, optikai vagy NIR tartományban készült archív felvételek állnak rendelkezésre (Smartt és mtsai, 2009; Smartt, 2009). Ezeken a képeken egyes esetekben azonosítható volt az a csillag, amely az SN legvalószínűbb szülőcsillaga. Ezen csillagok fényességének és hőmérsékletének meghatározásával valamint különböző csillagfejlődési modellek eredményeinek felhasználásával következtetni lehet a tömegükre. Smartt és mtsai 2009-ben összefoglalták az ezen a területen elért eredményeket. Azt találták, hogy 20 II-P SN esetében álltak rendelkezésre elegendően jó minőségű archív felvételek, ebből 5 SN-nak egyértelműen lehetett detektálni a szülőcsillagát, ami mind az 5 esetben egy vörös szuperóriás (red supergiant, RSG) volt. Néhány esetben a szülőcsillag egy csillaghalmazhoz tartozott, ezért nem lehetett azonosítani, a leggyakrabban pedig nem látszott a felvételeken a szülőcsillag, ezért csak a tömeg felső korlátját lehetett megbecsülni (1.8. ábra). Smartt és mtsai (2009) azt is megállapították, hogy a II-P típusú SN-k szülőcsillagainak tömege minimum $M_{\text{ZAMS}} \sim 8_{-1,5}^{+1} M_{\odot}$, míg a felső határ $16,5 \pm 1,5 M_{\odot}$ nagyságúnak adódott. Az RGB csillagok tömegének felső határa $25 M_{\odot}$ körül van, ezért érdekes kérdés, hogy miért nem sikerült $17 - 25 M_{\odot}$ közötti tömegű szülőcsillagot felfedezni („the red supergiant problem”). Smartt és mtsai (2009) szerint ennek két oka lehet. Az egyik, hogy a szülőcsillagok tömegét alábecsülték pl. a jelen lévő nagyobb mennyiségű por miatt. A másik lehetőség, hogy az ilyen tömegű csillagok nem II-P, hanem más típusú SN-ként fejezik be életüket. Egy idén felfedezett II-P szupernóva, az SN 2012aw – amely

1.8. ábra. Szupernóvák szülőcsillagainak archív HST-képek alapján megállapított tömege (Smartt, 2009).

az M 95 jelű közeli galaxisban bukkant fel – az első, amely szülőcsillagának tömege ebbe a tartományba eshet. Az RSG csillag tömegét Fraser és mtsai (2012) 14 és $26 M_{\odot}$ közöttinek becsülték, míg Van Dyk és mtsai (2012) $M_{ZAMS} = 15 - 20 M_{\odot}$ értéket kaptak.

A II-P típusú SN-k fizikájának megértésében rendkívül nagy szerepe volt az SN 1987A jelű objektumnak. Ez ugyan nem egy átlagos II-P SN volt (ehhez hasonlót azóta is csak néhányat fedeztek fel, lásd pl. az Appendix A-t Pastorello és mtsai 2012-es cikkében), mégis a róla készült hatalmas mennyiségű és jó minőségű adat sok jelentős eredményt hozott. A fénygörbe és a spektrum hidrodinamikai modellezésével lehetővé vált a különböző elméletek tesztelése és a megfelelő modell kiválasztása. Bebizonyosodott, hogy a luminozitás elsősorban a ^{56}Ni radioaktív bomlásából származik (1.2. fej.), valamint a spektrumok modellezésével a kémiai összetétel részletes elemzésére is sor kerülhetett. (pl. Dopita, 1988; Woosley, 1988; Utrobin 1993, 2005; Mitchell és mtsai, 2002; Dessart & Hillier, 2005a). Mivel az SN maradványa a mai napig látható, tanulmányozásával a késői fázis során végbemenő folyamatokról is újabb és újabb ismeretekre teszünk szert.

Egy másik fontos szupernóva az SN 1999em jelű, normál II-P típusú objektum volt, amelynek a fénygörbéjét és spektrumát szintén többen modellezték, és az ennek során született eredmények jelentősen hozzájárultak a II-P SN-kről kialakuló fizikai képhez (pl. Leonard és mtsai, 2001; Dessart & Hillier, 2006; Utrobin, 2007; ld. még a 4.1. fej.).

A II-P típusú SN-k fénygörbéje a robbanás utáni gyors felfényesedést követően 80–120 napig közel konstans fényességű a V , R és I szűrők hullámhossztartományán (plató fázis). A plató létrejöttének az oka a vastag hidrogénburok, amely a szülőcsillagot a robbanás pillanatában körülvette. A robbanás során a frissen keletkezett szupernóván végigfutó lökéshullám felmelegíti a burkot, emiatt a teljes hidrogénréteg ionizált állapotba kerül. Eb-

1.9. ábra. A II-P típusú szupernóvák abszolút fényessége meglehetősen nagy szórást mutat. Az ábrán több ilyen típusú SN luminozitásának időbeli lefutása látható. (Forrás: Pastorello és mtsai, 2009)

ben az állapotban a burok optikailag vastag, szinte teljesen átlátszatlan. Ahogy az SN tágul, a burok adiabatikusan hűlni kezd. Amikor a hőmérséklet a hidrogén rekombinációjához szükséges szintre csökken, az opacitás hirtelen leesik, a réteg átlátszóvá válik. A rekombinációs hullám kívülről befelé halad, ezért egyre beljebb és beljebb látunk az atmoszférában, ami kompenzálja a tágulás miatti felületnövekedést, tehát a mért luminozitás nem változik jelentősen. Körülbelül 100 nap elteltével már a teljes hidrogénburkon keresztül a rekombinációs hullám, ekkor az SN atmoszférája teljesen átlátszóvá válik, véget ér a plató-fázis. A fényesség egy hirtelen esést követően egyenletes ütemben csökken. Az energiát ekkor már csak a ^{56}Ni és a ^{56}Co radioaktív bomlása szolgáltatja.

Az egyes objektumok esetében a fénygörbe lefutásában akadnak különbségek. A plató fázis időbeli hossza a hidrogénburok vastagságától és a robbanás energiájától függ, míg a nebuláris fázisban a fényesség a keletkezett ^{56}Ni tömegére utal. Jelentős eltérések vannak az SN-k luminozitásában is (1.9. ábra). Az általában „normál” II-P SN-nek tekintett SN 1999em bolometrikus luminozitása a plató fázis során $\sim 10^{42}$ erg/s (Bersten & Hamuy, 2009) volt. Az SN 2004et ennél nagyjából kétszer volt fényesebb (Maguire és mtsai, 2010b). Több olyan SN van, ami viszont jóval halványabbnak bizonyult. Ilyen volt például az SN 1997D (Turatto és mtsai, 1998), az SN 1999br (Hamuy & Pinto, 2002), amely az SN 1999em-nél 25-ször volt halványabb, az SN 2005cs (Pastorello és mtsai, 2009; Takáts & Vinkó, 2006) – amelyről részletesen lesz szó ebben a dolgozatban –, és az SN 2009md (Fraser és mtsai, 2011). Ezek esetében a robbanás során felszabaduló energia és a keletkező nikkeltömeg is kisebb volt, mint normál társaiknál, spektrumvonalaik pedig keskenyebbek voltak és kisebb sebességet mutattak. Van néhány olyan is, amely a normál és a halvány SN-k közötti luminozitás-

1.10. ábra. A II-P (piros), II-L (szürke) és IIb (zöld) típusú SN-k fénygörbéi (Arcavi és mtsai, 2012), melyek jól elkülöníthető csoportokba rendeződnek.

tartományba esik. Ilyen az SN 2008in (Roy és mtsai, 2011) és az SN 2009N (Takáts és mtsai, készülőben).

A II-P SN-knél sokkal ritkábban előforduló IIL és IIb típusú szupernóvák keletkezését általában azzal magyarázzák, hogy a csillag légköre jelentősen kevesebb hidrogént tartalmazott. Így ugyan megjelennek a vonalai a spektrumban, ám a plató nem figyelhető meg a fénygörbén, fokozatosan csökken a fényesség. Egyes elképzelések szerint ezek és az Ib/c típusúak egy „sorozat” tagjainak tekinthetők (II-P $\rightarrow$ IIL $\rightarrow$ IIb $\rightarrow$ Ib $\rightarrow$ Ic), hasonló objektumoknak egyre vékonyabb hidrogénburokkal, folytonos átmenettel az egyik típusból a másikba. Azonban Arcavi és mtsai (2012) nagyszámú II-es típusú SN fénygörbéjét tanulmányozva azt találták, hogy ez a folytonosság hiányzik, a különböző objektumok jól megkülönböztethető csoportokat alkotnak (1.10. ábra). A II-P, IIL és IIb SN-k fénygörbéi egymástól könnyen elkülöníthetőek, nincs átmenet köztük. Ez pedig felveti a kérdést, hogy lehetnek-e tényleg ugyanazon csoport folytonos eloszlású fizikai paraméterekkel jellemezhető tagjai.

2. fejezet

Távolságmérés szupernóvákkal

A távolságmérés a csillagászatban rendkívül fontos és sok nehézséget rejtő probléma. Több megoldás született és születik továbbra is arra, hogy különböző csillagászati objektumok miként alkalmazhatók erre a célra. A legtöbb távolságmérési módszer egymásra épül: egy új módszert ismert távolságú objektumok segítségével kalibrálunk, majd ezt a módszert távolabbi objektumokra alkalmazzuk, amelyekkel aztán újabb módszert kalibrálunk. Így épül fel a csillagászati távolságlétra.

Ahogy a mérendő távolságok nőnek, úgy csökken az alkalmas objektumok száma. Távoli galaxisok esetében, amelyek egyedi csillagokra már nem bonthatók fel, vagy magának a galaxisnak bizonyos fizikai tulajdonságaiból következtethetünk a távolságára (ilyen pl. a Tully–Fisher-módszer, Tully & Fisher, 1977), vagy egy felbukkanó szupernóva oldhatja meg ezt a problémát.

Távolságmérésre mind az Ia, mind pedig a II-es típusú szupernóvák alkalmasak lehetnek. Az előbbieket most csak röviden tárgyalom, míg az utóbbiakról részletesen lesz szó.

2.1. Az Ia típusú SN-k távolsága

Azt, hogy a szupernóvák standard gyertyák (azaz egyforma az abszolút fényességük), és ezáltal távolságmérésre alkalmasak lehetnek, Walter Baade vetette fel elsőként (Baade, 1938). 1960-ban Hoyle és Fowler arra a következtetésre jutottak, hogy az I-es típusú szupernóvák kettős rendszerekben megtalálható fehér törpe csillagokból keletkeznek. A robbanás akkor következik be, ha tömegátadás következtében a fehér törpe tömege eléri a kritikus, ún. Chandrasekhar-féle határtömeget, amelynek nagysága $1,44 M_{\odot}$ (Hoyle & Fowler, 1960). Ha pedig minden fehér törpe egyforma tömeg elérése esetében robban fel, akkor fényességüknek is egyformának kell lenniük. Az abszolút (M) és a látszó (m) fényesség összehasonlításával pedig a D távolság (Mpc-ben kifejezve) egyszerűen meghatározható:

$$m - M = 25 + 5 \cdot \log D. \quad (2.1)$$

Mára a tudásunk ezekről az SN-kről sokat bővült. Az Ia típusú szupernóvák szülőobjektumaira még mindig a kettős rendszerben található fehér törpe a legjobb modell – bár közvetlen azonosítás eddig még nem történt (ld. 1.3 fejt.). Az viszont már bebizonyosodott, hogy az Ia típusú SN-k ugyan nem standard gyertyák, de fénygörbéjük alakjából következtethetünk az abszolút fényességükre.

2.1. ábra. Mind Riess és mtsai (jobbra), mind Perlmutter és mtsai eredményei (balra) arra utalnak, hogy az Univerzum gyorsulva tágul⁸.

Az 1988-ban indult *Supernova Cosmology Project*⁶, amelyet Saul Perlmutter vezetett, valamint az 1994-ben Brian Schmidt által alapított *High-z Supernova Search Team*⁷ célja az volt, hogy minél több távoli Ia SN-t fedezzenek fel korai fázisban, és hogy a felvett fénygörbék segítségével olyan pontosan mérjék meg ezek távolságát, hogy az alkalmas legyen kozmológiai modellek tesztelésére. Mindkét csoport 1998-ban küldte be publikálásra az eredményeit (Riess és mtsai, 1998; Perlmutter és mtsai, 1999). A két csoport egymástól függetlenül mutatta ki, hogy az Univerzum gyorsulva tágul (2.1. ábra; magyar nyelvű összefoglaló pl. Szalai, 2011). Az eredmény elismeréseként Perlmutter, Schmidt és Adam Riess megkapták a 2011-es fizikai Nobel-díjat.

Az Ia SN-kkel történő távolságmérésre manapság használt módszerek mindegyike empirikus jellegű. Azt a megfigyeléseken alapuló tényt használják fel, hogy a nagyobb luminositású SN-k fényessége gyorsabban változik, mint a halványabbaké és a maximum után kékebbek azoknál. Perlmutter és mtsai (1999) az ún. nyújtási módszert használták, mely szerint ha az időtengelyt átskálázzuk (a fénygörbét ementén megnyújtjuk vagy összenyomjuk), akkor a különböző SN-k B szűrős fénygörbéi egymásra illeszthetők, a skálázás mértékéből pedig meg lehet határozni az abszolút fényességet. Riess és mtsai (1998) a Δm_{15} módszert (Phillips, 1993) és az MLCS (multi-color light curve shape, Riess és mtsai, 1996) módszert használták. Előbbi esetében azt vetik össze, hogy a B szűrőn át mért fényesség a maximumot követő 15 napban milyen mértékben változott, a halványodási ütem ugyanis összefügg az

⁶<http://supernova.lbl.gov/>

⁷<http://www.cfa.harvard.edu/supernova/HighZ.html>

⁸a kép forrása: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2011/press\-.html/ad\~vanced-physicsprize2011.pdf

abszolút fényességgel. Az MLCS módszer esetében a fénygörbe alakját a Johnson-féle B , V , R és I szűrők mindegyikén át vizsgálják, ezáltal több paramétert is illesztenek egyidejűleg.

Manapság a két leggyakrabban használt, bárki számára elérhető fénygörbeillesztő módszer a MLCS2K2⁹ (Jha és mtsai, 2007) és a SALT2¹⁰ (Guy és mtsai, 2007). Mindkét módszer kalibrációja nagyszámú SN észlelt fénygörbéjén alapul. Kessler és mtsai (2009) a Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Survey¹¹ (SDSS-II) szupernóva észleléseit felhasználva, és alkalmazva a két módszert azt találta, hogy a két esetben kapott eredmények némiképp eltérnek. Mivel a mintában kevés volt az egészen közeli SN, valamint mivel a vörösödés mértékét (melytől mindkét módszer esetében jelentősen függ a távolság) csak bizonytalannul lehet meghatározni, nehéz megállapítani, hogy a tapasztalt eltérést mekkora mértékben okozza a kalibráció pontatlansága.

Vinkó és mtsai (2012b) az M101-ben felbukkant, SN 2011fe jelű Ia SN segítségével tesztelték a két módszert. Ez az SN nagyon közeli, teljesen átlagosnak mondható objektum, amelynek ráadásul nagyon kis mértékű a vörösödése ($A_V \sim 0,04$ mag). Ennek köszönhetően kivételesen alkalmas az eljárások konzisztenciájának vizsgálatára. Vinkó és mtsai (2012b) azt találták, hogy a két módszer némileg eltérő eredményt ad: az MLCS2K2 használatával a távolságmodulusra $\mu = 29,21 \pm 0,07$ mag ($D = 6,95 \pm 0,23$ Mpc) értéket kaptak, míg a SALT2 alkalmazása a $\mu = 29,05 \pm 0,07$ mag ($D = 6,46 \pm 0,21$ Mpc) távolsághoz vezetett.

A legújabb eredmények szerint közeli infravörös (near-infrared, NIR) tartományba eső észlelések sokkal inkább alkalmasak az Ia SN-k távolságának meghatározására, mint az optikai hullámhosszakon végzett mérések, mivel a csillagközi por hatása itt jóval kevésbé jelentős (Meikle, 2000; Krisciunas és mtsai, 2004; Folatelli és mtsai, 2010; Kattner és mtsai, 2012). Az optikai észlelések esetében ugyanis az extinkció miatt szükséges korrekció jelenti az egyik legfőbb hibaforrást a kalibráció során, így ennek kiküszöbölése jelentősen növeli a pontosságot. Elsősorban a J és H szűrős észlelések tűnnek a legalkalmasabbnak a távolságmeghatározásra, az SN-k fényességeloszlásának ekkor a legkisebb szórása (Barone-Nugent és mtsai, 2012). Ezen a téren jelenleg folynak a vizsgálatok, az ezzel foglalkozó kutatók igyekeznek minél több, minél távolabbi Ia szupernóva NIR fénygörbéjét kimérni, hogy felhasználásukkal a kalibrációt tovább lehessen pontosítani.

2.2. A II-es típusú szupernóvák távolsága – a táguló fotoszféra módszer

Az eredetileg pulzáló változócsillagok méretének meghatározására szolgáló Baade–Wesselink-módszert Kirshner & Kwan (1974) kísérte meg először szupernóvák távolságmérésére alkalmazni. Cikkükben két objektumot vizsgáltak, az NGC 1058 jelű galaxisban található SN 1969L-et és az SN 1970G-t, amely az M101-ben bukkant fel. Utóbbi távolságát $D_{M101} = 6 \pm 3$ Mpc értékűnek állapították meg. Érdekesség, hogy ebben galaxisban nemrég egy Ia típusú szupernóvát is felfedeztek, az SN 2011fe-t (ld. előző fejezet), amelynek segítségével az M101 távolságát Vinkó és mtsai (2012b) $6,6 \pm 0,5$ Mpc nagyságúnak mérték.

⁹<http://www.physics.rutgers.edu/~saurabh/mlcs2k2>

¹⁰<http://supernovae.in2p3.fr/~guy/salt/usage.html>

¹¹<http://www.sdss.org/supernova/aboutsupernova.html>

A Kirshner & Kwan (1974) által használt módszer – amely táguló fotoszféra módszer (expanding photosphere method, EPM) néven terjedt el – továbbfejlesztése a 90-es évek második felében kezdődött meg, köszönhetően a felfedezett szupernóvák egyre nagyobb számának, a természetükről rendelkezésre álló ismeretek bővülésének és a gyorsan fejlődő számítástechnikának, amely lehetővé tette összetett atmosféramodellek számolását. Az EPM rendkívül nagy előnye, hogy – az Ia SN-k esetében használt módszerekkel ellentétben – nincs szükség ismert távolságú objektumok felhasználásával történő kalibrációra, tehát a többi távolságmérési eljárástól független eredményt szolgáltat.

Az EPM olyan SN-k esetében használható, amelyeket vastag hidrogénburok vesz körül. A burok nagy része a robbanást követő időszakban átlátszatlan, mivel a hidrogén nagy része ionizált állapotban van. Az atmoszférában azt a réteget, ameddig a burok kívülről nézve átlátszó, fotoszférának nevezzük. A fotoszféra helyzetét az atmoszférában alapvetően két tényező befolyásolja. A kívülről befelé haladó rekombinációs hullámnak köszönhetően a burok külső rétegei átlátszóvá válnak, egyre mélyebbre látunk bele az atmoszférába. Eközben viszont a teljes burok nagy sebességgel tágul. A két effektusnak köszönhetően a fotoszféra szerepét a plató fázis során mindig más és más réteg tölti be, a fotoszféra sugara pedig a plató fázis első felében egyre lassuló mértékben növekszik, majd ahogy a rekombinációs hullám eléri a mélyebb rétegeket, a fotoszféra mérete csökkenni kezd. A táguló fotoszféra módszert (ahogy az elnevezése is sugallja) az első időszakban alkalmazhatjuk.

Az EPM használata során a távolságot a fotoszféra valódi és a látszó méretének összehasonlításával kapjuk meg. E kettő meghatározásához viszont néhány alapfeltevéssel kell élnünk. Ezek a következők:

- a ledobódó burok gömbszimmetrikus,
- a burok homológ módon tágul és
- a fotoszféra közelítőleg feketetest-sugárzó.

A gömbszimmetria teljesülése a spektropolarimetria módszereivel vizsgálható. Ugyan az ilyen módon eddig tanulmányozott II-P szupernóvák száma még nem túl nagy, az eredmények azt mutatják, hogy ezek a plató fázis első felében eléggé (bár nem teljes mértékben) gömbszimmetrikusnak tekinthetők (pl. Wang & Wheeler, 2008). Leonard és mtsai (2001) az SN 1999em-et vizsgálva az találták, hogy a polarizáció a plató fázis elején kismértékű, annak második felében pedig némileg növekszik. Hasonlóan, az SN 2004dj vizsgálatakor Leonard és mtsai (2006) mérései azt mutatták, hogy a robbanás utáni első 90 napban a polarizáció mértéke nagyon kicsi volt, majd ezt követően ugrásszerűen megnőtt. A jelenséget azzal magyarázták, hogy a robbanás ugyan aszimmetrikus, viszont a II-P SN-k esetében a vastag, gömbszimmetrikus hidrogénburok ezt az aszimmetriát elfedi. Amikor a burok a hidrogén rekombinációjának köszönhetően kellően átlátszóvá válik, akkor tudjuk az aszimmetrikus belső részeket is észlelni. Ezt támasztja alá az a tény is, hogy azon szupernóvák esetében, amelyek már a robbanás előtt elvesztették a hidrogénburok nagy részét (Ib/c SN-k, 1.4.2 fejezet), már egészen korai fázisban jelentős polarizációt mértek (Wang & Wheeler, 2008).

Modellszámítások szerint (pl. Utrobin, 2007) kb. 3-11 nappal a robbanás bekövetkezte után a ledobódott burok szabadon, homológ módon tágul, azaz egy adott réteg tágulási sebessége arányos a magtól való távolságával. A gömbszimmetriából és a homológ tágulásból

következik, hogy a robbanás után Δt idő elteltével egy adott réteg sugara:

$$R = v \cdot \Delta t + R_0, \quad (2.2)$$

ahol v a réteg tágulási sebessége, R_0 pedig a réteg sugara a homológ tágulás kezdetekor, mely néhány nap után R mellett elhanyagolhatóan kicsi.

A látszó szögméret definíció szerint

$$\theta = \frac{R}{D} \quad (2.3)$$

alakban írható fel, ahol D az SN távolsága. A (2.2) és (2.3) egyenleteket felhasználva pedig az alábbi alakot kaphatjuk:

$$t = D \cdot \frac{\theta}{v} + t_0. \quad (2.4)$$

Azaz, ha több t időpontban meghatározzuk a szögméretet és a tágulási sebességet, és ezek hányadosát ábrázoljuk t függvényében, akkor a pontokra egy olyan egyenes illeszthető, amelynek a meredeksége megadja a távolságot, y tengellyel való metszéspontja pedig a robbanás időpontját.

A távolság meghatározásához tehát a szupernóva látszó méretének és a fotoszféra tágulási sebességének ismeretére van szükségünk. Utóbbi probléma részletes tárgyalása a 2.2.2 fejezetben található, míg a szögméret meghatározására használható módszereket a következő rész tartalmazza.

2.2.1. A látszó szögméret meghatározása

A látszó méret kiszámításakor kerül elő az EPM használatához szükséges, korábban már említett harmadik alapfeltevés, miszerint a fotoszféra közelítőleg fekete testként sugároz. Mint ismert, a fotoszféra az atmoszférában az a speciális réteg, ameddig a burok kívülről nézve átlátszó. A feketetest-sugárzás létrejöttéhez a fotonok valódi abszorpciója szükséges. Ez viszont nem a fotoszférában, hanem valamivel alatta, az ún. „termalizációs mélységben” történik (R_{term}). Eközött és a fotoszféra (R_f) között a hidrogén nagyfokú ionizációjának köszönhetően sok szabad elektron található, így itt a fotonok ezeken való szóródása, a Thomson-szórás dominál. A Thomson-szórás hatáskeresztmetszete viszont független a hullámhossztól, tehát a R_{term} és a fotoszféra közötti rétegben a feketetest-sugárzásnak csak az abszolút értéke, a fluxus nagysága változik.

Ennek figyelembevételével a szupernóva fotoszférájának egy adott λ hullámhosszon mért fluxusára (f_λ) felírható:

$$4\pi D^2 f_\lambda = 4\pi R^2 \pi \zeta_\lambda^2(T) B_\lambda(T), \quad (2.5)$$

ahol D az objektum távolsága, R a sugara (2.2 egyenlet), $B_\lambda(T)$ a Planck-függvény, T a hőmérséklet, $\zeta_\lambda(T)$ pedig egy korrekciós faktor, amellyel a sugárzásnak a Planck-függvénytől való eltérését kompenzáljuk (ld. részletesen 2.2.3 fejezet). Felhasználva a (2.3) egyenletet, a szögsugar a következőképpen számítható ki:

$$\theta = \sqrt{\frac{f_\lambda}{\pi \zeta_\lambda^2(T) B_\lambda(T)}}. \quad (2.6)$$

Ha az EPM-et nagy vöröseltolódású, távoli SN-kra szeretnénk alkalmazni, akkor a fenti egyenleteket némileg módosítani kell (Schmidt és mtsai, 1994a). Egyrészt a (2.2) egyenletben figyelembe kell venni az idődilataciót:

$$\frac{t}{1+z} = D \cdot \frac{\theta}{v} + \frac{t_0}{1+z}. \quad (2.7)$$

Másrészt számolni kell azzal, hogy a (2.5) egyenletben a luminozítás-távolság (D_L) szerepel, míg a (2.2) egyenletben a szögátmérő-távolság (D_A). A kettő közötti kapcsolat $D_L = (1+z)^2 D_A$ alakban írható fel. Ennek megfelelően a (2.6) egyenlet a következőképpen módosul:

$$\theta = \sqrt{\frac{f_\lambda(1+z)}{\pi \zeta_{\lambda'}^2(T) B_{\lambda'}(T)}}, \quad (2.8)$$

ahol $\lambda' = \lambda/(1+z)$.

Az EPM gyakorlatba való átültetése során több megközelítés használható. A leggyakrabban használt módszer a különböző szűrőkkel mért magnitúdókkal számol (Hamuy & Pinto, 2002). Egy objektum $\bar{\lambda}$ központi hullámhosszú szűrővel észlelt fényessége magnitúdóban:

$$m_{\bar{\lambda}} = -2,5 \cdot \log \int_0^\infty \phi_\lambda f_\lambda d\lambda, \quad (2.9)$$

ahol ϕ_λ a szűrő átviteli függvénye, f_λ pedig az észlelt fluxus. A 2.5 egyenlet felhasználásával felírható, hogy

$$m_{\bar{\lambda}} = -5 \log \zeta - 5 \log \theta + b_{\bar{\lambda}}, \quad (2.10)$$

ahol

$$b_{\bar{\lambda}} = -2,5 \cdot \log \int_0^\infty \phi_\lambda \pi B_\lambda(T) d\lambda + C_\lambda \quad (2.11)$$

a feketetest-sugárzás szintetikus magnitúdója adott szűrőn át, C_λ egy integrálási állandó. Hamuy (2001) meghatározta b_λ értékét a *BVRIZJHK* szűrőkkel, és minden esetben egy

$$b_{\bar{\lambda}}(T) = \sum_{i=0}^{i_{max}} c_i \left(\frac{10^4 K}{T} \right)^i \quad (2.12)$$

alakú polinommal illesztette az eredményeket. A *BVRI* szűrőkre vonatkozó koefficienseket (melyek felhasználásra kerülnek később ebben a dolgozatban), a 2.1. táblázat tartalmazza.

A (2.10) egyenlet alapján definiálható a következő mennyiség:

$$\chi^2 = \sum_{\bar{\lambda} \in S} \frac{(m_{\bar{\lambda}} + 5 \log(\theta \zeta_S) - b_{\bar{\lambda}}(T))^2}{\sigma_m^2}, \quad (2.13)$$

ahol S a különböző szűrőkombinációkat jelenti ($S = \{BVI\}, \{BV\}, \{VI\}, \{BVRI\}$), σ_m pedig a fotometriai mérések hibája. Ezen χ^2 mennyiség minimumának megkeresésével határozhatjuk meg egyidejűleg θ szögméret és T hőmérséklet értékét.

Egy másik lehetséges variáció, amikor az egyes szűrőkkel mért magnitúdók helyett a bolometrikus fluxust használjuk. A (2.6) egyenletet a teljes hullámhossztartományra integrálva kapjuk a

$$\theta = \sqrt{\frac{f_{bol}}{\zeta^2(T) \sigma_{eff}^4}}, \quad (2.14)$$

2.1. táblázat. A szintetikus magnitúdó meghatározásához használt összefüggésben (2.12. egyenlet) szereplő koefficiensek (Hamuy, 2001).

i	0	1	2	3	4	5
$c_i(B)$	-45,144	7,159	-4,301	2,639	-0,811	0,098
$c_i(V)$	-44,766	6,793	-4,523	2,695	-0,809	0,096
$c_i(R)$	-44,597	6,628	-4,693	2,770	-0,831	0,099
$c_i(I)$	-44,345	6,347	-4,732	2,739	-0,811	0,096

összefüggést, ahol f_{bol} a bolometrikus fluxus, σ pedig a Stefan–Boltzmann-állandó. A hőmérséklet meghatározása ekkor úgy lehetséges, hogy a mért magnitúdókat fluxussá konvertáljuk, és ezekre egy feketetest-görbét illesztünk.

2.2.2. A tágulási sebesség mérése

A tágulási sebességet a felvett optikai spektrumból lehet meghatározni. A leggyakrabban használt módszer a P Cygni vonalprofil abszorpciós minimuma Doppler-eltolódásának mérése bizonyos spektrumvonalak esetében. Ezenkívül történtek próbálkozások a – csillagok esetében gyakran és sikeresen alkalmazott – keresztkorrelációs technikával is. A legpontosabb, ám jelentős számítási kapacitást igénylő módszernek a teljes spektrum NLTE modellezése tűnik.

Az alábbiakban ezt a három módszert ismertetem részletesebben, és megvizsgálom alkalmazásuk előnyeit és hátrányait.

A Doppler-sebesség

A P Cygni vonalprofil azon objektumok spektrumvonalaira jellemző, ahol a sugárzás forrását egy vastag, táguló gázfelhő veszi körül. A vonalprofil két részből áll: egy kiszélesedett emissziós részből, amelynek a maximuma a spektrumvonal laboratóriumi hullámhosszánál van, valamint egy kékeltoódott abszorpciós komponensből (2.2. ábra). Az emissziós részt azok a fotonok alkotják, amelyek az atmoszféra különböző részeiről „beszóródnak” a látóirányunkba. Ezek eltérő mértékben kék- vagy vöröseltoódottak, emiatt az emissziós vonalkomponens jelentősen kiszélesedett. Az abszorpciós rész a fotonoknak a látóirányból történő kiszóródása okozza. Mivel a kiszóródás a megfigyelő és a fotoszféra közötti tartományban zajlik, ez a komponens kékeltoódott lesz. Az abszorpció minimumhelyének Doppler-eltolódása a fotoszféra tágulási sebességének felel meg (Kasen és mtsai, 2002; Branch és mtsai, 2003; ld. még a 3.2.1 fejt.-et).

Elvileg tehát a vonalminimum helyéből a fotoszféra sebessége meghatározható. A gyakorlatban viszont ehhez optikailag vékony vonalak ($\tau < 1$) szükségesek, ugyanis ezek esetében történik a szóródás a fotoszféra közelében. Azt, hogy mely vonal tekinthető ilyennek, többek között Hatano és mtsai (1999) vizsgálták különböző összetételű és hőmérsékletű SN-atmoszférák esetében. A sebesség mérésekor problémát jelent, hogy ezek az optikailag vékony vonalak gyengék, ezért a minimumhely hullámhosszának kimérése meglehetősen

2.2. ábra. A P Cygni vonalprofil létrejöttének vázlatos szemléltetése

pontatlan. Ehhez ráadásul még hozzájárul a különböző spektrumvonalak egymásra rakódása is.

A Doppler-eltolódás mérésére leggyakrabban az Fe II vonalait használják, amelyek optikailag vékonynak tekinthetők a plató fázis első felében (lásd pl. Hatano és mtsai 2. ábráját). Leonard és mtsai (2002) azonban jóval gyengébb vonalak minimumát megmérve azt találták, hogy azok kb. 10%-kal kisebb sebességre utalnak, mint amit az Fe II 4924, 5018 és 5169 Å hullámhosszú vonalakkól számoltak. Ez felveti annak kérdését, hogy ezek a vasvonalak ténylegesen mennyire tükrözik a fotoszféra tágulási sebességét.

Dessart & Hillier (2005b) munkájuk során a CMFGEN nevű NLTE kódot felhasználva szupernóva-spektrumokat modelleztek. Megmérték a létrehozott modellspektrumok bizonyos vonalai minimumának Doppler-eltolódását (v_{abs}), és az így kapott sebességet összevetették azzal a fotoszferikus sebességgel, amelyet a modell bemeneti paramétereként megadtak. Ilyen módon megmutatták, hogy a v_{abs} értékei alul- és felül is becsülhetik a tényleges fotoszferikus sebességet, a ledobódó burokból uralkodó fizikai körülményektől függően.

A tágulási sebesség távolságmérésben való használata során egy másik probléma is felmerül. Ugyanis míg az Fe II 5169 Å vonal többnyire könnyen azonosítható és mérhető a robbanás utáni kb. 20. naptól, az ennél korábbi időpontokban ez először nincs, majd csak nagyon gyengén van jelen a spektrumban. A korai fázisban a II-es típusú SN-k optikai spektruma csak a H I Balmer-sorozatát, illetve egyes esetekben a He I vonalait tartalmazza, amelyek nem optikailag vékonyak. Ezekben az esetekben, valamint olyankor, amikor a rossz jel/zaj viszony miatt az Fe II 5169 Å is nehezen azonosítható, általában a H β vonalat használják a sebesség becslésére. Annak ellenére, hogy Dessart & Hillier (2005b) megmutatták, hogy az ennek a vonalnak a Doppler-eltolódásából mért sebesség gyengébben korrelál a fotoszferikus sebességgel, mint a v_{Fe} , már több kísérlet is történt az ezek közti,

2.3. ábra. A II-P SN-kra korai fázisban (bal felső kép) és a plató közepére (jobb felső kép) jellemző modellspektrum. Az alsó ábrákon a kapott CCF látható, melyeken a szaggatott vonal a keresztkorrelált két spektrum közti valódi, Δv_{fot} sebességkülönbség helyét jelöli, míg a nyíl a CCF maximumának helyét mutatja (Takáts & Vinkó, 2012).

illetve a v_{Fe} és H β Doppler-sebessége ($v_{\text{H}\beta}$) közti összefüggések megállapítására. Nugent és mtsai (2006) például azt találták, hogy a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{Fe}}$ arány konstans, ($\sim 1,4$), ha $v_{\text{H}\beta} < 6000$ kms^{-1} , és lineárisan csökken, ha ennél nagyobb. Hasonlóan, Poznanski és mtsai (2010) eredményei azt mutatták, hogy a két sebesség aránya a robbanás utáni 5. és 40. nap között lineárisan változik.

Keresztkorreláció

Figyelembe véve v_{abs} mérésének nehézségeit, és azt, hogy ennek értéke nem adja vissza pontosan a fotoszferikus sebességet, más módszerekkel is történtek próbálkozások. Az egyik ilyen a csillagok esetében gyakran és nagy pontossággal alkalmazott keresztkorrelációs módszer. Ennek során a teljes spektrumra határozzák meg a vonalak Doppler-eltolódását úgy, hogy kiszámolják az ún keresztkorrelációs függvényt (cross-correlation function, CCF) a vizsgált és egy ismert sebességű összehasonlító spektrum között:

$$CCF(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot g(x-y) dx \quad (2.15)$$

A CCF maximumának helye megadja, hogy mekkora mértékben kell eltolni az egyik spektrumot a másikhoz képest ahhoz, hogy a kettő a lehető legjobban átfedjen.

Hamuy és mtsai (2001) és Hamuy & Pinto (2002) a keresztkorrelációhoz az Eastman és mtsai (1996) által készített spektrummodelleket használták fel és azt találták, hogy kereszt-

korrelációval kapott sebesség alulbecsüli a modellek számolásakor bemeneti paraméterként megadott fotoszferikus sebességet.

Poznanski és mtsai (2009) a keresztkorrelációval abból a célból próbálkoztak, hogy zajos spektrumok esetében tudják az Fe II 5169 Å vonal Doppler-sebességét (v_{Fe}) meghatározni, ilyen spektrumokban ugyanis a vonalminimumot csak rendkívül pontatlanul lehet megmérni. A keresztkorrelációhoz az SNID (SN identification code¹², Blondin & Tonry, 2007) nevű, a SN-k spektrum alapján történő besorolásához készített program adatbázisában található, jó jel/zaj viszonyú spektrumokat használták, amelyek esetében a v_{Fe} elég pontosan mérhető. A keresztkorrelációt a 4500 – 5500 Å közötti hullámhossztartományra végezték, egyidejűleg több összehasonlító spektrum felhasználásával, és a kapott sebességeket átlagolták. 2011-es cikkükben ezt a módszert kiterjesztették korai, a robbanást követő 40. nap előtt felvett spektrumokra, amelyek esetében a vasvonalak még vagy nem jelentek meg, vagy nagyon gyengék voltak. A keresztkorrelációval ekkor a H β sebességét mérték meg, és az előző részben említett, a $v_{\text{H}\beta}$ és a v_{Fe} között talált lineáris összefüggés segítségével számították ki a v_{Fe} értékét. Arra a következtetésre jutottak, hogy ez az eljárás zajos spektrumok esetén valamivel pontosabbá teszi v_{Fe} mérését.

A keresztkorreláció használata a P Cygni vonalprofil mutató spektrumvonalak esetében azonban nem teljesen megalapozott. Ugyanis míg a profil abszorpciós része a sebesség növelésével egyre inkább eltolódik a rövidebb hullámhosszak felé, addig az emissziós komponens továbbra is a laboratóriumi hullámhosszon, nulla sebesség környékén marad. Ezáltal akármennyire is hasonló a keresztkorreláltatott két spektrum, az eredményként kapott sebesség alulbecsüli a valódit.

Ennek szemléltetésére a következő tesztet hajtottuk végre (Takáts & Vinkó, 2012). A szupernóvaspektrumot modellező SYNOW¹³ nevű programmal (Fisher, 1999) készítettünk két olyan SN spektrumot, amelyek minden tekintetben azonosak voltak, kivéve a fotoszferikus sebességüket, amelyek különbsége $\Delta v_{\text{fot}} = 2000 \text{ km s}^{-1}$ volt. Ezután a két spektrum 4500-5500 Å közötti hullámhossztartományát keresztkorreláltattuk az IRAF *fxcor* nevű task-ját használva. Ez a régió a H β vonalat és több vasvonalat is tartalmazza. Ezt a kísérletet kétféle modellel is elvégeztük: egy korai fázisban lévő és egy, a plató közepére jellemző spektrumot is vizsgáltunk (2.3 ábra). Az találtuk, hogy a későbbi spektrum esetében a keresztkorreláció kb. $v_{\text{rel}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ -mal kisebb sebességet eredményezett, mint Δv_{fot} , míg a korai spektrum esetében ez kb. $v_{\text{rel}} = 700 \text{ km s}^{-1}$ lett (2.3. ábra). A két eset közötti különbség oka, hogy a korai spektrum az adott hullámhossztartományban csak a széles H β vonalat tartalmazta, míg a későbbi spektrumban több, jóval keskenyebb vonal is jelen van, amelyek miatt a keresztkorreláció is kisebb hibával terhelt.

A fentiekből tehát kitűnik, hogy a keresztkorreláció használata elsősorban akkor lehet indokolt, ha nagyon zajos spektrumok esetében kell sebességet becsülni, de figyelembe kell venni, hogy használata jelentős hibával terhelt, főként korai spektrumok esetében.

Sebességmérés NLTE spektrummodellekkel

A fotoszferikus sebesség megállapítására talán a legpontosabb eljárás az észlelt spektrum teljes modellezése nem lokális termodinamikai egyensúlyt (NLTE) alkalmazó számításokkal.

¹²<http://www.oamp.fr/people/blondin/software/snid/index.html>

¹³<http://www.nhn.ou.edu/~parrent/synow.html>

2.2. táblázat. Eastman és mtsai (1996) (E96) és Dessart & Hillier (2005b) (D05) modellszámításai alapján kapott, a (2.16) egyenletben szereplő $a_{S,j}$ koefficiensek értékei különböző szűrőkombinációk esetén.

j	E96				D05			
	{BV}	{BVI}	{VI}	{JHK}	{BV}	{BVI}	{VI}	{JHK} ^a
0	0,7557	0,7336	0,7013	1,4787	0,4719	0,6324	0,8166	0,1079
1	-0,8997	-0,6942	-0,5304	-0,4799	-0,2540	-0,3837	-0,6289	1,1237
2	0,5199	0,3740	0,2646	0,0000	0,3263	0,2843	0,3385	0,0000

^a Ebben az esetben a (2.16) egyenlet helyett a $\zeta_{JHK} = \sum_j a_j \left(\frac{T_S}{10^4 K} \right)^j$ alakú polinomot illesztett Dessart & Hillier (2005b).

Ilyen vizsgálatokat végeztek például Baron és mtsai (2004) a PHOENIX nevű kóddal, valamint Dessart & Hillier (2006) és Dessart és mtsai (2008) a CMFGEN nevű programmal. Alkalmazásuk során a fotoszférát általában az a réteg jelenti, ahol az optikai mélység 1 vagy 2/3 (Dessart & Hillier, 2005a), a fotoszferikus sebesség pedig az ehhez a réteghez tartozó r_{fot} sugárból számolható ki, homológ tágulást feltételezve.

Habár ezzel a módszerrel határozható meg a legpontosabban és a legkövetkezetesebb módon a fotoszferikus sebesség, használata mégsem hatékony, ugyanis egyetlen ilyen NLTE modell elkészítése is jelentős számítási kapacitás igényel. Emiatt nagyszámú spektrumra történő alkalmazása ilyen célból túlságosan időigényes.

Hasonló sebességmérést úgy is végezhetünk, ha modellezésre egy jóval egyszerűbb programot, például a SYNOW nevű, kifejezetten szupernóvák spektrumának modellezéséhez készült, lokális termodinamikai egyensúly (LTE) közelítést használó parametrizált kódot alkalmazunk (3.2. fejt.).

2.2.3. Atmoszféramodellek és a korrekciós faktor

A táguló fotoszféra módszer alkalmazásának egyik kritikus pontja a ζ korrekciós faktor meghatározása. Ez a mennyiség azt írja le, hogy a megfigyelt spektrális energiaeloszlás milyen mértékben tér el a feketetest-sugárzásától. A korrekciós faktor két részből áll össze. Az egyik a termalizációs mélység és a fotoszféra között fellépő szórás, amely a fluxus nagyságát módosítja. A másik részét pedig a megjelenő spektrumvonalak okozzák, amelyek eltorzítják a feketetest-görbét. Ez utóbbi hatása korai fázisban nem jelentős, csak a fémvonalak megjelenése után nő meg a szerepe. A korrekciós faktor kiszámításához részletes atmoszféramodellek készítése szükséges.

Ilyen jellegű vizsgálatokat elsőként Eastman és mtsai (1996) végeztek. Egy NLTE hidrodinamikai kód használatával nagyszámú spektrummodellt hoztak létre a szupernóva fejlődésének különböző fázisaiban, a fizikai paramétereket széles tartományon változtatva. A létrehozott modellek bemeneti fizikai paramétereit használva, a (2.13) összefüggés minimalizálásával meghatározták ζ_S és T_S értékét. A számításokat több szűrőkombinációra is elvégezték, hiszen mind a korrekciós faktor, mind a színhőmérséklet meghatározását befolyásolja, hogy mely hullámhosszon végezzük a mérést. A korrekciós faktor értéke szoro-

2.4. ábra. A Eastman és mtsai (1996) (fekete) és a Dessart & Hillier (2005b) (piros) által számolt ζ korrekciós faktorok összehasonlítása különböző szűrőkombinációk esetén.

san összefügg a színhőmérséklettel, a kettő közti kapcsolat egy

$$\zeta_S = \sum_{j=0}^{j_{\max}} a_{S,j} \left(\frac{10^4 K}{T_S} \right) \quad (2.16)$$

alakú függvénnyel írható le, ahol S a $\{BV\}$, $\{BVI\}$, $\{VI\}$, $\{JHK\}$ szűrőkombinációk egyikét jelenti. Az $a_{S,j}$ együtthatók – Hamuy (2001) által kissé pontosított – értékei a 2.2. táblázatban megtalálhatóak.

Dessart & Hillier (2005b) a CMFGEN nevű NLTE atmoszféramodellező programmal készített modellspektrumok (Dessart & Hillier, 2005a) felhasználásával ismételték meg a számításokat. Ezek a modellek elsősorban az SN 1987A és az SN 1999em észlelt spektrumain alapultak. Segítségükkel az Eastman és mtsai (1996) által használt módszerrel megegyező módon, ugyanazokra a szűrőkombinációkra számították ki ζ_S értékeit, és a (2.16) polinomot illesztették ezekre. A kapott együtthatókat a 2.2 táblázat tartalmazza.

A két munka jelentősen eltérő eredményeket szolgáltatott, ezek összehasonlítását a 2.4. ábra mutatja. A különbségre Dessart & Hillier (2005b) nem tudott pontos magyarázatot adni, azt valószínűsítették, hogy ez a modellek számításának módjában keresendő. A két csoport által meghatározott ζ különbsége az EPM alkalmazása során a távolságban 10 – 20%-os eltéréshez vezet. Ez jól megmutatható az SN 1999em példáján keresztül. Ennek a rendkívül jól észlelt és alaposan megvizsgált szupernóvának a távolságát több csoport is megmérte. Az Eastman és mtsai (1996) által meghatározott korrekciós faktorokkal (ζ_{E96}) az EPM-mel kapott távolság $D \sim 8 - 9$ Mpc körüli (Leonard és mtsai, 2002; Elmhamdi és mtsai, 2003; Jones és mtsai, 2009). Leonard és mtsai (2003) ellenőrzésképpen a szupernóva galaxisában található cefeida változósillagok segítségével is végeztek távolságmérést, és valamivel nagyobb, $D = 11,7 \pm 1,0$ Mpc értéket kaptak. Dessart & Hillier (2006) korábban publikált modelljeik és korrekciós faktoraik felhasználásával a távolságot $D = 11,5 \pm 1,0$ Mpc-nek határozták meg, ami nagyon jól egyezik a cefeidák segítségével kapottakkal és jelentősen nagyobb, mint a ζ_{E96} használatával mért távolságok.

2.2.4. Főbb nehézségek és hibaforrások

Az EPM alkalmazása során több nehézség is felmerül, amelyek befolyásolhatják a módszer pontosságát, és amelyekre nagy figyelmet kell fordítani. Ahogy ismereteink bővülnek,

2.5. ábra. Példa arra, hogy a hőmérséklet meghatározását befolyásolja az, hogy mely szűrőkombinációt használjuk. Az SN 1999em robbanás után 24 nappal észlelt spektrumának (fekete) elkészítettem a modelljét a SYNOW-val (piros, T_{SYNOW}). Az ugyanezen a napon készült *BVRI* fotometriai mérések segítségével (kék pöttyök) meghatároztam a hőmérsékletet különböző szűrőkombinációk esetén (T_{BVRI} , T_{BV} és T_{VI}).

az ezekből származó bizonytalanság egyre inkább csökkenthető, és a módszer egyre távolabbi objektumokra lesz alkalmazható, egyre megbízhatóbban.

Elméletileg az EPM alkalmazásához két, különböző időpontban felvett adat ugyan elegendő, a véletlen és szisztematikus hibák csökkentése érdekében viszont minél több, jó minőségű adatra van szükség az plató fázis első feléből. Ennek összegyűjtése önmagában is sok nehézséggel jár, ráadásul sok esetben nem lehetséges egyidejűleg mind fotometriai, mind spektroszkópiai észleléseket is végezni, ezért gyakran kell egyiket a másik időpontjaira interpolálni.

A mért fényességet korrigálni kell a csillagközi por által okozott extinkcióra és vörösödéssre. A vörösödés mértékének meghatározása nem egyszerű (ld. 3.1.1 fejt.). Szerencsére ennek pontosságára az EPM csak kismértékben érzékeny. Eastman és mtsai (1996), valamint Leonard és mtsai (2002) kimutatták, hogy 1 magnitúdónyi hiba az A_V értékében kb. 8% hibát eredményez a távolság meghatározásában.

Bizonytalan tényező az EPM használatakor, hogy a korrekciós faktor meghatározása modelszámításokra épül, és hogy ilyen tanulmány még csak kettő született, amelyek ráadásul inkonzisztens eredményt szolgáltatottak.

Az EPM használata során fontos paraméter a fotoszféra hőmérséklete. A spektrumvonalak jelenléte miatt az SN-k spektruma nem illeszthető egyetlen feketetest-görbével, ezért a hőmérséklet meghatározása nem triviális feladat. Amennyiben a (2.13) összefüggés minimalizálását használjuk a szögmeret kiszámítására, akkor a θ -val együtt a hőmérsékletet is

megkapjuk. Viszont ennek értéke függ a szűrőkombináció megválasztásától. Ha a szögmetert meghatározásához a bolometrikus fluxust használjuk (2.14 egyenlet), akkor a T értékét külön kell megmérnünk. Ez olyan módon lehetséges, hogy az adott időpontban mért magnitúdókat fluxussá konvertáljuk, és rájuk egy feketetest-görbét illesztünk. Ekkor is kérdéses viszont, hogy mely szűrővel mért fényességeket használjuk. A B szűrő hullámhossztartományán nagyon sok erős fémvonal található, míg az R szűrő tartományába esik a $H\alpha$ vonal. Emiatt a kapott színhőmérséklet más és más lesz különböző a különböző szűrőkombinációk esetén (2.5. ábra).

A tágulási sebesség mérésével kapcsolatos nehézségekről a 2.2.2 részben már volt szó, és ahogy ott is említettük, egy újabb, a SYNOW programot használó módszer részletes ismertetéséről és elemzéséről a további fejezetekben lesz szó.

2.2.5. Az EPM variációi

Az előzőekben említett nehézségek egy részének kiküszöbölésére fejlesztették ki az EPM olyan változatait, amelyeknél az észlelt spektrumokat modellezzik NLTE atmoszféramodellek létrehozásával.

Az egyik ilyen módszer az ún. spektrumillesztéses táguló fotoszféra módszert (spectral-fitting expanding photosphere method, SEAM; Baron és mtsai, 1995, 1996; Mitchell és mtsai, 2002; Baron és mtsai 2004) mely a PHOENIX nevű kóddal (Hauschildt & Baron, 1999) készített modellspektrumokra alkalmaztak először. Az észlelt spektrumokra illesztett modellek az SN luminozitását is megadják, így ezek spektrofotometriájával az abszolút magnitúdók megmérhetők. Ezeket pedig az észlelt magnitúdókkal összehasonlítva megkapjuk az SN távolságát. Nincs szükség feketetest-közelítésre, a korrekciós faktorok és a színhőmérséklet számítására. Viszont ez a módszer nagyon nagy számítási kapacitást igényel, így a mai napig csak kisszámú SN esetében alkalmazták.

Dessart & Hillier (2006) az EPM egy olyan variációját használták, amelynek során a CMFGEN kóddal készített modellspektrumok felhasználásával határozták meg a korrekciós faktor, a hőmérséklet és a tágulási sebesség értékét, mintegy ötvözve az EPM-et és a SEAM-ot. Az SN 1999em távolságát ezzel a módszerrel, valamint a (2.13) összefüggés minimalizálásával és a Baron és mtsai (2004) által használt SEAM módszerrel is kiszámították. Azt találták, hogy az ő variációjuk jól visszaadja a szülőgalaxisban lévő cefeidák segítségével kapott távolságot. A SEAM ennél valamivel nagyobb távolságot eredményezett, míg a klasszikusan használt módszerrel kapott eredmények nagy szórást mutattak a használt szűrőkombinációtól és korrekciós faktortól függően.

2.3. A II-es típusú SN-k távolsága – a standard(izált) gyertya módszer

A II-P típusú szupernóvák távolságának meghatározására egy új módszert Hamuy & Pinto (2002) vetett fel. Munkájuk során azt találták, hogy a II-P típusú szupernóvák esetében a plató fázis közepén mérhető fényesség és tágulási sebesség korrelál. 2002-es cikkükben 17 olyan SN adatait vizsgálták meg, amelyeknek már ismert volt a távolsága. A robbanás utáni 50. napon az Fe II 5169 Å vonal minimumának Doppler-eltolódásából mért sebesség (v_{Fe})

2.6. ábra. A plató közepén mérhető fényesség és tágulási sebesség közti kapcsolat. Látható, hogy a halványabb SN-eket csak az SN 1999br és 2005cs képviseli (Takáts & Vinkó, 2006).

valamint a V illetve I szűrőn át mért fényesség között az alábbi összefüggéseket találták:

$$V(50d) - A_V + a_V \log \left(\frac{v_{Fe}(50d)}{5000} \right) = 5 \log(cz) - b_V \quad (2.17)$$

illetve

$$I(50d) - A_I + a_I \log \left(\frac{v_{Fe}(50d)}{5000} \right) = 5 \log(cz) - b_I \quad (2.18)$$

ahol $v_{Fe}(50d)$, $V(50d)$ és $I(50d)$ a robbanás utáni 50. napon mért tágulási sebességet és a V illetve I szűrőn át mért fényességet jelöli, A_V és A_I a V illetve I szűrő extinkciós korrekció, c a fénysebesség, z pedig a vöröseltolódás. Az illesztés során a következő paramétereket kapták: $a_V = 6,504 \pm 0,995$, $b_V = 1,294 \pm 0,131$, $a_I = 5,820 \pm 0,764$ és $b_I = 1,797 \pm 0,103$. Az illesztés során az I szűrő adatok esetében a pontok szórása némileg kisebbnek bizonyult.

A fenti összefüggéseket a későbbiekben többen is finomították, egyre bővítve a használt mintát. Hamuy (2005) már 24 objektum felhasználásával számolta újra az a és b paraméterek értékét.

Ahogy a 2.6 ábrán megfigyelhető, a mintákban a halványabb II-P típusú SN-kat csak egyetlen objektum, az SN 1999br képviselte. Emiatt amikor a szintén alacsonyabb luminositású SN 2005cs-t vizsgáltam (Takáts & Vinkó, 2006), ezzel az SN-nel kiegészítettem Hamuy (2005) mintáját, és újrakalibráltam az ott szereplő összefüggéseket. A következő paramétereket kaptam: $a_V = 6,19 \pm 0,57$, $b_V = 1,41 \pm 0,08$, $a_I = 5,82 \pm 0,57$ és $b_I = 1,85 \pm 0,09$.

Nugent és mtsai (2006) a Hamuy (2005) tanulmányában szereplő adatokat használták fel és egészítették ki még hat, távolabbi SN-nel. Ők olyan módon fejlesztették tovább a módszert, hogy a V és I szűrő méréseket nem külön-külön vizsgálták, hanem a $(V - I)$ színindexet használva kombinálták ezeket. A következő összefüggést kapták:

$$M_I(50d) = -\alpha \log(v(50d)/5000) - 1,36((V - I) - (V - I)_0) + M_{I,0}, \quad (2.19)$$

ahol $M_I(50d)$ az abszolút fényesség a robbanás utáni 50. napon. Az illesztés során kapott paraméterek a következők: $\alpha = 6,69 \pm 0,50$, $M_{I,0} = -17,49 \pm 0,08$ mag ($H_0 = 70 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ felhasználásával), $(V - I)_0 = 0,53$ mag.

Poznanski és mtsai (2009) ezt a mintát további 17 szupernóva adataival egészítették ki, ezáltal a kalibrációhoz már 40 SN adatai álltak rendelkezésükre. A használt összefüggést ők is tovább módosították, a következő egyenletet illesztették az adatokra:

$$\mathcal{M}_I - \alpha \cdot \log(v_{\text{Fe}}(50d)/5000) + R_I((V - I) - 0,53) - m_I = -5 \cdot \log(H_0 D) \quad (2.20)$$

Itt $\mathcal{M}_I \equiv M_{I_0} - 5 \log(H_0) + 25$, amelyre a kalibráció során ($H_0 = 70 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ értéket használva) $\mathcal{M}_I = -1,615 \pm 0,08$ értéket kaptak. Az illesztés során kapott további paraméterek $\alpha = 4,4 \pm 0,6$ és $R_I = 0,8 \pm 0,3$ nagyságúnak adódtak.

Maguire és mtsai (2010a) megvizsgálták, hogy alkalmazható-e az SCM az optikai helyett NIR tartományban végzett mérések esetén. Ehhez 12 SN adatait használták fel, amelyekről *JHK* szűrőkben készült fotometriai mérések álltak rendelkezésükre. A Poznanski és mtsai (2009) által felállított összefüggést használták (2.20 egyenlet), csak az *I* szűrős mérések helyett a *J*, *H* és *K* szűrővel készülteket vették figyelembe. Azt találták, hogy mindhárom NIR szűrő esetében az adatok szórása kisebbnek bizonyult, mint az optikai tartomány esetében. A továbblépés nagyobb minta és távolabbi objektumok felhasználásával egyelőre még várat magára.

A fentiekből kitűnik, hogy az SCM még egyáltalán nem kiforrott, ahogy a minta nagysága és pontossága nő, újabb és újabb kalibrációra szorul. A módszer előnyeként kell megemlíteni, hogy kevésbé jól mintavételezett SN-k esetében is alkalmazható, mint az EPM, valamint rosszabb jel/zaj viszonyú adatok esetében is használható, ezáltal alkalmasabb lehet kozmológiai vizsgálatokra. Hátrány, hogy míg II-P típusú szupernóvák esetében a plató fázis közepén mérhető fényesség még egy gyengébben mintavételezett fénygörbe esetében is elég jó pontossággal meghatározható, a sebesség mérése ezen módszer esetében is problémás. Egyrészt a távolabbi, halványabb szupernóváknál az észlelt spektrumok jel/zaj viszonya romlik, ami befolyásolja a sebességmérés pontosságát, bármely módszerrel is tesszük azt. Másrészt pedig – és ezt ritkán említik meg – a fényességgel ellentétben a sebesség jelentősen változik a plató fázis során. Ahhoz, hogy megállapítsuk a robbanás utáni 50. napon mért sebességet, meg kell határoznunk a robbanás időpontját, ami – azon szerencsés esetek kivételével, amikor nagyon korai fázisban fedezik fel az SN-t – nem triviális feladat. Néhány napnyi bizonytalanság a robbanás időpontjának megállapításában legalább $200\text{--}300 \text{ kms}^{-1}$ hibát okozhat a sebesség meghatározásában.

3. fejezet

Adatfeldolgozás

Minden csillagászati objektum vizsgálatának alapját jelenti a jó minőségű adatok felvétele. A szupernóvák távolságmérése esetében, akár EPM-et akár SCM-et használunk, szükség van több színszűrővel készített fénygörbére, valamint a tágulási sebesség értékére, amelyet a felvett spektrumból nyerhetünk ki. A mért távolság pontosságát nagyban befolyásolja ezen adatok minősége.

Ennek a fejezetnek az első részében arról lesz szó, hogy a nyers képekből hogyan is áll elő a fénygörbe és a spektrum. Mindezt csak egész röviden, összefoglaló jelleggel ismertetem, hiszen ezen ismeretek az észlelő csillagászat alapjait jelentik, és számos magyar nyelvű részletes ismertető áll rendelkezésre a témában.

A fejezet második része annak leírását tartalmazza, hogy miként is lehet a SYNOW nevű parametrizált szupernóvaspektrum-modellező program segítségével a fotoszferikus sebesség mérését megtenni. Szó lesz a SYNOW működésének részletes leírásáról, valamint a módszer alkalmazásának bemutatásáról. Ennek konkrét SN-kra történt alkalmazását, illetve az így kapott eredmények ismertetését már a következő fejezetek tartalmazzák.

3.1. Nyers adatok feldolgozása

A csillagászati észlelések történetében nagy ugrást jelentett a digitális képrögzítés és -feldolgozás megjelenése és elterjedése. Ma már szinte kizárólagosan CCD-chipeket használunk, a felvételek feldolgozására és az adatok kinyerésére rengeteg jól megírt program-csomag áll rendelkezésre, ilyen pl. a széles körben alkalmazott IRAF¹⁴ csomag. A képek felvételétől az adatok kinyeréséig és kalibrációjáig sok lépésen keresztül vezet az út, ennek végén jó minőségű és nagy pontosságú fénygörbét és spektrumokat kaphatunk.

3.1.1. Fotometria

Az a folyamat, amelynek során nyers CCD-képek sorozatából összeáll egy fénygörbe, több lépésből áll. A nyers képeken először el kell végezni az alapvető korrekciókat, majd meg kell mérni az objektum fényességét, amelyet azután kalibrálni is szükséges. A megfelelően pontos fénygörbe eléréséhez mindegyik lépésre kellő figyelmet kell fordítani.

¹⁴<http://iraf.noao.edu/>

Az objektumról készült nyers képeken különböző képkorrekciók elvégzése szükséges. A bias-korrekció a bias-szintet, míg a dark-korrekció a termikus elektronok miatt létrejött zajt korrigálja. A különböző szűrőkkel készített flat-képek a CCD-kamera pixeleinek eltérő érzékenységét, valamint az egyes optikai elemeken esetleg lerakódott szennyeződések mutatják. A korrekciók elvégzését az IRAF programcsomag megfelelő task-jainak segítségével egyszerűen megtehetjük.

Az objektum, esetünkben a szupernóva fényességének mérésére alapvetően három módszer áll rendelkezésünkre: az apertúra- illetve PSF-fotometria, valamint a képkivonásos technika. A megfelelő módszer kiválasztása annak alapján történik, hogy az objektum mennyire halvány, illetve milyen a közvetlen környezete, vannak-e a közelében más források is.

A legegyszerűbb az apertúra-fotometria használata. Ennek során a forrás körül megfelelően kijelölt kör alakú apertúrán belüli pixelek összintenzitását mérjük meg. Az égi háttér levonásához általában egy, az apertúrát körülvevő gyűrűben mérjük meg a pixelek átlagfényességét. Ez a módszer akkor alkalmazható, ha a háttér elég sima és a mérendő SN jóval fényesebb a környezeténél.

Halvány forrás esetén alkalmazhatunk PSF-fotometriát. A pontszerű fényforrás képe a leképezés során és a légkör zavaró hatása miatt eltorzul. A csillagok így létrejövő intenzitáseloszlását nevezzük ponteloszlás-függvénynek (point-spread function, PSF). Ha feltekerképezzük a képen szereplő csillagok PSF-jét, akkor ezek átlagára modellfüggvényt illeszthetünk, és meghatározhatjuk a képre jellemző PSF-et. Ezt aztán a kimérendő forrásra illesztve annak fényessége megmérhető. Mindezt véghez vihetjük az IRAF megfelelő csomagjainak használatával.

Egyes esetekben a képen az SN közvetlen környezetében más fényes források is találhatóak, vagy esetleg az objektum már rendkívül halvány. Ilyenkor érdemes a képlevonásos technikát alkalmazni. Ehhez rendelkezünk kell egy olyan képpel, amely az SN megjelenése előtt vagy eltűnése után készült. Ezt a képet az SN-t tartalmazó felvételtől le lehet vonni. A differenciaképen pedig – a már előzőleg elkészített PSF-profil felhasználásával – elvégezhetjük a fényességmérést.

Bármely módszert alkalmazzuk is, a kapott fényességek még csak „instrumentális” értékek, ahhoz, hogy mások munkájával összehasonlíthó méréseket kapjunk, kalibrálnunk kell ezeket. Minden szűrőrendszer esetében léteznek ún. standard csillagok, amelyek fényessége etalonként szolgál. Ezek felhasználásával kalibráltak ún. másodlagos standardmezőket. Az ilyen csillagmezőkben nagyszámú csillag fényességét határozták meg nagy pontossággal. A kalibrációhoz egy megfelelően tiszta éjszakán egy kiválasztott standard mezőt kell kimérnünk mindegyik szűrővel legalább kétszer, különböző levegőtömegnél. Az így készített képeken – feldolgozás után – megmérjük a standard csillagok instrumentális fényességét. Ezek és a standard magnitúdók összevetésével az eszközünkre és a fennálló körülményekre érvényes ún. távcsőkonstansokat és zéruspontokat állapíthatjuk meg. A *BVRI* szűrők esetében ezt például az alábbi összefüggéseket felhasználva tehetjük meg:

$$\begin{aligned}
 B - V &= C_{BV} \cdot (b - v) - K_{BV} \cdot X + Z_{BV} \\
 V - R &= C_{VR} \cdot (v - r) - K_{VR} \cdot X + Z_{VR} \\
 V - I &= C_{VI} \cdot (v - i) - K_{VI} \cdot X + Z_{VI} \\
 V - v &= C_V \cdot (V - I) - K_V \cdot X + Z_V
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Itt $bvri$ az instrumentális, míg $BVRI$ a standard magnitúdókat jelenti, X pedig a levegőtömeg. Ezek ismeretében C , K és Z konstansok már megállapíthatók.

Ezután a szupernóva területéről az ugyanezen az éjszakán készült képeken választunk minél több egyedülálló csillagot, melyeknek megmérjük az instrumentális fényességét. A fenti egyenletek és a megállapított konstansok segítségével ezen összehasonlító csillagok magnitúdói kiszámolhatóak. Ezek felhasználásával már bármely éjszakán végzett mérések esetében egyszerű egyenesillesztéssel meg tudjuk állapítani az arra jellemző $Z' = -K \cdot X + Z$ zéruspontokat az adott időpontban (a C távcsőkonstansok értékei állandóak maradnak). A helyi összehasonlító csillagok fényességének meghatározását több éjszakán is érdemes elvégezni azért, hogy ezek értékei a lehető legpontosabbak legyenek.

A fotometria során a kapott fényességeket még korrigálnunk kell a köztünk és az SN közt elhelyezkedő por miatt fellépő vörösödéssre is. A Tejútrendszerben található por által okozott vörösödés mértékét már elég jól kimérték (Schlafly & Finkbeiner, 2011), de a szupernóva galaxisában található por mennyiségének becslése bonyolultabb probléma. Ennek megoldására általában a Na I D dublettjét használják, amelynek ekvivalens szélességéből (equivalent width, EW) következtetnek a vörösödés mértékére, általában a Munari & Zwitter (1997), illetve a Turatto és mtsai (2003) által felállított korrelációt használva. Ezeket a korrelációkat nagy felbontású spektrumok felhasználásával állapították meg, viszont később az irodalomban gyakran alkalmazták kis felbontású spektrumokra is, amikor a Na I D vonalai nem felbonthatóak. Poznanski és mtsai (2011) megmutatták, hogy ilyen spektrumok esetében ezek az összefüggések nem alkalmazhatók. 2012-es cikkükben 100 kvazár nagy felbontású, és közel egymillió, az SDSS katalógusában található kvazár és galaxis kis felbontású spektrumának használatával végeztek vizsgálatokat, és állapítottak meg összefüggést a Na I D ekvivalens szélessége és a vörösödés mértéke között. Eszerint, ha a dublett nem felbontható, a vörösödés mértéke:

$$\log_{10} E(B - V) = 1,17 \times EW(D1 + D2) - 1,85(\pm 0,08), \quad (3.2)$$

ahol $EW(D1 + D2)$ a Na I D két vonalának együttes ekvivalens szélessége (Poznanski és mtsai, 2012).

3.1.2. Spektroszkópia

A fotometriai képek feldolgozásához hasonlóan egy spektrum felvétele után is el kell végeznünk az alapvető képkorrekciókat (bias, flat). Ezután az IRAF megfelelő task-jainak használatával beállítjuk a spektrum helyzetének megfelelő apertúrát, és a háttér levonásával egyidejűleg kinyerhetjük magát a spektrumot. Következő lépésben még szükség van kalibrációra is. A hullámhossz-kalibrációhoz ún. spektrállámpa-képeket kell készíteni közvetlenül az objektumról készült spektrum felvétele előtt és után. Ezek ismert elemek vonalait tartalmazzák. A kinyert spektrállámpa-spektrum segítségével meg tudjuk határozni a jellemző diszperziós görbét, amelynek felhasználásával az SN spektrumának kalibrációja nagy pontossággal elvégezhető. Mivel a mérőrendszer érzékenysége hullámhosszfüggő, az észlelt spektrum fluxuseloszlása eltorzul. Ennek korrigálására fluxukalibrációt kell végezni. Ehhez olyan csillagok spektrumát vesszük fel, amelyek spektrális energiaeloszlása ismert. A ket-
tő összehasonlításával az érzékenységi görbét meg lehet határozni, és az SN spektrumán a

szükséges korrekciót megtenni. A pontos kalibrációhoz a kapott spektrumot korrigálni kell a por miatti vörösödéésre, valamint a vöröseltolódásra is.

Az ilyen módon kinyert és kalibrált spektrumokból meghatározhatjuk az EPM használatához szükséges táglási sebességeket. Az általam használt módszer leírását a következő rész tartalmazza.

3.2. Sebességmérés a SYNOW nevű program használatával

A táglási sebesség mérésére használt módszerek összefoglalásakor a 2.2.2 részben már szerepelt, hogy a legpontosabb sebességbecslési eljárásnak az tűnik, amelynek során NLTE atmoszféramodellek számításával modellezik a teljes spektrumot. Nagy hátránya ennek a módszernek, hogy jelentős számítási kapacitást igényel, ezért nagyszámú spektrum gyors feldolgozására alkalmatlan.

Ebből kiindulva ésszerű lépés, hogy egy jóval egyszerűbb, de sokkal gyorsabb spektrummodellező program segítségével próbáljuk meg a sebességet meghatározni. Ehhez a SYNOW (Fisher, 1999; Hatano és mtsai, 1999) nevű FORTRAN nyelven megírt parametrizált szupernóvaspektrum-modellező programot használtam, amely a fenti, NLTE-t használó, a sugárzásitranszfer-egyenletet megoldó programokkal ellentétben egyszerű alapfeltevések segítségével képes P-Cygni vonalprofilt mutató modellspektrumot létrehozni.

3.2.1. A SYNOW alapjai

A SYNOW a vonalak számításához néhány egyszerű alapfeltevést használ. Ezek a következők:

- i) a szupernóváról ledobódott anyag homológ módon tágl,
- ii) a fotoszféra fekete testként sugároz,
- iii) a spektrumvonalak teljes mértékben a fotoszféra felett keletkeznek és
- iv) keletkezésükért teljes mértékben a rezonáns szórás a felelős.

Ezen feltevések használatával a SYNOW a sugárzási transzferegyenletet az alábbiakban ismertetett ún. Sobolev-közelítéssel oldja meg (Kasen és mtsai, 2002).

Ha az atmoszférában a rezonáns szórás dominál, akkor a fotoszférából érkező foton az atmoszféra azon részén tartózkodó atomon szóródik, ahol Doppler-eltolódott hullámhossza megfelel a rezonáns szóráshoz szükséges hullámhossznak. Az alábbi gondolatmenettel megmutatható, hogy homológ táglás esetén az egyenlő radiális sebességű pontok egy, a látóirányra merőleges síkon helyezkednek el. Vegyünk két pontot, amelyek a középponttól r_1 és r_2 távolságra vannak, és v_1 illetve v_2 a sebességük. Tegyük fel, hogy a sebességük iránya a látóiránnyal ϕ_1 és ϕ_2 szöget zár be. A homológ táglás miatt $v_1/v_2 = r_1/r_2$. Vezessük be a 3.1. ábrán látható koordinátarendszert, ekkor $z_1 = v_1 \cdot \cos \phi_1$ és $z_2 = v_2 \cdot \cos \phi_2$. Ha a két pont radiális sebessége egyenlő: $v_1 \cdot \cos \phi_1 = v_2 \cdot \cos \phi_2$, akkor következik, hogy $z_1 = z_2$. Tehát az egyenlő radiális sebességű pontok egy $z = konstans$ koordinátájú, a látóirányra merőleges síkon helyezkednek el.

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

Rezonáns szórás esetén ezek értelmében tehát minden azonos hullámhosszú foton egy $z = konstans$ koordinátájú síkról származik. Ha tehát egy adott hullámhosszon meg szeretnénk határozni a fluxus értékét, integrálnunk kell az adott síkról érkező összes sugárzást. Egy vonalprofil elkészítéséhez pedig ezt az atmoszférában lévő minden ilyen síkra meg kell tennünk és ábrázolnunk kell a fluxusokat a hullámhossz függvényében.

A P Cygni vonalprofil létrejöttéhez az atmoszféra három tartományát kell megvizsgálni (Kasen és mtsai, 2002; 3.1. ábra). A $z \geq 0$ tartományból érkező fotonok vöröseltolódást szenvednek a laboratóriumi hullámhosszhoz képest. Itt egy adott z koordinátájú síkról érkező fluxus:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{r_f} I_f x dx + \int_{r_f}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx = \frac{1}{2} r_f^2 I_f + \int_{r_f}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx, \quad (3.3)$$

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

A második tartományban ($-r_f < z < 0$) már a fotoszféra és a megfigyelő közötti anyagban fellépő abszorpció is befolyásolja a fluxust. Az alábbi kifejezésben ezt a harmadik tag képviseli.

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_f x dx + \int_{x_0}^{\infty} S(r)(1 - e^{-\tau(r)}) x dx + \int_{x_0}^{r_f} I_f e^{-\tau(r)} x dx, \quad (3.4)$$

ahol $x_0 = \sqrt{r_f^2 - z^2}$.

A harmadik tartományból – ahol $z \leq -r_f$ – érkező fluxus pedig:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^\infty S(r)(1 - e^{-\tau(r)})dx + \int_0^{r_f} I_f e^{-\tau(r)} dx \quad (3.5)$$

A három fenti egyenletet egyben összefoglalva a következőt kapjuk:

$$\frac{F(\lambda)}{4\pi} = \int_0^{x_0} I_f dx + \int_{x_0}^\infty S(r)(1 - e^{-\tau(r)})dx + \int_{x_0}^{r_f} I_f e^{-\tau(r)} dx \quad (3.6)$$

ahol

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

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

3.2.2. Spektrumok modellezése a SYNOW-val

A SYNOW futtatása során több paramétert kell egyszerre megválasztani és beállítani. Megadjuk a fotoszféra hőmérsékletét (T_{bb}), ebből számítja ki a program azt a feketetest-görbét, amely a kontinuumot adja. Be kell állítani azt, hogy az atmoszféra mely rétegében keletkeznek a vonalak, ez az alsó és felső határréteghez tartozó sebesség megadásával lehetséges ($v_{\min}$ és $v_{\max}$). Megadjuk a fotoszféra tágulási sebességét is (v_{fot}). Kiválasztjuk, hogy mely atomok és ionok kerüljenek bele a modellspektrumba. A Sobolev-közelítésben egy vonal optikai mélysége:

$$\tau = \left(\frac{\pi e^2}{m_e c} \right) f \lambda t n_l \left(1 - \frac{g_l n_u}{g_u n_l} \right), \quad (3.7)$$

ahol n_u és n_l a koncentráció az átmenet felső és alsó szintjén, g_u és g_l statisztikus súlyok (az egyes energiaszintek elfajultságát fejezik ki), f az oszcillátorerősség (annak a valószínűsége, hogy az adott átmenet bekövetkezik), t a robbanás óta eltelt idő, e az elektron töltése, m_e a tömege, c a fénysebesség. A SYNOW modellezés során az adott atom/ion egy referenciavonalának (amely általában a legerősebb vonal) optikai mélységét kell megadni (τ_{ref}). A program ezután a többi vonal erősségét ebből számítja ki, méghozzá – lokális termodinamikai egyensúly (LTE) közelítést használva – a Boltzmann-formula alapján, amihez a gerjesztési hőmérsékletet (T_{exc}) szintén meg kell adnunk:

$$\frac{n_i}{n_0} = \frac{g_i}{g_0} e^{\frac{-(E_i - E_0)}{k T_{\text{exc}}}} \quad (3.8)$$

Az optikai mélység az atmoszférában a sebesség (azaz a sugár) függvényében változhat, használhatunk exponenciális vagy hatványfüggvényt, illetve – a program újabb verziójában – Gauss-függvényt is. Bármelyiket is alkalmazzuk, meg kell adnunk a függvénykitevő kívánt értékét (n).

3.2. ábra. Az SN 1999em észlelt (fekete) és modellezett spektruma (piros) a robbanás után 9 (fent) és 41 nappal (alul). A jobb oldalon kinagyítva látható azoknak a vonalaknak a tartománya ($H\beta$, fent, $Fe\ II\ 5169\ \text{\AA}$, lent), amelyek segítségével meghatároztam a sebességet.

A SYNOW-t folyamatosan fejlesztik, ennek köszönhetően már több verzió létezik. Az 1.0 verzióban még n választott értéke egyszerre minden vonal számítása esetében érvényes volt, míg a 2.0 verziónál ez már minden atom/ion esetében külön-külön megadható. A legújabb verziója a FORTRAN helyett C++ nyelven megírt SYN++¹⁵, illetve a paraméter-optimalizást is lehetővé tevő SYNAPPS (Thomas és mtsai, 2011). Ezeket Ia SN-k spektrumának modellezésére fejlesztették, emiatt egyelőre az optikai mélység változását csak exponenciális függvényként képesek kezelni, ami II-P SN-k esetében kevésbé jó illesztést eredményez.

Az észlelt spektrumok SYNOW modellezése a következő lépések szerint zajlott. Először készítettem egy modellt, amely az észlelt spektrumot nagyjából jól leírja, megbecsülve a paraméterek körülbelüli értékét. A II-P SN-k esetében az optikai mélység változását általában hatványfüggénnyel lehet legjobban leírni, a modellezés során végig ezt használtam. A szabad paraméterek számának csökkentése érdekében n minden atom/ion esetében ugyanaz volt.

Következő lépésként a τ_{ref} , n és v_{fot} értékeit széles tartományon változtatva nagyszámú modellt hoztam létre. Azért, hogy a szabad paraméterek száma minél kisebb legyen, T_{bb} értékét – amely a vonalak alakjára nincs közvetlen hatással, és a kezdeti modell készítésekor elég pontosan meghatározható – változatlanul hagytam. Ezenkívül – feltételezve, hogy a spektrumvonalak mindegyike a fotoszféra közelében keletkezik – v_{min} -t jóval a fotoszféra alatt, v_{max} -ot pedig fölötte tartottam, állandó értéken.

A létrehozott modellek közül χ^2 -es illesztéssel kerestem meg azt, amely legjobban illeszkedik az észlelt spektrumra. Ezután a változtatandó paraméterek értéktartományát és a lépésközt megfelelően szűkítve többször is újra megismétltem a számításokat és az illesztést.

A fenti lépések segítségével viszonylag rövid idő alatt meg lehet találni azokat a paramétereket és kémiai összetevőket, amelyek legjobban leírják az észlelt spektrumot. A 3.2.

¹⁵<https://c3.lbl.gov/es/>

3.3. ábra. A v_{modell} többi paramétértől való függésének vizsgálata a χ^2 minimuma körüli kontúrok segítségével. A v_{modell} értéke egyértelmű korrelációt mutat az optikai mélység változását leíró hatványfüggvény n kitevőjével (bal fenti kép) valamint az Fe II referenciavonalának τ_{ref} optikai mélységével (jobb fent). Nem figyelhető meg viszont egyértelmű korreláció a Ti II (balra lent) és Mg I τ_{ref} -jével (jobbra lent). A piros görbe azt a χ^2 kontúrt mutatja, mely 50%-kal nagyobb a minimum értékénél.

ábrán példaként látható egy korai és egy késői fázisban észlelt spektrum együtt a legjobb modellel. Látható, hogy a modell – a H α vonal kivételével – nagyon jól illeszkedik az észlelésre.

3.2.3. A fotoszferikus sebesség meghatározása

Mivel a modellezés fő célja ebben az esetben a fotoszféra tágulási sebességének mérése, az illesztés utolsó lépése ennek értékének a finomítása volt. Az összes többi paramétért rögzítve olyan modelleket készítettem, amelyek csak a v_{fot} paraméter értékében különböztek. A lépésköz 50 km s^{-1} volt. A χ^2 -es illesztés ebben az esetben már nem a spektrum egészére történt, hanem egy kiválasztott vonal hullámhossztartományára.

Dessart & Hillier (2005b) megmutatták, hogy az Fe II 5169 Å vonal abszorpciós minimuma Doppler-eltolódásából mért sebesség szoros korrelációt mutat a fotoszferikus sebességgel. Ezért ezt a vasvonalat választottam a legmegfelelőbb v_{fot} értékkel jellemezhető modell kiválasztására. Korai fázisban készült spektrumok esetében, a vasvonalak megjelenése előtt a H β vonalat használtam ugyanerre a célra. A legjobban illeszkedő modell v_{fot} paraméterét fogadtam el, mint az észlelt spektrum fotoszferikus sebességét. A továbbiakban

erre az értékre mint v_{modell} hivatkozom. A kapott v_{modell} hibájának mértékét a χ^2 függvény minimuma körüli 90 százalékos konfidenciaintervallum határozta meg.

A 3.2. ábrán kinagyítva látható a korai spektrum esetében a $H\beta$, a későbbinél pedig a $\text{Fe II } 5169 \text{ \AA}$ környéke, azokkal a modellspektrumokkal együtt, amelyek alapján a v_{modell} értékét megkaptam. Látható, hogy ezek a modellek mindkét esetben nagyon jól illeszkednek a teljes vonalprofilra.

A fent leírt módon történő sebességmeghatározásnak számos lehetséges hibaforrása van. Ezek egyrésze a modellezőprogram által használt egyszerűsítő feltevésekből fakadnak. Az 5. fejezetben azonban megmutatom, hogy ha a v_{modell} értékeit összevetjük olyan sebességekkel, amelyeket mások NLTE modellek alapján kaptak, akkor nem találunk szisztematikus eltérést a kettő között, a sebességek kb. 10%-on belül jó egyezést mutatnak.

Másik lehetséges hibaforrást az egyes paraméterek közti összefüggések jelentik. Nehéz megbecsülni, hogy az egyes paraméterek pontatlanabb beállítása mennyiben befolyásolja egy másik paraméter, ebben az esetben leginkább v_{fot} értékét. Ez olyan spektrumok esetében lehet elsősorban fontos, amelyeknek rosszabb a jel/zaj viszonya, ezért az illesztés is nagyobb hibával terhelt. A 3.3. ábrán a χ^2 -függvény minimuma körüli kontúrok ábrázolásával megvizsgáltam több paraméter esetében is, hogy ezek változtatása milyen mértékben befolyásolja v_{modell} értékét. Látható, hogy jelentősebb korreláció csak a vasvonal megadott optikai mélysége (τ_{Fe}), valamint az n hatványkitevő esetében figyelhető meg. A másik két vizsgált elem esetében egyértelmű összefüggés nem áll fenn. Az is észrevehető, hogy mind τ_{Fe} , mind n szignifikáns megváltozása esetén a χ^2 -es illesztés során kapott v_{modell} érték csak néhány száz kms^{-1} nagyságban változik. Ez pedig nem haladja meg azt a bizonytalanságot, amely a spektrum felbontása miatt jelen van (tipikusan $200 - 300 \text{ kms}^{-1}$).

Hibát okozhat az, hogy a sebességmeghatározás végső lépésében egy szűk, szubjektíven választott hullámhossztartományt veszek figyelembe az illesztéshez. Azonban vizsgálataim azt mutatták, hogy ennek a tartománynak az – ésszerű kereteken belüli – változtatása csak minimális mértékben, hibahatáron belül befolyásolja az eredményt.

A következő fejezetekben a SYNOW-val történő sebességmérést 6 szupernóva esetében alkalmazom, majd az így kapott eredmények segítségével elemzem a módszer előnyeit és hátrányait, valamint az sebességeket összevetem a más eljárások által szolgáltatottakkal.

4. fejezet

Eredmények

A következőkben hat II-es típusú szupernóva (4.1. táblázat) nagyszámú spektruma vizsgálatának eredményét ismertetem. Mindegyik objektum esetében megmértem a tágulási sebességet több, a 2.2.2 fejezetben tárgyalt módszer használatával, így összehasonlíthatjuk az különböző eljárásokat. A spektrumokat a SYNOW-val modelleztem, egyúttal alkalmaztam a 3.2 fejezetben leírt sebességmérési módszert is.

Az itt szóba kerülő SN-k közül öt adatai elsősorban mások által publikált munkákból származnak. Ezen objektumok mindegyikéről nagy mennyiségű adat áll rendelkezésre, és az irodalomban már részletesen elemezték őket. Több esetben EPM-mel, illetve SCM-mel történő távolságmérésre is sor került. Ennek köszönhetően alkalmasak a sebességmérési eljárások vizsgálatára, összehasonlítására, valamint arra, hogy az újonnan kapott sebességek felhasználásával kiszámolt távolságokat mások korábbi eredményeivel összevegyem.

A SYNOW-val végzett modellezés során kapott sebességeket (v_{modell}) igyekeztem minél több egyéb eljárással meghatározott értékkel összehasonlítani:

- i) Megmértem a H β és az Fe II 5169 Å vonalak Doppler-sebességét ($v_{\text{H}\beta}$ és v_{Fe}) minden lehetséges esetben.
- ii) Az SN 1999em, 2005cs és 2006bp esetében Dessart & Hillier (2006) és Dessart és mtsai (2008) a CMFGEN kód használatával elkészítették a SN-k modellspektrumait. Az általuk kapott fotoszferikus sebességek (v_{nkte}) is szerepet kapnak az összevetésben.
- iii) A keresztkorrelációs módszert is alkalmaztam, hogy az így kapott sebességeket is belevehessem az összehasonlításba. A módszer alkalmazásához (2.2.2 fej.) összehasonlító spektrumokra van szükség. Két készletet állítottam össze ebből a célból, az első az SN 1999em 22 észlelt spektrumát tartalmazta (#1), a második pedig a fent említett CMFGEN modellspektrumokból állt (#2). Az első esetben a spektrumokhoz rendelt sebesség szerepét a v_{Fe} töltötte be, míg második esetben v_{nkte} . A keresztkorrelációval kapott sebességekre a $v_{\text{cc}\#1}$ és $v_{\text{cc}\#2}$ jelöléseket használok a továbbiakban.

A kapott v_{modell} értékek felhasználásával kiszámítottam a távolságot az EPM alkalmazásával. Mivel a fotometriai és spektroszkópiai mérések ritkán egyidejűek, ezért az fényességeket interpoláltam a sebességmérések időpontjaira (kivéve az SN 2004dj esetében, ld. 4.2. fej.). Összehasonlításuképpen a távolságokat a v_{Fe} sebességek segítségével is meghatároztam. Az EPM alkalmazása során minden esetben Dessart & Hillier (2005b) korrekciós faktorait és az $S = \{BVR I\}$ szűrőkombinációt használtam.

4.1. táblázat. Az itt szereplő szupernóvák fizikai paramétereinek összefoglalása.

SN	t_0 (JD-245000)	Távolság (Mpc)	cz^1 (km s ⁻¹)	E(B-V) (mag)	M_{prog} ($M_{\odot}$)	Hivatkozások ²
SN 1999em	1477,0	7,5 – 12,5	717	0,10	<15	1,2,3,4,5,6,7,8
SN 2004dj	3187,0	3,2 – 3,6	131	0,07	12 – 20	9,10,11,12,13,14,15
SN 2004et	3270,5	4,7 – 6,0	48	0,41	9; 15 – 20	16,17,18,19,20,21,22
SN 2005cs	3549,0	7,1 – 8,9	463	0,05	6 – 13	23,24,25,26,27,28,29
SN 2006bp	3835,0	17,0 – 18,3	987	0,40	12 – 15	26,30
SN 2011dh	5713,0	7,1 – 8,9	463	0,04	13 – 16	25,26,31,32,33,34,35,36

¹ NED, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>² Források: (1) Hamuy és mtsai (2001), (2) Leonard és mtsai (2002), (3) Smartt és mtsai (2002), (4) Leonard és mtsai (2003), (5) Elmhamdi és mtsai (2003), (6) Baron és mtsai (2004), (7) Dessart & Hillier (2006), (8) Utrobin (2007), (9) Maíz-Apellániz és mtsai (2004), (10) Kotak és mtsai (2005), (11) Wang és mtsai (2005), (12) Chugai és mtsai (2005), (13) Zhang és mtsai (2006), (14) Vinkó és mtsai (2006), (15) Vinkó és mtsai (2009), (16) Li és mtsai (2005), (17) Sahu és mtsai (2006), (18) Misra és mtsai (2007), (19) Utrobin & Chugai (2009), (20) Poznanski és mtsai (2009), (21) Maguire és mtsai (2010b), (22) Crockett és mtsai (2011), (23) Maund és mtsai (2005), (24) Pastorello és mtsai (2006), (25) Takáts & Vinkó (2006), (26) Dessart és mtsai (2008), (27) Eldridge és mtsai (2007), (28) Utrobin & Chugai (2008), (29) Pastorello és mtsai (2009), (30) Immler és mtsai (2007), (31) Vinkó és mtsai (2012a), (32) Maund és mtsai (2011), (33) Van Dyk és mtsai (2011), (34) Soderberg és mtsai (2012), (35) Bersten és mtsai (2012), (36) Benvenuto és mtsai (2012)

4.1. SN 1999em

Az SN 1999em az egyik legjobban észlelt és legalaposabban tanulmányozott II-P típusú szupernóva. Az NGC 1637 jelű galaxisban fedezte fel Li 1999. október 29-én, rendkívül korai fázisban (Li, 1999). Leonard és mtsai (2002), Hamuy és mtsai (2001) valamint Elmhamdi és mtsai (2003) közel 500 napon keresztül készítettek róla felvételeket, ennek köszönhetően az SN fénygörbéje nagyon jó időbeli felbontású.

Erről az SN-ről rendkívül nagyszámú cikk született. Annak a kevés szupernóvának az egyike, amelyről spektropolarimetriai vizsgálatokat is végeztek. Leonard és mtsai (2001) csak kismértékű aszimmetria nyomait találták a plató fázis során, amely valamennyire megnövekedett a nebuláris fázisban. Dessart & Hillier (2005a) erre az SN-re (az SN 1987A-val együtt) alkalmazták először a CMFGEN atmoszféramodellező kódjukat, és ezzel jelentős eredményeket értek el a II-P SN-k plató fázisában uralkodó körülmények megértésében. A készített spektrumokat aztán egy későbbi cikkben arra is felhasználták, hogy az EPM használatához elengedhetetlenül szükséges korrekciós faktorok értékeit meghatározzák (ld. 2.2.3 fejezet).

Smartt és mtsai (2002) a HST archív felvételeinek vizsgálata alapján az SN szülőcsillaga tömegének felső határát tudták megbecsülni ($M_{\text{ZAMS}} < 15 M_{\odot}$). Utrobin (2007) NLTE hidrodinamikai modellek készítése és vizsgálata során a ledobódott burok tömegét jelentősen nagyobbak, $19,0 \pm 1,2 M_{\odot}$ értékűnek becsülte. Számításai szerint a robbanás energiája $(1,3 \pm 0,1) \times 10^{51}$ erg nagyságú volt, míg a keletkezett ^{56}Ni tömege $0,036 \pm 0,009 M_{\odot}$ -nek adódott.

A különböző tanulmányok némileg eltérően állapították meg a robbanás időpontját, a következőkben a különböző értékek átlagát, a $2451477,0 \pm 2,0$ JD értéket használok (Leonard és mtsai, 2002; Hamuy és mtsai, 2001; Dessart & Hillier, 2006). A vörösödés mértékét mindegyik tanulmány alacsonynak becsülte, a többség az $E(B-V) = 0,10 \pm 0,05$ magnitúdó értéket használta, a továbbiakban az ő példájukat követem. A 4.1.1 részben a Leonard és mtsai (2002) valamint Hamuy és mtsai (2001) által felvett, a SUSPECT (The Online Supernova Spectrum Archive¹⁶) adatbázisból szabadon letölthető spektrumokat elemzem. A 4.1.2 részben, a távolságmeghatározás során Leonard és mtsai (2002), Hamuy és mtsai (2001) valamint Elmhamdi és mtsai (2003) által készített fotometriai méréseket használok fel.

4.1.1. Spektrummodellezés és sebességmérés

Az SN 1999em plató fázis során készült 22 db elérhető spektruma a robbanás utáni első 80 napot fedi le. Elkészítettem ezen spektrumok SYNOW modelljét a 3.2.1 fejezetben leírt eljárás használatával. Ezek a 4.1. ábrán láthatók az észlelt spektrumokkal együtt, míg a modellek legfontosabb paraméterei az A.1 táblázatban találhatók. Az első hat, korai fázisban készült spektrum még csak a H I és a He I vonalait tartalmazta, előbbiek egyre erősebbé váltak az SN fejlődése folyamán. Az utóbbi egyre gyengült, majd a hetedik, a robbanás után 14 nappal készült spektrumban megjelent mellette a Na I D dublett vonala, amely később egyre erősödött.

A robbanást követő 15. nap után megjelentek a spektrumban az Fe II, a Ti II, a Ba II, a

¹⁶<http://suspect.nhn.ou.edu/~suspect/>

4.2. táblázat. Az SN 1999em különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.

fázis (nap)	v_{modell} (kms^{-1})	$v_{\text{H}\beta}$ (kms^{-1})	v_{Fe} (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#2}$ (kms^{-1})
4,79	11050 (300)	11332 (300)	–	10341 (454)
5,84	10900 (350)	11101 (300)	–	9858 (888)
6,84	9950 (250)	10141 (300)	–	9112 (878)
7,64	8900 (200)	9148 (250)	–	8383 (832)
8,67	8850 (150)	8697 (250)	–	8544 (491)
12,84	8550 (500)	8406 (250)	7236 (250)	8513 (497)
14,14	7350 (500)	7913 (300)	6829 (300)	7575 (289)
14,67	8150 (350)	7992 (250)	7213 (250)	7708 (190)
15,14	7650 (150)	7802 (250)	6793 (250)	7380 (187)
19,67	6750 (200)	7246 (250)	6019 (250)	6703 (242)
24,66	6150 (300)	6393 (250)	5146 (250)	5779 (126)
24,84	6150 (225)	6450 (250)	5172 (250)	5866 (194)
27,84	5000 (200)	6060 (250)	4773 (250)	5446 (155)
29,84	4650 (250)	5816 (250)	4693 (250)	5221 (201)
33,84	4300 (100)	5251 (250)	4312 (250)	4394 (215)
37,84	3900 (100)	4885 (250)	4083 (250)	4521 (159)
41,04	3600 (200)	4164 (250)	3421 (250)	3691 (115)
47,84	3200 (400)	3822 (300)	3528 (300)	3765 (163)
50,74	3400 (150)	3699 (250)	3435 (250)	3661 (131)
51,76	2800 (350)	–	3183 (250)	3147 (152)
66,76	2300 (100)	2645(250)	2869 (200)	3097 (146)
79,84	1800 (400)	1928(250)	2313 (250)	1634 (100)

Ca II és az Sc II vonalai. A 35. naptól kezdve az Si I és Si II vonalait is kimutatta a modellezés.

A sebességmeghatározást az első 6 spektrum esetében a H β vonalra történő illesztéssel végeztem, míg a maradék 16-nál ez már a Fe II 5169 Å vonal használatával is lehetséges volt. Az így kapott sebességek 11000 és 1800 kms^{-1} közé esnek (4.1. ábra, 4.2. táblázat).

Korai spektrumok esetében a vonalminimumból mért $v_{\text{H}\beta}$ és v_{modell} nagyon hasonló, míg későbbi fázisban az előbbi értékei valamivel magasabbak. A robbanást követő 15. és 40. nap között v_{modell} valamivel nagyobb, mint v_{Fe} , majd a 40. nap után ez megfordul és a két sebesség különbsége egyre növekszik.

A Dessart & Hillier (2006) által a CMFGEN modellezés során kapott sebességek elég jó egyezést mutatnak a v_{modell} értékekkel. Az észlelt spektrumok keresztkorreláltatása a #2 készlettel a legkorábbi időpontokban v_{modell} -hez hasonló eredményt adott, ám a robbanás utáni 22. és 80. nap között már jelentősebb nagyobb volt annál. Ebben az időszakban $v_{\text{cc}\#2}$ értékei $v_{\text{H}\beta}$ és v_{Fe} , közé esnek. Ez teljesen érthető, hiszen a keresztkorreláció során a 4500–5500 Å hullámhossztartományt használtam, amelybe mind a H β , mind az FeII 5169 Å vonal belesik.

4.1. ábra. Az SN 1999em sebességének különböző módszerekkel mért értékei.

4.1.2. Távolság

Az SN 1999em távolságát több alkalommal, több csoport is meghatározta az EPM alkalmazásával (4.3. táblázat). Hamuy és mtsai (2001) a sebességmeghatározást keresztkorrelációs módszerrel végezték, melyhez Eastman és mtsai (1996) modellspektrumait használták. A távolságot Eastman és mtsai (1996) korrekciós faktorainak (ζ_{E96}) alkalmazásával $7,8 \pm 0,5$ Mpc-nek számolták. Ugyanezekkel a korrekciós faktorokkal, viszont különböző spektrumvonalak abszorpciós minimumából számolt sebességek felhasználásával Leonard és mtsai (2002) $8,2 \pm 0,6$ Mpc-et, míg Elmhamdi és mtsai (2003) $7,8 \pm 0,3$ Mpc-et kaptak. Azonban nem sokkal ezután összehasonlításuként Leonard és mtsai (2003) meghatározták az NGC 1637 távolságát a benne található cefeida változócsillagok segítségével, és az előbbieknél jelentősen nagyobb értéket, $11,7 \pm 1,0$ Mpc-et kaptak. A SEAM módszer használata Baron és mtsai (2004) munkája során már ehhez jóval közelebbi értéket, $12,5 \pm 1,8$ Mpc-et eredményezett. Dessart & Hillier (2006) a CMFGEN modellekből mért sebességeket (v_{nlte}) és a Dessart & Hillier (2005a) által számolt, újabb korrekciós faktorokat (ζ_{D05}) használták. Így a távolság $11,5 \pm 1,0$ Mpc-nek adódott. Egy hasonló megközelítéssel Baron és mtsai (2004) $12,2 \pm 2,0$ Mpc-et számoltak. Jones és mtsai (2009) a ζ_{E96} korrekciós faktorokkal $9,3 \pm 0,5$ Mpc-et, míg ζ_{D05} -val $13,9 \pm 1,4$ Mpc távolságot kaptak.

Munkám során a v_{modell} sebességek és Dessart & Hillier (2005a) korrekciós faktorainak használatával a távolságot $12,5 \pm 1,4$ Mpc nagyságúnak határoztam meg (Takáts & Vinkó, 2012). Ez jól egyezik a cefeida-távolsággal, a SEAM módszerrel kapottal, és azzal amit Dessart & Hillier (2006) kapott v_{nlte} felhasználásával. Amikor viszont csak annyi változtatást tettem, hogy a sebességeket a v_{Fe} értékekre cseréltem, a távolság $9,7 \pm 0,8$ Mpc-re csökkent.

4.2. ábra. Az SN 1999em spektrumai és a rájuk illesztett modellek.

4.3. ábra. Az SN 1999em spektrumai és a rájuk illesztett modellek – folytatás.

4.3. táblázat. Az SN 1999em és galaxisának, az NGC 1637-nek a különböző módszerekkel meghatározott távolsága.

Módszer	Távolság (Mpc)	Referencia
Tully–Fisher	8,9 (1,5)	Tully (1988)
SN 1999em, EPM, ζ_{E96}	7,8 (0,5)	Hamuy (2001)
SN 1999em, EPM, ζ_{E96}	8,2 (0,6)	Leonard és mtsai (2002)
SN 1999em, EPM, ζ_{E96}	7,8 (0,3)	Elmhamdi és mtsai (2003)
Cefeidák	11,7 (1,0)	Leonard és mtsai (2003)
SN 1999em, SEAM	12,5 (1,8)	Baron és mtsai (2004)
SN 1999em, EPM, ζ_{D05}	11,5 (1,0)	Dessart & Hillier (2006)
SN 1999em, EPM	12,2 (2,0)	Baron és mtsai (2004)
SN 1999em, EPM, ζ_{E96}	9,3 (0,5)	Jones és mtsai (2009)
SN 1999em, EPM, ζ_{D05}	13,9 (1,4)	Jones és mtsai (2009)
SN 1999em, EPM, ζ_{D05} , v_{Fe}	9,7 (0,8)	Takáts & Vinkó (2012)
SN 1999em, EPM, ζ_{D05} , v_{modell}	12,5 (1,4)	Takáts & Vinkó (2012)

4.2. SN 2004dj

Az SN 2004dj az NGC 2403 jelű galaxis egy fiatal, nagy tömegű halmazában a Sandage-96-ben jelent meg. 2004. július 31-én fedezte fel Itagaki (Nakano és mtsai, 2004), körülbelül 1 hónappal felrobbanása után. Kb. 3,5 Mpc-es távolságával az utóbbi évek egyik legközelebbi szupernóvája volt.

Vinkó és mtsai (2006) vizsgálatai szerint robbanás során $0,02 \pm 0,01 M_{\odot}$ -nyi ^{56}Ni keletkezett, a robbanás energiája $0,86^{+0,89}_{-0,49}$ erg, a ledobódott burok tömege pedig $19^{+20}_{-10} M_{\odot}$ nagyságú lehetett. Vinkó és mtsai (2009) a szupernóva elhalványodása után tanulmányozták a Sandage-96 halmazt. Az ebben található csillagok kora alapján azt találták, hogy az SN szülőcsillagának tömege valószínűleg egy $12 - 20 M_{\odot}$ között volt, bár egy kisebb tömegű szülőcsillag sem zárható ki.

Szalai és mtsai (2011) a *Spitzer Space Telescope* adatait vizsgálták, amelyek közepes infravörös tartományban készültek a robbanás utáni 98. és 1381. nap között. Sikertült kimutatniuk mind meleg ($T \sim 500$ K), mind hideg ($T \sim 100$ K) por jelenlétét, ami a robbanás után keletkezett a szupernóva körül (ld. még Meikle és mtsai, 2011).

4.2.1. Spektrummodellezés és sebességmérés

A rendelkezésre álló spektrumokat Vinkó és mtsai (2006) publikálták. Mivel a mérések során nem készültek képek spektrofotometriai standard csillagokról, ezért a spektrumok fluxuskalibrációja nem volt tökéletes. Ám mivel ebben az esetben a sebességek meghatározása volt a cél, ez nem befolyásolta lényegesen az eredményeket. A felhasznált 12 spektrum a robbanás utáni 47. és 100. nap között készült.

A legelső spektrum a viszonylag késői fázis miatt már tartalmaz erős fémvonalakat. A modellezés során a H I, Na I, Si I, Si II, Sc II, Ti II, Fe II, Ba II vonalait mutattam ki. A modell- és az észlelt spektrumok együtt a 4.5. ábrán láthatók, míg a modellek legfőbb paramétereit

4.4. táblázat. Az SN 2004dj különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.

fázis (nap)	v_{modell} (kms^{-1})	$v_{\text{H}\beta}$ (kms^{-1})	v_{Fe} (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#1}$ (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#2}$ (kms^{-1})
47,89	3350 (300)	4569 (300)	3183 (300)	3154 (40)	3471 (83)
50,59	2750 (150)	4089 (250)	2920 (250)	2943 (63)	3401 (172)
52,89	2900 (150)	4122 (250)	2949 (250)	3075 (75)	3243 (115)
55,89	2650 (100)	3849 (200)	2897 (200)	2967 (72)	3124 (122)
64,86	2500 (150)	3317 (200)	2625 (200)	2672 (45)	2887 (114)
65,85	2550 (100)	3282 (200)	2573 (200)	2678 (47)	2649 (106)
67,86	2400 (150)	3468 (200)	2645 (200)	2700 (46)	2689 (118)
83,89	2200 (200)	2967 (200)	2350 (200)	2384 (50)	2387 (114)
94,67	1850 (250)	3010 (200)	2101 (200)	2222 (67)	2454 (145)
95,87	1850 (200)	3178 (200)	2186 (200)	2302 (71)	2535 (161)
97,87	1700 (150)	3132 (200)	2182 (200)	2270 (78)	2504 (156)
99,86	1700 (150)	3118 (200)	2075 (200)	2208 (86)	2433 (153)

az A.2. táblázat tartalmazza

A megállapított v_{modell} sebességek ~ 3400 és 1700 kms^{-1} közé esnek (4.4. ábra, 4.4. táblázat). A vonalminimumokból mért $v_{\text{H}\beta}$ és v_{Fe} is magasabb v_{modell} értékénél az összes időpontban, az előbbi még hozzá jelentősen, kb. 1,8-szer nagyobb (4.4. ábra). Erről az SN-ről nem készültek CMFGEN modellek. A keresztkorreláció mindkét készlet használatával hasonló eredményeket adott, az így kapott sebességek némileg magasabbak v_{modell} -nél és v_{Fe} -nél is.

4.2.2. Távolság

Az SN 2004dj galaxisának, az NGC 2403-nak a távolságát már több alkalommal is mérték különböző módszerekkel. Az eredmények nagy szórást mutatnak, 2,88 és 6,43 Mpc közé esnek (NED¹⁹), bár többségük főleg a 3,0 – 4,5 Mpc tartományban található (4.5. táblázat). A szupernóva távolságát Vinkó és mtsai (2006) az EPM-mel $3,66 \pm 0,30$ Mpc-nek, az SCM-mel $3,50 \pm 0,20$ Mpc-nek találták. Olivares és mtsai (2010) az SCM segítségével jóval nagyobb értéket, $4,28 \pm 0,90$ Mpc-et kaptak.

Mivel ebben az esetben nem álltak rendelkezésre spektrumok az EPM alkalmazásakor figyelembe vehető első 50 napban, ezért v_{Fe} és v_{modell} értékeit extrapoláltam a mért fénygörbe időpontjaira az (5.2) és (5.3) összefüggések felhasználásával. Az így kapott távolságok lényegében megegyeznek: az előbbivel $3,7 \pm 0,8$, utóbbival $3,6 \pm 0,6$ Mpc-et kaptam.

4.3. SN 2004et

Az NGC 6946-ban található SN 2004et jelű szupernóvát Moretti fedezte fel 2004. szeptember 27-én (Zwitter et al., 2004). Ennek a közeli SN-nek a felfedezése nagyon korai fázisban, a robbanás után kb. egy nappal történt. Sahu és mtsai (2006) valamint Maguire

¹⁹<http://ned.ipac.caltech.edu/>

4.4. ábra. Az SN 2004dj sebességének különböző módszerekkel mért értékei.

4.5. táblázat. Az SN 2004dj és galaxisának, az NGC 2403-nak a különböző módszerekkel meghatározott távolsága.

Módszer	Távolság (Mpc)	Referencia
Tully–Fisher	4,2 (0,8)	Tully (1988)
Tully–Fisher	3,5 (0,3)	Russell (2002)
Cefeidák	3,2 (0,2)	Freedman és mtsai (2001)
SN 2004dj, EPM	3,7 (0,3)	Vinkó és mtsai (2006)
SN 2004dj, SCM	3,5 (0,2)	Vinkó és mtsai (2006)
SN 2004dj, SCM	4,3 (0,9)	Olivares és mtsai (2010)
SN 2004dj, EPM, v_{Fe}	3,7 (0,8)	Takáts & Vinkó (2012)
SN 2004dj, EPM, v_{modell}	3,6 (0,6)	Takáts & Vinkó (2012)

4.5. ábra. Az SN 2004dj spektrumai és a rájuk illesztett modellek.

és mtsai (2010b) munkájának köszönhetően jó minőségű fénygörbe áll rendelkezésre, utóbbi csoport még közeli infravörös tartományban is végzett mind fotometriai, mind spektroszkópiai megfigyeléseket.

Mivel az SN felfedezése előtt alig egy nappal készült olyan felvétel, amelyen az SN pozíciójában még semmi sem látszik (Yamaoka és mtsai, 2004), a robbanás időpontja rendkívül jól ismert, $t_0 = 2453270,5 \pm 0,5$ JD (Maguire és mtsai, 2010b).

Az SN 2004et valamivel fényesebb volt a legtöbb II-P SN-nél, a plató fázisban a luminositása kb. másfélszerese volt az SN 1999em luminositásának. A ledobott ^{56}Ni tömegét Maguire és mtsai (2010b) $0,06 \pm 0,04 M_\odot$ -nek becsülték. A robbanás energiáját (E_{exp}), a ledobódott anyag mennyiségét, valamint a szülőcsillag tömegét a különböző szerzők némileg eltérő nagyságúnak találták. Sahu és mtsai (2006) $E_{\text{exp}} = 1,20^{+0,38}_{-0,30} \times 10^{51}$ erg értéket állapítottak meg, a szülőcsillag tömegére pedig $20 M_\odot$ -et kaptak. Ezzel szemben Maguire és mtsai (2010b) a robbanás energiáját némileg kisebb értéknek, $E_{\text{exp}} = 0,88 \pm 0,31 \times 10^{51}$ erg-nek, a ledobódott burok tömegét pedig $14 \pm 6 M_\odot$ -nek becsülték. Utrobin & Chugai (2009) hidrodinamikai modellek számítása során állapították meg az SN fizikai paramétereit. Eszerint a robbanás energiája a másik két cikkben kapottnál nagyobb, $E_{\text{exp}} = 2,3 \pm 0,3 \times 10^{51}$ erg volt, a ledobódott burok tömege $24,5 \pm 1,0 M_\odot$, míg a szülőcsillag tömege $M_{\text{ZAMS}} = 25 - 29 M_\odot$ nagyságú lehetett, ami szintén jóval nagyobb, mint a másik két csoport által megállapított érték. Crockett és mtsai (2011) viszont a szupernóva pozíciójáról készült archív felvételeken a valószínűsíthető szülőcsillagot megvizsgálva azt találták, hogy annak tömege jóval kisebb, $M_{\text{ZAMS}} = 8^{+3}_{-1} M_\odot$ volt.

4.3.1. Spektrummodellezés és sebességmérés

Az általam használt spektrumok többségét a Sahu és mtsai (2006) valamint a Maguire és mtsai (2010b) készítették és publikálták. Az első 6, korai fázisban készült spektrum a 2012-es cikkünkben szerepelt először, ezek a David Dunlap Observatory 1,88 méteres teleszkópjával készültek (ld. az Appentix A-t a Takáts & Vinkó, 2012 cikkben). A teljes minta a robbanás utáni 11. és 104. nap közötti időtartamot fedi le.

A robbanást követő első 17 napban készült 6 db spektrum csak a H I és a He I vonalait tartalmazza, utóbbiak meglehetősen gyengék. A 24. napon készült spektrumban a He I 5876 Å vonal már nem azonosítható, helyén a Na I D vonala található meg. Ebben az időpontban már a Ca II, Fe II és Ba II vonalak is megjelentek. A 30. naptól a Ti II, a 38. naptól pedig az Sc II vonalai is jelen vannak és egyre erősödnek. A spektrumok némelyike esetében az Si I és Si II jelntléte is kimutatható.

Sebességmérésre az első 6 korai spektrum esetében a H β vonalat használtam, míg a későbbi spektrumok esetében az Fe II 5169 Å vonalát. Az így mért v_{modell} értékek 9700 és 1800 kms^{-1} közé estek (4.6. ábra, 4.6. táblázat).

A vonalminimumokból mért v_{Fe} értékek általában hasonlóak v_{modell} -hez, ám a két sebesség aránya némileg fázisfüggő, ugyanúgy, mint a többi SN esetében. Viszont $v_{\text{H}\beta}$ értékei jelentősen különböznek v_{modell} -től. Korai fázisban még kicsi a különbség (a legelső időpont kivételével), ám a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ arány gyorsan nő az idő függvényében, legmagasabb értéke $\sim 2,5$.

Az SN 2004et spektrumairól sem készültek CMFGEN modellek. Az #1 készlettel történő keresztkorreláció esetében kapott sebességek korai fázisban $v_{\text{H}\beta}$ -hoz, míg később v_{Fe} -hez

4.6. táblázat. Az SN 2004et különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.

fázis (nap)	v_{modell} (kms^{-1})	$v_{\text{H}\beta}$ (kms^{-1})	v_{Fe} (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#1}$ (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#2}$ (kms^{-1})
11,10	9700 (450)	11072 (350)	–	9951 (153)	8781 (1316)
12,30	8900 (250)	8878 (300)	–	8605 (86)	8470 (681)
13,00	9100 (400)	9386 (350)	–	9724 (117)	8786 (1099)
14,40	9200 (400)	9375 (300)	–	7617 (71)	8570 (482)
15,00	8800 (100)	8894 (250)	–	8635 (64)	8545 (524)
16,40	8400 (400)	9282 (300)	–	9110 (73)	9060 (545)
24,60	7300 (550)	8018 (300)	6416 (300)	6624 (49)	–
30,60	6050 (300)	7487 (300)	5535 (300)	5779 (56)	–
35,50	5500 (200)	7091 (250)	4861 (250)	5112 (43)	5739 (350)
38,60	5100 (400)	6869 (300)	4695 (300)	4981 (45)	5513 (337)
40,70	4600 (600)	6842 (300)	4644 (300)	4943 (41)	5448 (256)
50,50	3750 (300)	5859 (300)	4040 (300)	4236 (49)	4252 (367)
54,00	4050 (200)	5468 (300)	3715 (300)	3727 (23)	4352 (244)
55,60	3600 (450)	5396 (300)	3686 (300)	3867 (37)	3895 (408)
55,76	3900 (250)	5578 (250)	3840 (250)	4048 (37)	4113 (228)
63,50	3200 (400)	5018 (300)	3539 (300)	3656 (43)	3678 (349)
73,60	2600 (450)	4674 (300)	3292 (300)	3327 (45)	3793 (217)
79,73	2600 (100)	4807 (250)	3133 (250)	3192 (31)	3504 (246)
84,79	2400 (200)	4725 (250)	3147 (250)	3172 (51)	3490 (257)
86,50	2250 (200)	4561 (250)	3060 (250)	2876 (64)	3496 (148)
98,60	1900 (450)	4377 (300)	2740 (300)	2779 (22)	3268 (131)
103,7	1800 (150)	4412 (250)	2779 (250)	2708 (33)	3060 (201)

közelítenek. A #2 készlet használatakor a korai fázisban hasonló eredmények születtek, ám a későbbi időpontokban az sebességek $v_{\text{cc}\#1}$ -nél szisztematikusan magasabbak.

4.3.2. Távolság

Az NGC 6946-nak, az SN 2004et galaxisának távolságára kapott korábbi eredmények változatosak, 4,3 és 12,7 Mpc közé esnek (NED), bár a többségük 4,3–6 Mpc között szóródik (4.7. táblázat). A szupernóva távolságát Poznanski és mtsai (2009) $4,7 \pm 0,1$ Mpc-nek határozta meg SCM használatával, Olivares és mtsai (2010) ugyanezzel a módszerrel szintén $4,7 \pm 0,7$ Mpc-et kaptak.

A Takáts & Vinkó (2012) cikkünkben az EPM-el történő számolás szintén megerősíti ez utóbbi értékeket. Mind v_{modell} , mind v_{Fe} használata a távolságra 4,8 Mpc-et adott (4.7. táblázat).

4.6. ábra. Az SN 2004et sebességének különböző módszerekkel mért értékei.

4.7. táblázat. Az SN 2004et és galaxisának, az NGC 6946-nak a különböző módszerekkel meghatározott távolsága.

Módszer	Távolság (Mpc)	Referencia
Tully–Fisher	5,5 (1,1)	Tully (1988)
SN 1980K, EPM	5,7 (0,7)	Schmidt és mtsai (1994b)
PNLF ^a	6,1 (0,6)	Herrmann és mtsai (2008)
SN 2002hh, SCM	6,0 (0,6)	Poznanski és mtsai (2009)
SN 2004et, SCM	4,7 (0,1)	Poznanski és mtsai (2009)
SN 2004et, SCM	4,7 (0,7)	Olivares és mtsai (2010)
SN 2004et, EPM, v_{Fe}	4,8 (0,6)	Takáts & Vinkó (2012)
SN 2004et, EPM, v_{modell}	4,8 (0,4)	Takáts & Vinkó (2012)

^aPlanetáris ködök luminozitásfüggvénye (planetary nebula luminosity function)

4.7. ábra. Az SN 2004et spektrumai és a rájuk illesztett modellek.

4.8. ábra. Az SN 2004et spektrumai és a rájuk illesztett modellek – folytatás.

4.4. SN 2005cs

Az SN 2005cs-t Kloehr és mtsai (2005) fedezték fel 2005. június 29-én az M 51-ben. Korai felfedezésének és közelségének köszönhetően rendkívül részletes és jó minőségű észlelések készültek róla. Pastorello és mtsai (2006) *UBVRI* szűrős fotometriai, valamint spektroszkópiai méréseket közöltek a robbanást követő első egy hónapot lefedve. Ezen adatok, valamint korai, amatőr csillagászok által végzett észlelések segítségével ráadásul sikerült a robbanás időpontját nagyon pontosan meghatározniuk, mely a $t_0 = 2453549,0 \pm 1,0$ JD (2005. június 27.5 UT) időpontban következett be.

A szupernóva fejlődését Pastorello és mtsai (2009) valamint Tsvetkov és mtsai (2006) is figyelemmel követték, fotometriai észleléseik együttesen 400 napot fednek le nagyon részletesen. Az SN2005cs jelentősen halványabb a legtöbb II-P szupernóvánál, luminozitása kb. 6–8-szor kisebb, mint a tipikusnak tekinthető SN 1999em fényessége (1.9 ábra).

Archív HST felvételek vizsgálatával a szülőcsillag tömegét Li és mtsai (2006) valamint Maund és mtsai (2005) is ugyanakkorának becsülték, előbbi csoport $M_{ZAMS} = 10 \pm 3 M_{\odot}$ nagyságot, utóbbi $M_{ZAMS} = 9^{+3}_{-2} M_{\odot}$ értéket határozott meg.

Pastorello és mtsai (2006) adatainak felhasználásával a megmértem ennek a szupernóvának a távolságát (ld. lentebb), és ennek felhasználásával néhány fontosabb fizikai paraméterét is meghatároztam (Takáts & Vinkó, 2006). A Hamuy (2003) által megállapított, a plató közepén mért *V* szűrős abszolút magnitúdó és a robbanás során keletkezett ^{56}Ni tömege közt talált korreláció alkalmazásával azt kaptam, hogy a keletkezett ^{56}Ni tömege $\sim 0,009 \pm 0,003 M_{\odot}$ volt. Nadyozhin (2003) egyenletei – a Litvinova & Nadezhin (1985) által számolt hidrodinamikai modellek alapján – a szupernóva abszolút fényességének, tárgulási sebességének és a plató hosszának ismeretében megadják a robbanás energiáját, a ledobódott burok tömegét és a csillag kezdeti sugarának nagyságát. Az SN 2005cs esetében ezeket a paramétereket $E_{\text{exp}} = 0,19^{+0,17}_{-0,10} \times 10^{51}$ erg, $M_{\text{ej}} = 8,3^{+6,8}_{-4,0} M_{\odot}$ és $R_{\text{ini}} = 177^{+258}_{-100} R_{\odot}$ nagyságúnak határoztam meg.

Utrobin & Chugai (2008) hidrodinamikai modellezéssel ezektől némileg eltérő értékeket kaptak. Ők a szülőcsillag tömegét $M_{ZAMS} = 18,2 \pm 1,0 M_{\odot}$ nagyságúnak határozták meg, amely nagyobb mind a direkt észleléssel, mind a közvetett meghatározással kapottaknál. Számításaik szerint a robbanás energiája $E_{\text{exp}} = 0,41 \pm 0,03 \times 10^{51}$ erg volt, a csillag sugara robbanás előtt $R_{\text{ini}} = 600 \pm 140 R_{\odot}$, a keletkezett ^{56}Ni tömege pedig $0,0082 \pm 0,0016 M_{\odot}$, ami jól egyezik az általam kapott értékkel.

4.4.1. Spektrummodellezés és sebességmérés

A modellezés során felhasznált spektrumok Pastorello és mtsai 2006-os és 2009-es cikkeiből származnak. A 14 db spektrum a robbanást követő 3. és 61. nap közötti időszakot fedi le.

A legkorábbi 3 spektrum esetében még nem jelentek meg fémvonalak, csak a hidrogén Balmer-sorozata, valamint a He I 5876 Å vonala látható. Mind a H β , mind a He I vonal két oldalán megfigyelhető egy-egy gyenge vonal (4.9. ábra). Pastorello és mtsai (2006) szerint ezek vagy a hidrogén és a hélium nagy sebességű (high velocity, HV) vonalai lehetnek, vagy egy másik elemhez (N II vagy Si II) tartoznak. HV vonalak megjelenését okozhatja például egy külső, nagyobb sebességű, héliumban gazdag réteg jelenléte. Ugyanakkor Pas-

4.8. táblázat. Az SN 2005cs különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.

fázis (nap)	v_{modell} (kms^{-1})	$v_{\text{H}\beta}$ (kms^{-1})	v_{Fe} (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#1}$ (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#2}$ (kms^{-1})
3,44	7100 (200)	7275 (300)	–	17105 (1876)	30045 (365)
4,41	6900 (150)	6848 (250)	6814 (250)	7703 (109)	7092 (705)
5,39	6500 (250)	6487 (300)	6418 (300)	7594 (151)	6945 (586)
8,43	5900 (300)	6050 (300)	5481 (300)	5745 (143)	5775 (71)
8,84	5950 (100)	–	5222 (250)	5422 (209)	4337 (193)
14,36	4150 (300)	5052 (300)	4167 (300)	4060 (52)	4119 (80)
14,44	4600 (100)	5099 (250)	4213 (250)	3908 (43)	4591 (170)
17,35	4150 (50)	4532 (250)	3763 (250)	3616 (49)	3757 (129)
18,42	4150 (100)	4345 (250)	3788 (250)	3566 (58)	3742 (110)
22,45	3550 (300)	4069 (300)	3049 (300)	3232 (51)	3765 (315)
34,44	1900 (50)	2222 (200)	2318 (200)	2254 (19)	2505 (126)
36,40	1800 (100)	2003 (200)	2142 (200)	2189 (38)	2202 (74)
44,40	1350 (50)	–	1756 (200)	1907 (23)	2036 (182)
61,40	1050 (50)	–	1311 (200)	1459 (24)	1611 (274)

torello és mtsai (2006) azt is megmutatták, hogy ha ezek HV vonalak, akkor a hozzájuk tartozó sebességek minden esetben jelentősen különbözők (ld. az 5. ábrájukat), ezért azt valószínűsítették, hogy inkább más ionok vonalairól van szó. Ugyanerre a következtetésre jutottak Dessart és mtsai (2008) is, akik a CMFGEN kód használatával az N II jelenlétét mutatták ki. A SYNOW-val történő modellezés során ezeket a gyenge vonalakat én is jól tudtam illeszteni az N II és Si II ionok figyelembevételével (4.9. ábra). A H β mellett a N II 4623 Å, a He I mellett a N II 5679Å, míg a H α mellett pedig az Si II 6355 Å hullámhosszú vonala található meg.

A robbanás utáni 9. naptól kezdenek az Fe II, Sc II és a Ba II vonalai megjelenni. A 15. naptól kezdve már az O I, Na I, Mg I, Ca II, Sc II és Ti II jelenléte is kitmutatható, ugyanakkor a He I a 18. naptól teljesen eltűnik.

A sebesség mérésére az első három spektrum esetében a H β vonalat kellett használni, a későbbi spektrumoknál már a Fe II 5169 Å is elég erős volt. A fotoszferikus sebességek jóval alacsonyabbak, mint a többi SN esetében, 7100 és 1100 kms^{-1} közé esnek, annak ellenére, hogy meglehetősen korai, a robbanást követő 3. és 61. nap közötti időszakot fedik le.

Az abszorpciós minimum Doppler-eltolódásából meghatározott sebességek nem különböznek jelentősen v_{modell} -től. A v_{Fe} értékei követik a többi SN esetében is megfigyelhető tendenciát: korai időpontokban alacsonyabbak v_{modell} -nél, majd kb. a 30. nap után magasabbakká válnak annál. A $v_{\text{H}\beta}$ értékei ebben az esetben sokkal kevésbé térnek el v_{modell} -től, mint a másik 4 SN esetében, és a két sebesség aránya is végig nagyjából állandó marad (4.8. ábra).

A Dessart és mtsai (2008) által a CMFGEN modellezés során kapott sebességek nagyon hasonlóak v_{modell} -hez mindegyik spektrum esetében, kivéve azt az egyet, amelyik a robbanást követő 9. napon készült. A keresztkorreláció során kapott sebességek mindkét template-készlet esetében v_{Fe} -hez hasonló eredményeket szolgáltatottak (4.8. ábra).

4.4.2. Távolság

A galaxis távolságát korábban már több módszerrel is meghatározták (4.10. táblázat), az értékek a 6 és 9 Mpc közötti tartományban szóródnak. Az ebben a galaxisban felbukkant korábbi szupernóva, az SN 1994I is felhasználható volt erre a célra, a SEAM alkalmazásával Iwamoto és mtsai (1994) $6,9 \pm 1,0$ Mpc-et, míg Baron és mtsai (1996) $6,0 \pm 1,9$ Mpc-et kaptak. Baron és mtsai (2007) a PHOENIX spektrummodellező kód és a SEAM módszer felhasználásával számolták ki az SN 2005cs távolságát, és $D = 7,9^{+0,7}_{-0,6}$ Mpc-et kaptak. Dessart és mtsai (2008) az SN 2005cs távolságát kétféle megközelítéssel is meghatározták. Egyrészt alkalmazták az EPM-et, felhasználva azokat a sebességeket, amelyeket a CMFGEN modellezés során kaptak. Másrészt a készített spektrummodellek segítségével használták a SEAM-ot is. A két módszer nagyon hasonló eredményt adott, végeredményként a szerzők a $D = 8,9 \pm 0,5$ Mpc távolságot kapták.

Az SN 2005cs távolságmeghatározásával két publikációban is foglalkoztam. A Takáts & Vinkó (2006) cikkben először az EPM bolometrikus fluxust használó változatát (ld. 2.14. fejj.) alkalmaztam. Az adatok Pastorello és mtsai (2006) cikkéből származtak.

A *BVRI* szűrős magnitudoakat először vörösödésre korrigáltam – amelyet ekkor Pastorello és mtsai (2006) munkájának alapján $E(B - V) = 0,11$ -nek vettem – majd fluxusokká (f_λ) konvertáltam őket. A bolometrikus fluxust ezekből a szűrők effektív hullámhosszának és félértékszélességének figyelembevételével az f_λ értékek összeintegrálásával számoltam ki. A hullámhossztartomány kék és vörös szélét úgy vettem figyelembe, hogy a fluxusokat lineárisan extrapoláltam f_B és f_I értékeiből, a fluxust 3400 és 23000 Å-nél nullának feltételezve.

A tágulási sebességek ekkor szintén Pastorello és mtsai (2006) cikkéből származtak, a korai időpontokban a He I 5876 Å vonalból, később az Fe II 5169 Å vonalból általuk mért értékeket interpoláltam a fotometriai adatok időpontjaira. A távolságmeghatározás során a Dessart & Hillier (2005a) korrekciós faktorait használtam.

Mivel az SN 2005cs robbanásának időpontja kivételesen jól ismert, ezért (2.4) egyenlet illesztése során a t_0 paramétert fixen tartottam. Így a szupernóva távolságaként $D = 8,34 \pm 0,30$ Mpc-et kaptam. Abban az esetben, amikor a t_0 is illesztési paraméter volt, a távolság jelentősen kisebb lett, $D = 6,84 \pm 0,18$ Mpc. Ekkor a robbanás időpontjának $t_0 = 2453553,39 \pm 0,52$ JD-t kaptam, amely kb. 4 nappal későbbi, mint a Pastorello és mtsai (2006) által meghatározott, ráadásul 2 nappal későbbi, mint a felfedezés dátuma. A szupernóva EPM távolságaként a két eredmény átlagát, $D_{EPM} = 7,59 \pm 1,02$ Mpc-et fogadtam el.

Kipróbáltam azt is, hogy Eastman és mtsai (1996) által meghatározott korrekciós faktorok használata mennyiben módosítja az eredményeket. Ekkor – a vártak megfelelően – jelentősen kisebb távolságokat kaptam: rögzített t_0 esetén $D = 6,37 \pm 0,12$, illesztett t_0 -lal pedig $D = 5,40 \pm 0,13$ lett a távolság, és az utóbbi esetben a robbanás időpontjára $t_0 = 2453553,8 \pm 0,4$ JD adódott. Ezek a távolságértékek az M51 minden korábbi, más módszerrel kapott távolságánál jelentősen kisebbek (4.10. táblázat).

Ez a közeli, jól észlelt szupernóva lehetőséget adott az SCM tesztelésére is. A cikk írásakor, 2006-ban ez a módszer még meglehetősen új volt, ráadásul kalibrációja során Hamuy (2005) mindössze 24 SN-t használt, amelyek közül csak egy, SN 1999br volt alacsony luminozitású. Ezt a mintát Nugent és mtsai (2006) még két objektummal egészítették

4.9. ábra. Az SN 2005cs spektrumai és a rájuk illesztett modellek.

ki.

A Takáts & Vinkó (2006) cikkben az SCM kétféle alkalmazására került sor. Először Hamuy (2005) kalibrációját használtam. A robbanás utáni 50. napon a fényességet – interpoláció alkalmazásával – $V(50d) = 14,69 \pm 0,10$ valamint $I(50d) = 13,96 \pm 0,10$ magnitúdónak állapítottam meg. Ekkor még nem álltak rendelkezésre spektrumok a robbanást követő 50. nap környékéig terjedően, ezért a $v(50d)$ megállapításához egyrészt az SN 1999br sebességgörbéjével (Hamuy, 2001) való összehasonlítást, másrészt a Nugent és mtsai (2006) által megállapított, a 2.2.2 pontban már említett összefüggést használtam a sebesség extrapolációjára. Így $v(50d) = 2030 \pm 300 \text{ kms}^{-1}$ értéket kaptam. A távolság $D_V = 6,13 \pm 0,80$ Mpc és $D_I = 6,55 \pm 0,90$ Mpc lett, ami jelentősen kisebb, mint a más módszerek alkalmazása során kaptak.

Mivel a hasonló, kis fényességű SN-k közül csak egy szerepelt az SCM kalibrációjához használt korábbi mintában, előfordulhat, hogy ez volt az oka a távolság alulbecslésének. Ezért az SN 2005cs EPM-mel kapott távolságai átlagának (D_{EPM}) felhasználásával kiegészítettem Hamuy (2005) és Nugent és mtsai (2006) mintáját, és újralibráltam az SCM-et. Az így kapott, (2.17) és (2.18) egyenletben szereplő a és b konstansok a 4.9. táblázatban találhatók. A táblázatban összehasonlításként a Hamuy (2005) által kapott konstansokat is feltüntettem, valamint mindegyik esetben kiszámítottam az SN 2005cs távolságát. A kalibrációm a V szűrő adatok esetében valamivel nagyobb, az I szűrő esetében pedig kisebb távolságot eredményezett, mint Hamuy (2005) konstansainak alkalmazása.

4.10. ábra. Az SN 2005cs spektrumai és a rájuk illesztett modellek – folytatás.

4.11. ábra. Az SN 2005cs sebességének különböző módszerekkel mért értékei.

4.9. táblázat. Az SCM kalibrációja során meghatározott, a (2.17) és (2.18) egyenletben szereplő Hamuy (2005) által meghatározott, illetve az általunk, SN 2005cs adatainak felhasználásával kapott értékei. Az utolsó oszlop az SN 2005cs ezen konstansok segítségével számolt távolságát mutatják.

		a	b	Távolság (Mpc)
V	Hamuy (2005)	6,564 (0,880)	1,478 (0,110)	6,13 (0,80)
	Takáts & Vinkó (2006)	6,193 (0,570)	1,407 (0,080)	6,35 (1,30)
I	Hamuy (2005)	5,869 (0,680)	1,926 (0,090)	6,55 (0,90)
	Takáts & Vinkó (2006)	5,821 (0,570)	1,848 (0,090)	6,37 (1,30)

4.10. táblázat. Az M51 különböző módszerekkel kapott távolsága.

Módszer	Távolság (Mpc)	Referencia
YSA ^a	6,9 (0,7)	Georgiev és mtsai (1990)
PNLF ^b	7,6 (0,6)	Ciardullo és mtsai (2002)
SBF ^c	7,7 (1,0)	Tonry és mtsai (2001)
SN 1994I, SEAM	6,9 (1,0)	Iwamoto és mtsai (1994)
SN 1994I, SEAM	6,0 (1,9)	Baron és mtsai (1996)
SN 2005cs, EPM	7,6 (0,8)	Takáts & Vinkó (2006)
SN 2005cs, SCM	6,4 (1,6)	Takáts & Vinkó (2006)
SN 2005cs, SEAM	7,9 (0,7)	Baron és mtsai (2007)
SN 2005cs, EPM, SEAM	8,9 (0,5)	Dessart és mtsai (2008)
SN 2005cs, EPM, v_{Fe}	7,5 (0,2)	Takáts & Vinkó (2012)
SN 2005cs, EPM, v_{modell}	8,6 (0,2)	Takáts & Vinkó (2012)
SN 2005cs + SN 2011dh, EPM	8,4 (0,7)	Vinkó és mtsai (2012a)

^a fiatal csillagasszociációk (young stellar associations)

^b planetáris ködök luminozitásfüggvénye (planetary nebulae luminosity function)

^c felületi fényesség fluktuáció (surface brightness fluctuation)

A más módszerekkel kapott eredményeket is figyelembe véve a Takáts & Vinkó (2006) cikkben az M51 távolságát ezek átlagaként $D_{\text{M51}} = 7,1 \pm 1,2$ Mpc-nek állapítottam meg.

A Takáts & Vinkó (2012) cikkben az SN 2005cs tágulási sebességét meghatároztam mind a SYNOW-val történő modellezés során, mind a vonalminimumok Doppler-eltolódásának mérésével (4.4.1. fej.). A kapott eredményeket – ahogy a többi SN esetében is – felhasználtam az EPM-mel történő távolságméréshez. Amikor a v_{Fe} sebességeket vettem figyelembe, a kapott távolság $7,5 \pm 0,2$ Mpc lett, míg a v_{modell} esetében $8,4 \pm 0,7$ Mpc volt az eredmény. A különböző módszerekkel meghatározott távolságok összehasonlításából (4.10. táblázat) kitűnik, hogy az utóbbi közelebb áll az SN 2005cs SEAM-mal kapott távolságaihoz. Az SN 2005cs és SN 2011dh adatainak kombinálásával kapott eredmény (ld 4.6. fej.) is a nagyobb távolságokat eredményező módszerekkel van összhangban.

4.5. SN 2006bp

Az SN 2006bp jelű szupernóvát az NGC 3953 galaxisban fedezte fel K. Itagaki 2006. április 9.60 UT-kor (Nakano & Itagaki, 2006). Quimby és mtsai (2006) a *Texas Supernova Search* keretében készült képeket megvizsgálva azt találták, hogy április 9.15 UT-kor a szupernóva még nem volt látható (16.9 határmagnitúdóig), viszont az április 10.15 UT-kor készült képen már feltűnt. A szűrő nélkült készült képen a fényessége ekkor 15.3 magnitúdó volt. Tehát a felfedezés alig néhány órával a robbanás után történt. A Takáts & Vinkó (2012) cikkben a robbanás időpontjaként a $t_0 = 2453835,0$ JD dátumot (április 9.50 UT) használtam.

A felfedezés után kb. 3 héten keresztül jelentős röntgen- és ultraibolya sugárzást is megfigyeltek. Immler és mtsai (2007) munkájuk során arra a következtetésre jutottak, hogy a röntgensugárzás oka a lökéshullám és a szupernóvát körülvevő CSM kölcsönhatása lehetett. Feltételezve, hogy a szülőcsillag tömegvesztési rátája ($\dot{M}$) és a csillagszél v_w sebessége

állandó volt, Immler és mtsai (2007) $\dot{M} \approx (1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ év}^{-1})(v_w/\text{kms}^{-1})$ értéket határoztak meg.

Quimby és mtsai (2007) jó időfelbontású, ám szűrő nélkül készült fénygörbét és több, korai spektrumot is közöltek. Dessart és mtsai (2008) $UBVr'i'$ szűrős fénygörbéket és néhány spektrumot is publikáltak. Ezeket, illetve Quimby és mtsai (2007) adatait felhasználva CMFGEN modelleket készítettek.

4.5.1. Spektrummodellezés és sebességmérés

A SYNOW modellezéshez a Quimby és mtsai (2007) által készített, a robbanás utáni 5. és 73. nap közötti időszakot lefedő spektrumokat használtam fel. Ők ennél korábbi spektrumokat is felvettek (ld. a 4. ábrájukat), de azok esetében még a hidrogén vonalai túlságosan gyengék, ezért ezek modellezése nem volt lehetséges. A felhasznált első 4, korai fázisban készített spektrum is csak a H I és He I vonalait tartalmazza (4.12. ábra). A 15. napon felvett spektrumban már megjelennek a Na I, Si II és az Fe II vonalai is, valamint – az SN 2005cs-hez hasonlóan – itt is kimutatható az N II vonalainak jelenléte a H α , a H β és a He I 5876 Å mellett. A 20. naptól kezdve pedig már ezeken kívül a Ca II, Sc II, Ti II vonalai is azonosíthatóak, és a későbbi fázisokban egyre erősebbekké válnak. A létrehozott modellek paraméterei az A.5. táblázatban találhatók.

A v_{modell} sebességet az első 4 spektrum esetében a H β vonalból állapítottam meg, a későbbiekben lehetett az Fe II 5169 Å-nél lévő vonalat használni. A kapott sebességek 12000 és 3800 kms^{-1} közé esnek (4.11. táblázat, 4.13. ábra).

A vonalminimumok Doppler-eltolódásából meghatározott sebességek hasonlóan viszonyulnak v_{modell} -hez, mint az előző SN-k esetében, azaz $v_{\text{H}\beta}$ mindvégig nagyobb, mint v_{modell} , míg v_{Fe} az első 50 napban alacsonyabb nála, a különbség fokozatosan csökken, majd az 50. nap környékén v_{modell} és v_{Fe} körülbelül egyenlővé válik.

Ehhez a szupernóvához készültek CMFGEN modellek (Dessart és mtsai, 2008), ám az SN 1999em-mel és SN 2005cs-sel ellentétben az ekkor kapott v_{nkte} sebességek és v_{modell} értékei jelentősen különböznek. Mint ahogy az a 4.13. ábrán is látszik, korai időpontokban ez a különbség még kevésbé jelentős, 500 – 700 kms^{-1} . A robbanás utáni 15. napon ez majdnem 0-ra csökken, majd újra nőni kezd. A 32. napon a legnagyobb a differencia, 1200 kms^{-1} . Ezután újra közelebb kerül egymáshoz a kétféle sebesség, de a különbség végig jelentős marad.

Amikor viszont a CMFGEN modelleket használtuk keresztkorrelációhoz (#2-es készlet), a kapott sebességek a 9. napon készült spektrum kivételével jól egyezést mutattak v_{modell} -el. Az #1-es készlet használatakor az eredmények a korai fázisban $v_{\text{H}\beta}$ -hoz, később v_{Fe} -hoz voltak hasonlóak.

Azért, hogy látni lehessen, mi az oka a nagy különbségnek v_{nkte} és v_{modell} között, a 4.14. ábrán együtt ábrázoltam a robbanás utáni 32. napon észlelt spektrumot és a hozzá tartozó, a CMFGEN-nel valamint a SYNOW-val készült modellspektrumokat (ebben az időpontban volt a legnagyobb a különbség a kétféle sebesség között). A jobb felső sarokban lévő ábra a 4500–5500 Å közötti hullámhossztartományt emeli ki. Ezen jól látható, hogy az ebben a régióban található vonalakat a CMFGEN modell nem jól illeszti, az összes itt található vonal sebességét alulbecsüli. Valószínűsíthető tehát, hogy sebességek közötti különbség amiatt van, hogy a CMFGEN modellek illesztése ennek a szupernóvának az esetében valamilyen

4.11. táblázat. Az SN 2006bp különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.

phase (nap)	v_{modell} (kms^{-1})	$v_{\text{H}\beta}$ (kms^{-1})	v_{Fe} (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#1}$ (kms^{-1})	$v_{\text{cc}\#2}$ (kms^{-1})
5,80	12050 (400)	11251 (350)	–	11537 (138)	11131 (571)
7,60	10750 (450)	11097 (350)	–	11407 (103)	10748 (875)
9,60	9600 (200)	10526 (300)	–	10975(70)	10242 (657)
11,61	9550 (450)	10265 (350)	–	8717 (69)	9941 (521)
15,60	8750 (250)	9735 (250)	8013 (250)	8373 (67)	9176 (325)
20,78	8100 (100)	9104 (250)	7267 (250)	7506 (79)	8147 (184)
24,76	7050 (200)	8278 (250)	6315 (250)	6573 (45)	7317 (329)
32,76	6150 (200)	6996 (250)	5199 (250)	5548 (28)	6308 (330)
43,71	5050 (125)	6078 (250)	4445 (250)	4698 (46)	5281 (181)
56,69	4050 (200)	5562 (250)	3952 (250)	4022 (40)	4602 (180)
72,54	3850 (150)	5313 (250)	3697 (250)	–	–

4.12. táblázat. Az SN 2006bp és galaxisa, az NGC 3953 különböző módszerekkel kapott távolsága.

Módszer	Távolság (Mpc)	Referencia
Tully–Fisher	17,0 (3,5)	Tully (1988)
Tully–Fisher	21,0 (5,0)	Willick és mtsai (1997)
Tully–Fisher	15,7 (1,3)	Springob és mtsai (2009)
SN 2006bp, EPM, SEAM	17,5 (0,8)	Dessart és mtsai (2008)
SN 2006bp, EPM, v_{Fe}	18,6 (1,5)	Takáts & Vinkó (2012)
SN 2006bp, EPM, v_{modell}	20,7 (1,8)	Takáts & Vinkó (2012)

oknál fogva rosszabbul sikerültek, mint az SN 1999em és az SN 2005cs modellezése során.

4.5.2. Távolság

Az NGC 3953-nak, az SN 2006bp galaxisának a távolságát korábban már többször is meghatározták a Tully–Fisher-módszer segítségével, az eredmények 15,7 and 21,0 Mpc közé esnek (4.12. táblázat).

Dessart és mtsai (2008) az SN 2006bp távolságát – hasonlóan, mint az SN 2005cs esetében – kétféleképpen is kiszámították, egyrészt EPM-mel úgy, hogy a CMFGEN-nel történt modellezés során kapott sebességeket használták fel, másrészt a SEAM alkalmazásával. Végeredményként ők $17,5 \pm 0,8$ Mpc-et kaptak.

Az EPM alkalmazása v_{modell} felhasználásával ennél nagyobb távolságot, $20,7 \pm 1,8$ Mpc-et eredményezett. A különbség okai közt jelentős szerepet játszhat a v_{nlte} és v_{modell} közti, az előzőekben már ismertett, jelentős eltérés. A v_{Fe} sebességek használata kisebb távolságot, $18,6 \pm 1,5$ Mpc-et adott.

4.12. ábra. Az SN 2006bp spektrumai és a rájuk illesztett modellek.

4.13. ábra. Az SN 2006bp sebességének különböző módszerekkel mért értékei.

4.14. ábra. Az SN 2006bp észlelt spektruma (fekete) a robbanás utáni 32. napon, együtt a CMFGEN-el (piros) valamint a SYNOW-val (türkiz) készült modellspektrumokkal. A jobb felső sarokban a 4500 és 5500 Å közötti hullámhossztartomány látható kinagyítva.

4.6. SN 2011dh

Az M51-ben megjelenő SN 2011dh jelű szupernóvát 2011. május 31,893 UT-kor fedezte fel A. Riou, és 2011. június 1,9 és 2,1 UT között több független megfigyelője is volt (Griga és mtsai, 2011). A *Palomar Transient Factory* május 31,275 UT-kor készített képet erről a területről, melyen az SN még $-m_g = 21,44$ határmagnitúdóig – nem látszott (Arcavi és mtsai, 2011). Az észleléseknek köszönhetően a robbanás időpontja nagyon pontosan behatárolható, a továbbiakban a Arcavi és mtsai (2011) által meghatározott, $t_0 = 2455713,0 \pm 0,3$ JD (május 31,5 UT) értéket használom.

Ez a szupernóva több okból is rendkívül érdekes objektum. Egyrészt azért, mert a közeli M51-ben bukkant fel, melyben korábban már két másik SN-t is megfigyelhettünk, az Ic típusú SN 1994I-t és a II-P típusú SN 2005cs-t. Másrészt ez a szupernóva a IIb alcsoportba tartozik (1.4.3. fejj.), és közelsége, valamint korai felfedezése végre nagyszerű lehetőséget biztosít ennek a ritka típusnak (1.1.1. fejj.) a tanulmányozására.

Az M51-ről jó minőségű archív felvételek állnak rendelkezésre a HST adatbázisában, amelyeket több csoport is megvizsgált a szupernóva szülőcsillaga után kutatva. Maund és mtsai (2011) az SN pozíciójában elhelyezkedő csillag fényességét és spektrális energiaeloszlását megvizsgálva azt egy $M_{\text{ZAMS}} = 13 \pm 3 M_{\odot}$ tömegű, F8 színképosztályú, kiterjedt ($R \sim 10^{13}$ cm) sárga szuperóriásként (yellow supergiant, YSG) azonosították. Nem zárták ki annak a lehetőségét sem, hogy a csillag egy kettős rendszer tagja legyen, de véleményük szerint ebben az esetben a társcsillag a detektálási küszöb alá esik, a teljes észlelt fluxus az elsődleges csillagtól származott. Van Dyk és mtsai (2011) ugyanennek a csillagnak a tömegét $M_{\text{ZAMS}} = 17 - 19 M_{\odot}$ nagyságúnak becsülték, viszont ők arra a következtetésre jutottak, hogy nem ez az objektum volt az SN szülőcsillaga. Szerintük a szupernóva megfigyelhető tulajdonságai egy jóval kisebb méretű objektumra utalnak, tehát a szülőcsillag vagy nem látszik a megfigyelhető YSG csillag mellett, vagy esetleg annak egy kompakt, halványabb társcsillaga lehetett. Murphy és mtsai (2011) a környező csillagok vizsgálatával megbecsülték a csillagpopuláció korát és ezt használták fel a megfelelő izokron kiválasztásához. Így ők a YSG tömegét $M_{\text{ZAMS}} = 13_{-1}^{+2} M_{\odot}$ értékűnek határozták meg, amely Maund és mtsai (2011) eredményével egyezik meg. Soderberg és mtsai (2012) a röntgen-, ultraibolya- valamint a rádiótartományban felvett adatok elemzése során arra a következtetésre jutottak, hogy a szülőobjektum egy kompakt csillag volt, sugara $R \approx 10^{11}$ cm nagyságrendű lehetett. Bersten és mtsai (2012) viszont az SN fénygörbéjének hidrodinamikai modellezése során azt találták, hogy a szülőcsillag egy $M_{\text{ZAMS}} = 12 - 15 M_{\odot}$ tömegű, kiterjedt csillag lehetett, amely körül csak egy nagyon vékony ($\sim 0,1 M_{\odot}$) hidrogénburok volt. Tehát szerintük valóban az archív felvételeken detektált YSG volt a szülőcsillag. Mivel a jelenlegi csillagfejlődési modellek szerint elég valószínűtlen, hogy egy egyedi csillag ilyen YSG csillaggá fejlődjön, Benvenuto és mtsai (2012) olyan kettős rendszert modelleztek, ahol a főkomponens ($M_{\text{ZAMS}} = 16 M_{\odot}$) a Bersten és mtsai (2012) által leírt YSG csillaggá fejlődött, míg kisebb tömegű ($M_{\text{ZAMS}} = 10 M_{\odot}$) társa a szupernóva-robbanás bekövetkeztekor még a fősorozat közelében helyezkedett el. A szülőcsillag utáni kutatás majd a szupernóva elhalványodása után, a terület újabb vizsgálatával folytatódhat.

A szupernóvát azóta is több csoport követi folyamatosan, ám egyelőre még a legtöbben nem közöltek hosszabb adatsorokat, az eredmények publikálása csak később várható. Bersten és mtsai (2012) a fénygörbének az első 80 napot lefedő szakaszát használták a modelljük

elkészítéséhez. Ez alapján a robbanás energiáját $E_{\text{exp}} = 6 - 10 \times 10^{50}$ ergnek, míg a keletkezett ^{56}Ni tömegét $\sim 0,06 M_{\odot}$ nagyságúnak becsülték. Tsvetkov és mtsai (2012) a robbanást követő nagyjából 300 napban készített fotometriai észleléseket publikálták. A fénygörbék modellezésével a SN több fizikai paraméterét is meghatározták. A robbanás energiájára – modelltől függően – $E_{\text{exp}} = 1,5 - 4 \times 10^{51}$ erg-et, a ledobódott burok tömegére $M_{ej} = 2,4 M_{\odot}$ értéket, míg a csillag sugarára a robbanás bekövetkezte előtt $R_{ini} = 300 - 562 R_{\odot}$ értéket, a keletkezett ^{56}Ni tömegére pedig $M_{Ni} = 0,07 M_{\odot}$ nagyságot kaptak.

Az SN 2011dh jelentős röntgensugárzást mutatott. Soderberg és mtsai (2012) kb. egy hónapon keresztül készítettek méréseket röntgen-, ultraibolya- és rádiótartományban. Szupernóvák esetében a röntgensugárzás forrásaként háromféle folyamat jöhet szóba: a 10^6 K-nél forróbb plazma hőmérsékleti sugárzása, az inverz Compton-szórás és a szinkrotron sugárzás. Mind Soderberg és mtsai (2012), mind Maeda (2012) arra a következtetésre jutott, hogy az SN 2011dh esetében (mint ahogyan általában az Ib/c és IIb SN-k esetében) a megfigyelt rádió- és röntgensugárzás forrása az inverz Compton-szórás volt (tehát az eredetileg kisebb energiájú fotonok a nagy sebességű elektronokon történő szóródásuk során energiára tettek szert).

4.6.1. Spektrummodellezés és sebességmérés

A felhasznált, Vinkó és mtsai (2012a) cikkében közölt spektrumok a Hobby-Eberly Telescope (HET) *Marcario Low Resolution Spectrograph* (LRS) műszerével készültek 2011. június 6. és 29. között (Marion és mtsai, előkészületben). Ezek a robbanást követő 5. és 29. nap közötti időszakot fedik le.

A SYNOW modellezés során a H I, He I, Ca II, Ti II és Fe II vonalait, illetve néhány esetben az O I és az Sc II jelenlétét mutattam ki (A.6. táblázat). Az észlelt spektrumok a modellekkel együtt a 4.15. ábrán láthatóak. A IIb típusú szupernóvákra jellemző módon a H I vonalai jóval gyengébbek, a He I vonalai pedig erősebbek, mint a II-P típusúak esetében.

A v_{modell} értékének meghatározása minden időpontban az Fe II 5169 Å vonalának segítségével történt. A kapott sebességek 11400 és 5600 kms^{-1} közé esnek (4.13. táblázat, 4.16. ábra). Mivel ennek a szupernóvának egészen más jellegűek a spektrumai, mint a II-P típusúaké, ezért keresztkorrelációt ebben az esetben nem végeztem. A vonalminimumok Doppler-eltolódásából mért sebességek közül a v_{Fe} értékei nagyon hasonlóak v_{modell} -hez, általában azoknál valamivel alacsonyabbak. A $v_{\text{H}\beta}$ viszont minden időpontban jelentősen nagyobb, mint v_{modell} , az utolsó időpontban kétszerese annak. Az a tény, hogy a $\text{H}\beta$ meglehetősen gyenge, viszont a környékén sok erős fémvonal található, felveti annak a lehetőségét, hogy a vonalat rosszul azonosítottam, vagy pedig a többi vonal miatt nem is azonosítható a minimuma, és emiatt ilyen kaptam ilyen nagy sebességkülönbséget. Ezért megmértem a távulási sebességet a $\text{H}\alpha$ minimumából is, és ezeket – a többi sebességgel együtt – feltüntettem a 4.16. ábrán. Itt látható, hogy ezek a sebességek is jelentősen nagyobbak, mint akár v_{modell} , akár v_{Fe} értékei.

4.6.2. Távolság

Az M51 távolságának meghatározására tett próbálkozásokról az SN 2005cs kapcsán már volt szó a 4.4. fejezetben. A különböző módszerekkel kapott eredmények összefoglalva a

4.13. táblázat. Az SN 2011dh különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.

Fázis (nap)	v_{modell} (kms^{-1})	$v_{\text{H}\beta}$ (kms^{-1})	v_{Fe} (kms^{-1})
5,3	11400 (200)	12939 (500)	10192 (350)
10,3	9250 (300)	11034 (500)	8553 (300)
13,3	7250 (250)	10684 (500)	7229 (300)
16,3	7200 (300)	10687 (500)	7021 (300)
20,3	7250 (200)	10723 (500)	6533 (250)
21,3	7150 (150)	10910 (500)	6435 (250)
28,7	5600 (200)	10855 (500)	5287 (250)

4.15. ábra. Az SN 2011dh spektrumai és a rájuk illesztett modellek.

4.16. ábra. Az SN 2011dh különböző módszerekkel meghatározott tágulási sebessége.

4.10. táblázatban láthatóak.

A Vinkó és mtsai (2012a) cikkben a távolságmeghatározáshoz a SYNOW-val végzett modellezés során kapott sebességeket használtuk. Kombináltuk az SN 2005cs és az SN 2011dh adatait és kihasználtuk, hogy mindkét szupernóva esetében pontosan ismert a robbanás időpontja. Az EPM alkalmazása során nehézséget jelentett, hogy a II-P típusú szupernóvák modellezésével kapott korrekciós faktorok (2.2.3. fej.) nem alkalmazhatóak IIb típusú SN-kre. Ezért az SN 2011dh esetében minden időpontban $\zeta = 1$ értéket használtuk. A korrekciós faktor figyelembevétele a korai fázisban ugyanis nagyrészt a hidrogén ionizációja miatt jelen lévő szabad elektronokon való szóródás miatt szükséges (2.2.3. fej.). Viszont IIb típusú szupernóvák esetében ez a réteg nagyon vékony, tehát a termalizációs mélység és a fotoszféra jóval közelebb helyezkedik el egymáshoz, mint a II-P típusú SN-k esetében.

Az EPM alkalmazása során az egyenesillesztést (2.4 egyenlet) a két szupernóva kombinált adataira végeztük. Mindkét SN esetében a robbanást követő 5. és 25. nap közti adatokat vettük figyelembe. Az alsó határ választásának oka az volt, hogy a robbanás után el kell telnie néhány napnak, hogy a tágulás valóban homológ legyen. A felső határ megválasztását pedig az indokolta, hogy az EPM alkalmazásakor használt alapfeltevések csak a robbanást követő 30-50 napban érvényesek (2.2. fej.). Ebben az esetben pedig két olyan SN-ről van szó, amelyek hidrogénburka vékony, tehát a többi, „átlagos” II-P SN-hez képest az atmoszférájuk gyorsabban válik átlátszóvá, rövidebb az az időtartam, amikor az EPM alkalmazható.

A két szupernóva adatainak együttes felhasználásával az M51 távolságára $D = 8,4 \pm 0,7$ Mpc-et kaptunk. Ez hasonló ahhoz, amit Baron és mtsai (2007), illetve Dessart & Hillier (2006) kapott a SEAM-mal, illetve ahhoz, amit a v_{modell} sebességek felhasználásával határoztam meg az SN 2005cs távolságára (4.10. táblázat; Takáts & Vinkó, 2012).

5. fejezet

Következtetések

Az előző fejezetben külön-külön ismertettem az egyes szupernóvák esetében kapott eredményeket. Ebben a részben ezek összehasonlítására, együttes tárgyalására kerül sor, valamint a II-P SN-kre vonatkozóan általános következtetéseket is levonom.

A spektrumok tanulmányozásából és modellezéséből kitűnik, hogy a vizsgált II-P SN-k mindegyike nagyrészt ugyanazokat az atomokat és ionokat tartalmazza, és a spektrumok időbeli változása is igen hasonló. A 5 db II-P típusú SN (1999em, 2004dj, 2004et, 2005cs, 2006bp) közül feltűnően csak a többenél kisebb fényességű SN 2005cs mutatott jelentősen eltérő tulajdonságokat. Ennek a spektruma gyorsabban változott, mint a többié, a vonalak keskenyebbek, kisebb tágulási sebességre utaltak, valamint megfigyelhető volt a tipikusan az alacsonyabb luminozitású II-P SN-kre jellemző erős Ba II vonalak korai megjelenése is. Ez a szupernóva más fizikai tulajdonságaiban is eltért a többi, "normális" II-P-től: a robbanás kisebb energiájú volt és az SN szülőcsillaga is valamivel kisebb tömeggel rendelkezett (4.4. fejj.).

Az előző fejezetben ismertettem az 5 II-P típusú SN mért tágulási sebességét a plató fázisban. A különböző módszerek alkalmazásával az alábbi sebességeket kaptam:

- i) a SYNOW nevű programmal létrehozott, az észlelt spektrumokra illesztett modellek segítségével kapott sebességek: v_{modell} ;
- ii) a H β és az Fe II 5169 Å vonalak abszorpciós minimuma Doppler-eltolódásából: $v_{\text{H}\beta}$ és v_{Fe} , illetve összefoglaló jelöléssel v_{abs} ;
- iii) az SN 1999em, 2005cs és 2006bp esetében rendelkezésre álltak NLTE kóddal létrehozott modellspektrumok, melyek fotoszferikus sebessége ismert, v_{nlte} ;
- iv) a keresztkorreláció során két készletet használtam; az #1 készlet az SN 1999em észlelt spektrumait tartalmazta, míg a #2 készlet az SN 1999em, 2005cs és 2006bp NLTE modellspektrumaiból állt; az így kapott sebességeket $v_{\text{cc}\#1}$ és $v_{\text{cc}\#2}$ módon jelölöm.

Az 5.1 és az 5.2. ábrákon a különböző módszerekkel kapott eredmények összevetése látható a robbanás óta eltelt napok számának a függvényében. Az 5.1. ábra bal felső képén a v_{modell} sebességek időbeli lefutását hasonlítom össze. Itt megfigyelhető, hogy az SN 1999em, 2004et és 2006bp sebességgörbéje meglehetősen hasonló, a görbe meredeksége mutat csupán kismértékű eltéréseket. Az SN 2004dj sebességgörbéje nagy valószínűséggel

ugyanilyen lehetett, bár a viszonylag késői felfedezés miatt ezt nem tudtam megvizsgálni. Ezekkel szemben az SN 2005cs sebességgörbéje jelentősen különbözik. Ez a szupernóva már korai fázisban jóval kisebb sebességgel rendelkezett, mint a másik négy, és a sebesség csökkenése is gyorsabb volt.

Az 5.1. ábra jobb felső képén az NLTE modellezésből származó v_{nlte} sebességeket hasonlítom össze v_{modell} értékeivel. Kitűnik, hogy míg az SN 1999em és 2005cs esetében a kétféle sebesség 10–15 %-on belül megegyezik (egy kilógó pont kivételével az SN 2005cs esetében), addig az SN 2006bp v_{modell}/v_{nlte} aránya sokkal nagyobb szórást mutat. Ezt az eltérést már a 4.5. fejezetben is megvizsgáltam, és a 4.14. ábra segítségével megmutattam, hogy ennek a szupernóvának az esetében az NLTE modell illesztése kevésbé jól sikerült, mint más szupernóvák esetében. Ugyanakkor v_{modell} és v_{nlte} között szisztematikus eltérés nem figyelhető meg. Ez arra utal, hogy a spektrummodellek – akár SYNOW, akár CMFGEN – segítségével konzisztens eredményeket kapunk, míg az abszorpciós minimumból vagy pedig keresztkorrelációval kapott sebességek fázisfüggő eltérést mutatnak v_{modell} -től. Emiatt a gyakran használt sebességmérési eljárások a valódi fotoszferikus sebességet a robbanást követő első kb. 50 napban alul-, míg későbbi fázisban túlbecsülik, még hozzá egyre növekvő és az egyes szupernóvák esetében eltérő mértékben. Ez jelentős hibát eredményezhet olyankor, mikor a valódi fotoszferikus sebesség szükséges, például az EPM vagy az SCM alkalmazásakor.

Az 5.1. ábra két alsó képén a vonalminimumok Doppler-eltolódásából mért sebességek és v_{modell} összehasonlítása látható az idő függvényében. Első pillantásra is észrevehető, hogy mindkét diagramon jelentős különbségek vannak az egyes szupernóvák esetében, bár az általános tendencia igen hasonló. A v_{Fe}/v_{modell} arány a korai fázisban valamivel 1 alatt van, majd a robbanás utáni 40–50. nap környékén éri el 1-et. Ezt követően az arány folyamatosan nő a plató fázis végéig, bár a növekedés mértéke szupernóvánként meglehetősen különböző. A $v_{H\beta}$ és v_{modell} a korai fázisban körülbelül egyenlő, majd $v_{H\beta}$ fokozatosan egyre nagyobbá válik a másikkal. A két sebesség arányának változása szintén objektumonként különböző, az SN 1999em esetében például még a robbanás utáni 80. napon is csak kicsit haladja meg az egyet $v_{H\beta}/v_{modell}$ értéke, míg az SN 2004et esetében a plató fázis végére ez $\sim 2,5$ -re nő.

Az 5.2. ábrán a keresztkorrelációval kapott sebességeket hasonlítom össze v_{modell} és v_{abs} értékeivel. Itt v_{abs} a korai fázisban $v_{H\beta}$ -t jelenti, majd a vasvonalak megjelenése után már v_{Fe} -vel egyenlő. Az ábrákon megfigyelhető, hogy a keresztkorrelációval kapott sebességek általában jobb egyezést mutatnak a v_{abs} , mint a v_{modell} értékeivel. Ez érthető is, hiszen a keresztkorrelációs módszer a spektrumvonalak alakjára és pozíciójára érzékeny. Az is észrevehető, hogy a v_{modell}/v_{cc} arány (5.2. ábra bal felső kép) és a v_{Fe}/v_{modell} arány (5.1. ábra bal alsó kép) időbeli változása hasonló menetű: a robbanás utáni 10. és 50. nap között v_{modell} a nagyobb, viszont az 50. nap után v_{cc} illetve v_{Fe} értéke válik magasabbá. Ez és a $v_{abs}/v_{cc\#1}$ arány (5.2. ábra jobb felső kép) is azt mutatja, hogy az #1 (az SN 1999em észlelt spektrumait tartalmazó) készlettel történő keresztkorreláció a v_{Fe} sebességet ~ 10 %-os pontossággal képes megbecsülni. Ez alátámasztja Poznanski és mtsai (2009) azon módszerét, hogy rossz jel/zaj viszonyú spektrumok v_{Fe} sebességét ezzel a módszerrel becsülik meg (ld. még 2.2.2 fejt.)

A különböző módszerekkel kapott sebességek közötti összefüggések további vizsgálatához az 5.3. ábrán ábrázoltam a v_{Fe}/v_{modell} és a $v_{H\beta}/v_{modell}$ arányt a v_{modell} függvényében. A v_{Fe}/v_{modell} arány változása mindegyik SN esetében hasonló: nagy sebességeknél

5.1. ábra. A SYNOW modellezés során kapott v_{modell} sebességek összehasonlítása a különböző szupernóvák esetében (balra fent). A $v_{\text{modell}}/v_{\text{nlte}}$ arány (jobbra fent), a $v_{\text{Fe}}/v_{\text{modell}}$ (balra lent) és a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ (jobbra lent) arány a fázis függvényében. Az egyes szupernóvákat más-más szimbólumok jelölik: zöld, teli pötty – SN 1999em; kék, üres háromszög – SN 2004dj; piros, csillag – SN 2004et; rózsaszín, teli háromszög – SN 2005cs; fekete, üres kör – SN 2006bp.

(azaz korai fázisban) az arány valamivel alacsonyabb egynél és lassan növekszik. Körülbelül $v_{\text{modell}} = 4000 \text{ km s}^{-1}$ -nél éri el az egyet, és ahogy a sebesség tovább csökken, úgy nő az arány, mely a plató fázis végére az $\sim 1,6$ lesz.

A $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ lefutása kevésbé egységes. Nagy v_{modell} értékeknél (korai fázisban) az arány 1 körül alakul, és $v_{\text{modell}} = 7000 \text{ km s}^{-1}$ környékén haladja meg azt. Ezután viszont változása szupernóvánként különböző. Az SN 1999em és 2005cs esetében végig viszonylag alacsony marad, a plató fázis végére sem haladja meg 1,4-et, míg a másik három objektum esetében jóval magasabbá válik. SN 2006bp esetében sajnos nem volt olyan spektrum, amelyre $v_{\text{modell}} < 3850 \text{ km s}^{-1}$, bár addig a sebesség változása meglehetősen hasonló az SN 2004et-éhez.

Az 5.3. ábra hasonló ahhoz, amit Dessart & Hillier (2005b) készítettek a CMFGEN modellspektrumaik alapján (ld. 14. ábrájukat). Ők megmérték a létrehozott modellspektrumok vonalai abszorpciós minimumának Doppler-eltolódásából a sebességeket, és ábrázolták ezeknek és a modellek fotoszferikus sebességének (v_{nlte}) arányát az utóbbi függvényében.

5.2. ábra. A v_{modell} és v_{abs} valamint a v_{cc} sebességek aránya a robbanás utáni eltelt idő függvényében. A különböző szimbólumok a különböző szupernóvákat jelölik az 5.1. ábrán feltüntetett módon.

5.3. ábra. A $v_{\text{Fe}}/v_{\text{modell}}$ (balra) és a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ (jobbra) arány a v_{modell} sebesség függvényében. Az egyes szimbólumok a különböző szupernóvákat jelentik, az 5.1. ábránál leírt módon.

Habár ők nem rendelkeztek adatokkal kb. 4000 kms^{-1} alatti sebességekről, és az én, öt SN-t tartalmazó mintámban pedig a felső határ (12050 kms^{-1}) kisebb, mint náluk, e között a két érték között az eredményeik egészen hasonlóak az általam kapottakhoz. Az ő ábrájukon az Fe II 5169 Å vonalra számolt sebességek korai fázisban alacsonyabbak, mint v_{nlt} , az arányuk 1-et valahol 5000 és 4000 kms^{-1} között éri el, hasonlóan az én méréseim eredményéhez. Viszont H β esetében vannak különbségek. Korai fázisban a két munka eredményei konzisztensek, 11000 kms^{-1} felett a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ arány mindkét esetben 1 körül van. Dessart & Hillier (2005b) ábráján ez az arány 1-et 8000 kms^{-1} környékén haladja meg, és a legmagasabb értéke csak 1.15 körül van. Ez jóval alacsonyabb, mint az általam kapott, ahogy az az 5.3. ábrán is látható. Azonban Dessart & Hillier (2005b) az SN 1987A és az SN 1999em észlelt spektrumai alapján készítették a modelljeiket. Az utóbbi SN az általam vizsgált 5 szupernóva egyike, és az esetében kapott $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ arány hasonló ahhoz, ami Dessart & Hillier (2005b) ábráján szerepel. Így tehát a különbség oka valószínűleg az, hogy a CMFGEN modellek nem elég nagy paramétertartomány lefedésével készültek, hiányoznak például az SN 2004et-éhez hasonló spektrumok.

5.1. Sebesség-sebesség relációk

A gyakorlatban gyakran nem áll rendelkezésünkre egy szupernóváról olyan kiváló minőségű, jó időbeli felbontású spektrum-sorozat, amelynek felhasználásával alkalmas sebesség-görbét állíthatunk elő. Ezért fontos a kvantitatív vizsgálata annak, hogy az egyes módszerek hogyan függnek össze egymással, hogyan lehet segítségükkel a fotoszferikus sebességre következtetni, illetve más időpontokra extrapolálni. Mivel munkám során több szupernóva jó minőségű spektrumából több módszerrel is megmértem a sebességet, ezért alkalmas adatok álltak rendelkezésemre ahhoz, hogy ilyen jellegű vizsgálatokat végezzek.

Hasonló összefüggések felállításával korábban már mások is foglalkoztak. Az Eastman és mtsai (1996) és Dessart & Hillier (2005a) által készített NLTE modellspektrumok felhasználásával Jones és mtsai (2009) megvizsgálták a $v_{\text{H}\beta}$ and v_{nlt} közti kapcsolatot. Azt találták, hogy arányuk leírható a következő összefüggéssel:

$$\frac{v_{\text{H}\beta}}{v_{\text{nlt}}} = \sum_{j=0}^2 a_j v_{\text{H}\beta}^j \quad (5.1)$$

A két különböző modellkészletre általuk kapott a_j értékek az 5.1. táblázatban találhatóak. Ezeket a görbéket összehasonlítottam az általam kapott sebességekkel. Az 5.4. ábrán megfigyelhető, hogy a Dessart & Hillier (2005a) modelljein alapuló görbe túlbecsüli a v_{modell} sebességeket (rms $\sigma = 0,412$), míg a Eastman és mtsai (1996) modelljein alapuló eléggé jól illeszti azokat, kivéve az SN 2004et adatait (rms $\sigma = 0,301$, de $\sigma = 0,178$ az SN 2004et adatai nélkül).

Az 5.1. összefüggés illesztését én is elvégeztem az általam mért sebességekre (5.4. ábra fenti képe, fekete folytonos görbe). A kapott a_j értékek az 5.1. táblázatban találhatóak. A szórás az eredeti görbével kapottnál alacsonyabb, $\sigma = 0,276$ lett. Az illesztést megismételtem úgy is, hogy kihagytam az SN 2004et sebességeit, ekkor az eredmény egészen hasonló lett ahhoz, amelyet Jones és mtsai (2009) Eastman és mtsai (1996) modelljeivel kaptak.

5.4. ábra. Fent: v_{modell} sebesség $v_{\text{H}\beta}$ függvényében. A görbék mutatják a Jones és mtsai (2009) által egyrészt Eastman és mtsai (piros pontozott vonal), másrészt Dessart & Hillier (kék szaggatott vonal) modelljei alapján meghatározott polinomokat. Feltüntettem azokat a görbéket is, melyeket a Takáts & Vinkó (2012) cikkben meghatározott sebességekre történt illesztéssel kaptam, egyrészt mind az öt SN felhasználásával (fekete pontozott vonal), másrészt a SN 2004et kihagyásával (fekete folytonos vonal). Lent: az illesztés a v_{Fe} sebességek esetében is elvégeztem, mind az öt SN adataira. Mindkét ábra esetében a szimbólumok a különböző szupernóvákat jelentik, az 5.1. ábrán leírt módon. Az illesztett polinomokoefficiensei az 5.1. táblázatban találhatóak.

5.1. táblázat. Az (5.1) egyenlet illesztése során kapott a_j koefficiensek mind $v_{H\beta}$, mind v_{Fe} esetében.

j	0	1	2	σ	Forrás
$a_j(H_{\beta})$ (E96)	1,775	$-1,435e-4$	$6,523e-9$	0,30	Jones és mtsai (2009)
$a_j(H_{\beta})$ (D05)	1,014	$4,764e-6$	$-7,015e-10$	0,41	Jones és mtsai (2009)
$a_j(H_{\beta})$	1,528	$-1,551e-5$	$-3,462e-9$	0,27	Takáts & Vinkó (2012)
$a_j(H_{\beta})^a$	1,578	$-8,573e-5$	$3,017e-9$	0,17	Takáts & Vinkó (2012)
$a_j(Fe\ II\ \lambda 5169)$	1,641	$-2,297e-4$	$1,751e-8$	0,11	Takáts & Vinkó (2012)

^a SN 2004et nélkül

Többek között Dessart & Hillier (2005b) is megmutatta, hogy a Fe II 5169 Å vonal minimumából mérhető sebesség szorosabb összefüggést mutat a fotoszferikus sebességgel, mint $v_{H\beta}$. Az 5.3. ábrán is megfigyelhető, hogy a v_{Fe}/v_{modell} arány időbeli lefutása mindegyik SN-re hasonló, míg az $v_{H\beta}/v_{modell}$ arány esetében jelentős eltérések adódtak. Ebből kiindulva megismételtem az 5.1 összefüggés illesztését, viszont ezúttal $v_{H\beta}$ helyett a v_{Fe} használatával. A szórás ekkor jelentősen lecsökkent (rms $\sigma = 0,111$). Az illesztés során kapott a_j értékeket szintén az 5.1. táblázat tartalmazza, míg maga az illesztett görbe az 5.4. ábra jobb oldali képen látható. Habár ez a szoros összefüggés azt mutatja, hogy mért v_{Fe} sebességekből v_{modell} könnyen meghatározható, ez nem jelenti azt, hogy egyes szupernóvák esetében ne lehetnének jelentős eltérések.

Poznanski és mtsai (2010) az SDSS-II²⁴ adatainak felhasználásával vizsgálták a kapcsolatot H_{β} és az Fe II 5169 Å vonalak abszorpciós minimumából mérhető sebességek között. Azt találták, hogy ez egy lineáris összefüggéssel írható le: $v_{Fe} = a \cdot v_{H\beta}$, ahol $a = 0,84 \pm 0,05$. Az általam mért v_{Fe} és $v_{H\beta}$ sebességek felhasználásával megismételtem az illesztést, és az egyenes meredekségére $a = 0,791 \pm 0,012$ ($\sigma = 0,146$) értéket kaptam. Poznanski és mtsai (2010) csak a robbanást követő 40. napnál korábbi adatokat használta fel, így következő lépésben kihagytam az ennél későbbi pontokat és újra megismételtem az illesztést. Ekkor a meredekség $a = 0,823 \pm 0,015$ ($\sigma = 0,102$) lett, ami gyakorlatilag megegyezik a Poznanski és mtsai (2010) által kapott eredménnyel (5.5. ábra). Méréseim tehát megerősítik az általuk kapottakat, és kiegészítik azokat későbbi fázisokra.

Nugent és mtsai (2006) munkájuk során a sebességgörbe időbeli lefutását vizsgálták és azt találták, hogy v_{Fe} változása az alábbi görbével illeszthető:

$$v_{Fe}(t)/v_{Fe}(50d) = (t/50d)^c, \quad (5.2)$$

ahol $c = -0,464 \pm 0,017$. Ezt az illesztést az öt II-P SN általam mért v_{Fe} értékeire megismételve a kitevő $c = -0,663 \pm 0,010$ értékűnek adódott. Mivel az SN 2005cs sebességgörbéje szembetűnően különbözik a többiétől (5.6. ábra) megismételtem úgy is az illesztést, hogy ennek az SN-nek az adatait nem vettem figyelembe. Ekkor a kitevő $c = -0,546 \pm 0,01$ értékűre módosult. Az illesztett görbe, a Nugent és mtsai (2006) által kapottal együtt az 5.6. ábrán látható. Az újonnan meghatározott kitevő csak kis mértékben ($\sim 1\sigma$) különbözik a Nugent és mtsai (2006) eredeti eredményétől. A különbség egyik oka lehet, hogy az én mintám

²⁴SDSS-II Supernova Survey, <http://www.sdss.org/supernova/aboutsupernova.html>

5.5. ábra. A v_{Fe} és $v_{\text{H}\beta}$ sebességek között fennálló összefüggés. Az üres körök a 40. napnál későbbi adatokat jelentik, míg a teli körök az ennél korábbiakat. Az egyenes illesztését a 40. napnál korábbi adatokra végeztem.

a robbanást követő 13. és 104. nap közti időtartamot fedi le, míg Nugent és mtsai (2006) adatai a 9. és a 75. nap közé estek.

Megvizsgáltam azt is, hogy v_{modell} időbeli lefutása hogyan írható le. Kombinálva az 5.1. és az 5.2. egyenletet, a következő összefüggést illesztettem az adatokra:

$$v_{\text{modell}}(t)/v_{\text{modell}}(50\text{d}) = \frac{(t/50)^{-0,210 \pm 0,110}}{\sum_{j=0}^2 b_j (t/50)^j} \quad (5.3)$$

Az illesztés során az SN 2005cs adatait kihagytam, hiszen ennek sebességgörbéje jelentősen eltér a többiétől. A kapott illesztési paraméterek: $b_0 = 0,467 \pm 0,150$, $b_1 = 0,327 \pm 0,230$ és $b_2 = 0,174 \pm 0,110$. A szórás $\sigma = 0,148$ értékűnek adódott. Az illesztett görbe az 5.6. ábrán látható. Az összefüggés felhasználásával lehetővé válik egy gyengén mintavételezett SN sebességének extrapolációja más időpontokra (lásd pl. SN 2009N, Takáts és mtsai, előkészületben).

5.2. A távolság és a távolságfüggő fizikai paraméterek

A tágulási sebességeknek jelentős szerepe van a távolságmeghatározásban, akár az EPM-et, akár az SCM-et használjuk (2.2., 2.3. fej.). Az előző fejezetekből kiderült, hogy az egyes módszerek használatával jelentősen eltérő sebességeket kapunk. A nem megfelelő módszer használata tehát pontatlan távolsághoz vezet.

A mintámban szereplő öt II-P típusú szupernóvának meghatároztam a távolságát mind az – irodalomban leggyakrabban használt – v_{Fe} , mind a kapott v_{modell} sebességek felhasználásával (Takáts & Vinkó, 2012). Az eredmények ismertetése és összehasonlítása a szülőgalaxisok korábban, más módszerekkel meghatározott távolságával részletesen szerepel a 4. fejezetben. Az 5.2. táblázat összefoglalja a kétféle sebességgel kapott eredményeket. Két

5.6. ábra. A v_{Fe} és v_{modell} sebességek időbeli lefutása. A bal oldali ábrán a szaggatott vonal a Nugent és mtsai (2006) által meghatározott görbét mutatja, míg a folytonos görbét az általam vizsgált öt SN adataira végzett illesztés során kaptam (Takáts & Vinkó, 2012). Mind a két féle sebesség esetén az SN 2005cs adatait (rózsaszín háromszögek) kihagytam az illesztésből. Az egyes szimbólumok a különböző szupernóvákat jelentik az 5.1. ábránál leírtak szerint.

5.2. táblázat. Az öt, II-P típusú szupernóva EPM-mel meghatározott távolsága a v_{modell} valamint a v_{Fe} sebességek felhasználásával.

SN	Távolság (Mpc)		Forrás ^a
	v_{modell}	v_{Fe}	
1999em	12,5 (1,4)	9,7 (0,8)	1, 2, 3
2004dj	3,6 (0,6)	3,7 (0,8)	4, 5
2004et	4,8 (0,4)	4,8 (0,6)	6, 7
2005cs	8,6 (0,2)	7,5 (0,2)	8
2006bp	20,7 (1,8)	18,6 (1,5)	9

^aA fotometriai adatok forrása: (1) Hamuy és mtsai (2001), (2) Leonard és mtsai (2002), (3) Elmhamdi és mtsai (2003), (4) Vinkó és mtsai (2006), (5) Tsvetkov és mtsai (2008), (6) Maguire és mtsai (2010b), (7) Sahu és mtsai (2006), (8) Pastorello és mtsai (2009), (9) Dessart és mtsai (2008)

5.3. táblázat. A vizsgált II-P típusú szupernóvák távolsága (D), a plató fázis időbeli hossza (t_p), valamint a V szűrő abszolút magnitúdó ($M_{V,p}$) és tágulási sebesség (v_p) a plató közepén. Mindegyik SN esetében a felső sor az általam kapott értékeket mutatja, míg az alsó sorban mások eredményei^b láthatók.

SN	D (Mpc)	$M_{V,p}$ (mag)	t_p (nap)	v_p (kms ⁻¹)	Forrás
1999em	12,5 (1,4)	-16,84 (0,24)	120 (10)	2520 (300)	1
	11,7 (1,0)	-16,68 (0,27)	120 (10)	3046 (150)	
2004dj	3,6 (0,6)	-16,35 (0,36)	105 (20)	2710 (300)	1
	3,3 (0,3)	-16,16 (0,23)	105 (20)	2957 (150)	
2004et	4,8 (0,4)	-16,70 (0,18)	110 (15)	3650 (350)	1
	5,9 (0,4)	-17,15 (0,27)	110 (15)	3462 (150)	
2005cs ^a	8,4 (0,7)	-15,03 (0,17)	118 (15)	1430 (200)	1
	7,1 (1,2)	-14,66 (0,39)	118 (15)	1500 (150)	
2006bp	20,7 (1,8)	-17,35 (0,20)	90 (20)	4800 (200)	2
	17,5 (0,8)	-16,98 (0,20)	90 (20)	4150 (300)	

^aAz SN 2005cs esetében azt a távolságot használtam, amelyet ennek és az SN 2011dh adatainak kombinálásával kaptunk.

^bForrás: (1) Maguire és mtsai (2010b), (2) Dessart és mtsai (2008).

szupernóva, az SN 2004dj és az SN 2004et esetében mindkét sebesség hasonló távolságot eredményezett. A másik három objektumnál viszont a v_{modell} használatával jelentősen nagyobb távolságokat kaptunk, mint a v_{Fe} -vel. Az SN 1999em és SN 2005cs esetében végeztek korábban távolságmérést SEAM-mal, illetve NLTE modellek felhasználásával. Az ezekkel kapott eredményekkel mindkét SN esetében a v_{modell} -l kapott távolságok jó egyezést mutattak, míg v_{Fe} használata jóval kisebb értékekhez vezetett (4.3. és 4.10. táblázat).

A fotoszferikus sebesség meghatározására jelenleg az NLTE modellek létrehozása a legpontosabb módszer (2.2.2. fej.). Azonban ez jelentős számítási kapacitást igényel, ezért ha csupán a sebességhatározás a cél, túlságosan időigényes. A SYNOW modellek illesztésével történő sebességmérés ugyanakkor ezekhez képest $\sim 10\%$ -on belül azonos eredményeket szolgáltat (5.1. ábra). Felhasználása az EPM során pedig olyan távolságokhoz vezet, amelyek jó egyezést mutatnak azokkal, amelyeket a kifinomultabb, ám lassabb módszerek szolgáltatnak.

A távolság ismerete rendkívül fontos ahhoz, hogy meghatározzuk a szupernóvák – és természetesen bármely más csillagászati objektum – fizikai tulajdonságait, és ezen keresztül megértsük a végbemenő folyamatokat. Az SN-k abszolút fényességének ismerete már önmagában sokat elárul természetükről, de felhasználásával – és különböző hidrodinamikai modellek eredményeinek segítségével – más paraméterekre értékére is következtethetünk.

A nebuláris fázisban mért luminozitás (L_{neb}) ismeretében a keletkezett ⁵⁶Ni tömege ki-

számolható például a Hamuy (2003) által felállított összefüggés segítségével:

$$M_{\text{Ni}} = (7,866 \times 10^{-44}) L_{\text{neb}}(t) \exp \left(\frac{(t - t_0)/(1 + z) - 6,1}{111,26} \right), \quad (5.4)$$

ahol 6,1 nap a ^{56}Ni felezési ideje, 111,25 nap a ^{56}Co bomlási állandója.

A luminozítás meghatározásához ideális esetben nagy hullámhossztartományt lefedő mérésekre van szükség, ugyanis az így kapott fluxusok integrálása megadja a bolometrikus fluxus nagyságát, amelyből a távolság ismeretében a luminozitást kiszámolható. Amennyiben ilyen mérések nem állnak rendelkezésünkre, más közelítő módszerekhez is folyamodhatunk. A nebuláris fázisban mért luminozítás kiszámítható a V szűrővel mért magnitúdóból (m_V) a bolometrikus korrekció (BC) ismeretében:

$$\lg L_{\text{neb}} = \frac{-(m_V + BC) + 5 \lg D - 8,14}{2,5} \quad (5.5)$$

A bolometrikus korrekció értékét meg lehet határozni olyan szupernóvák segítségével, amelyekről jó minőségű és időbeli lefedettségű, UV, optikai és NIR szűrővel készült fénygörbék állnak rendelkezésre, így a luminozitásuk pontosan megkapható. Hamuy (2003) az SN 1987A és az SN 1999em ilyen jellegű adatsorának felhasználásával a bolometrikus korrekció értékére $BC = 0,26 \pm 0,6$ magnitúdót kapott, míg Maguire és mtsai (2010b) az SN 1987A, az SN 1999em, az SN 2004et és az SN 2005cs adataiból némileg különböző, $BC = 0,33 \pm 0,06$ magnitúdót határoztak meg. A két eredmény közti eltérést Maguire és mtsai (2010b) azzal magyarázták, hogy a két csoport a szupernóvák bolometrikus luminozitását kissé eltérő módszerrel számolta ki.

Az SN 1999em, 2004dj, 2004et és 2005cs esetében az általam kapott, v_{modell} sebességek felhasználásával meghatározott új távolságok segítségével, a fenti összefüggést alkalmazva kiszámoltam L_{neb} értékét (mindkét csoport BC értékét felhasználtam, és az eredményeket átlagoltam), majd ebből a keletkezett ^{56}Ni tömegét. Az SN 2011dh-ról nem állnak rendelkezésre nebuláris fázisban készült mérések, míg az SN 2006bp-ről csak – meglehetősen pontatlan – szűrő nélküli adatok találhatók meg, így ezeket esetében a nikkeltömeget nem lehetett meghatározni. A kapott eredmények, a korábban, mások által meghatározott értékekkel összevetve az 5.4. táblázatban találhatók.

A Litvinova & Nadezhin (1983) által számolt hidrodinamikai modellek felhasználásával Litvinova & Nadezhin (1985) olyan összefüggéseket állított fel, amelyek segítségével a II-P típusú szupernóvák robbanásának néhány paramétere becsülhető, ha ismerjük a plató fázis időtartamát (t_p) valamint a plató fázis közepén mérhető abszolút fényességet ($M_{V,p}$) és tágulási sebességet (v_p). Az így kiszámolható paraméterek: a robbanás energiája (E_{exp}), a csillag sugara a robbanást megelőzően (R_{ini}) és a ledobódott burok tömege (M_{ej}):

$$\lg E_{\text{exp}} = 0,135 \cdot M_{V,p} + 2,34 \cdot \lg t_p + 3,13 \cdot \lg(v_p/1000) - 4,205 \quad (5.6)$$

$$\lg R_{\text{ini}} = -0,572 \cdot M_{V,p} - 1,07 \cdot \lg t_p - 2,74 \cdot \lg(v_p/1000) - 3,350 \quad (5.7)$$

$$\lg M_{\text{ej}} = 0,234 \cdot M_{V,p} + 2,91 \cdot \lg t_p + 1,96 \cdot \lg(v_p/1000) - 1,829 \quad (5.8)$$

A dolgozatban szereplő öt II-P típusú szupernóva esetében ezeket az összefüggéseket felhasználva kiszámoltam a fenti paramétereket (5.3. táblázat). Ugyanezekre a szupernóvákra, az SN 2006bp kivételével, Maguire és mtsai (2010b) már elvégezte ezeket a számolásokat,

5.4. táblázat. Az öt II-P típusú szupernóva néhány, az (5.4) és (5.6) összefüggések segítségével, az 5.3. táblázat adataiból számolt fizikai tulajdonsága. Hasonlóan, mint a 5.3. táblázatban, minden SN esetében a felső sor az újonnan, v_{modell} sebesség felhasználásával kapott távolságokból számolt értékeket tartalmazza, míg az alsó sor a korábbi munkákban kapottakat mutatja.

SN	E_{exp} (10^{51} erg)	R_{ini} ($R_{\odot}$)	M_{ej} ($M_{\odot}$)	M_{Ni} ($10^{-2} M_{\odot}$)	Forrás ^a
1999em	0,44 (0,27)	907 (400)	11,7 (5,6)	5,8 (1,2)	1,2,3
	0,84 (0,29)	437 (173)	18,0 (7,0)	2,2 – 3,6	
2004dj	0,47 (0,39)	449 (240)	11,9 (6,8)	1,6 (0,4)	1,4,5,6,7
	0,65 (0,30)	277 (107)	16,0 (9,0)	1,3 – 2,3	
2004et	1,19 (0,76)	300 (131)	20,2 (12,8)	4,1 (0,8)	1,8,9,10,11
	0,88 (0,31)	631 (250)	14,0 (6,0)	5,6 – 6,8	
2005cs	0,13 (0,09)	402 (337)	9,7 (5,9)	0,22 (0,07)	1,12,13
	0,17 (0,08)	208 (123)	13,0 (6,0)	0,3 – 0,9	
2006bp	1,43 (0,90)	413 (120)	13,6 (9,0)	–	14
	0,99 (0,50)	379 (130)	12,5 (8,0)	–	

^a Az összehasonlításként feltüntetett adatok forrása: (1) Maguire és mtsai (2010b), (2) Elmhamdi és mtsai (2003), (3) Utrobin (2007), (4) Kotak és mtsai (2005), (5) Chugai és mtsai (2005), (6) Zhang és mtsai (2006), (7) Vinkó és mtsai (2006), (8) Sahu és mtsai (2006), (9) Misra és mtsai (2007), (10) Utrobin & Chugai (2009), (11) Maguire és mtsai (2010b), (12) Takáts & Vinkó (2006), (13) Utrobin & Chugai (2008), (14) az 5.3. táblázat adataiból általam számolt értékek.

más D és v_p értékek felhasználásával (ezek szintén megtalálhatóak az 5.3. táblázatban). Összehasonlításképpen az általuk kapott eredményeket is feltüntettem az 5.4. táblázatban, az általam meghatározott értékek mellett. Az (5.6) - (5.8) egyenletek alkalmazása során a paraméterek kis mértékű megváltoztatása is jelentősen befolyásolja az eredményeket. Ez meg is jelenik az ezekre a szupernóvákra kapott értékek esetében, hiszen az általam kapottak minden esetben jelentősen különböznek a Maguire és mtsai (2010b) által meghatározottaktól. Ugyanakkor meg kell említeni, hogy ezen összefüggések használatakor a hiba mértéke is jelentős.

A szupernóvák távolságának mérése – az egyedi objektumok fizikai tulajdonságainak tanulmányozásán kívül – a kozmológiai modellek teszteléséhez, finomításához is jelentősen hozzájárult és járulhat még hozzá a jövőben is. Ahogy már az 1.3 fejezetben is volt róla szó, az Ia típusú szupernóvák vizsgálata és távolságuk meghatározása vezetett annak bizonyításához, hogy az Univerzum gyorsulva tágul. Ugyanakkor az alkalmazott távolságmérési eljárások tapasztalati tényeken alapulnak, tudásunk ezekről az objektumokról még meglehetősen korlátozott. Ezért a segítségükkel kapott eredmények ellenőrzése és pontosítása

5.7. ábra. A dolgozatban szereplő öt szupernóva (piros) és a Vinkó & Takáts (2007) mintájában szereplő SN-k (kék) EPM-mel kapott távolságának összehasonlítása a galaxisuk vöröseltolódásából meghatározott távolsággal, együtt néhány közeli Ia adatával (szürke). Az alsó ábra a két távolság különbségét mutatja.

más módszerekkel elengedhetetlen.

Mivel az EPM olyan módszer, amelyhez nem szükséges kalibráció, ez az egyik legígéretesebb jelölt az Ia-kkal kapott eredmények független ellenőrzésére. Az 5.7. ábrán látható Hubble-diagramon az EPM-mel kapott távolságokat hasonlítom össze a szupernóvák galaxisának vöröseltolódásából (z) meghatározott távolságokkal. Utóbbiakat a $D = cz/H_0$ összefüggés felhasználásával számoltam ki, ahol c a fénysebesség, $H_0 = 73 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ pedig a Hubble-állandó (Riess és mtsai, 2005). A dolgozatban szereplő öt SN (piros) mellett szerepel Vinkó & Takáts (2007) mintája is (kék). Előbbiek esetében az EPM távolság kiszámításakor v_{modell} , utóbbiaknál v_{Fe} sebességet vettem figyelembe. Az ábrán feltüntettem még néhány kis vöröseltolódású Ia típusú szupernóvát is²⁵, amelyek esetében a referencia távolság szintén a galaxis vöröseltolódásából származik (Wood-Vasey és mtsai, 2007), míg az y tengelyen az MLCS2K2 és a SALT2 módszerek eredményeinek kombinációját tüntettem fel (Davis és mtsai, 2007; Riess és mtsai, 2007). Az 5.7. ábra alsó képén a referencia- és a szupernóvák kapott távolságok különbsége látható. Megfigyelhető, hogy a II-P SN-k EPM-mel meghatározott távolsága nem mutat nagyobb szórást, mint az Ia szupernóvák kapott eredmények. Az EPM tehát már jelenleg is eléggé megbízható, és ahogy a II-P szupernóvákról rendelkezésre álló ismereteink bővülnek, a módszer egyre pontosabbá válik, így a közeljövőben lehetőség lesz arra, hogy egyre nagyobb vöröseltolódású szupernóvákra terjesszük ki alkalmazását.

²⁵Forrás: http://braeburn.pha.jhu.edu/~ariess/R06/Davis07_R07_WV07.dat

Összefoglalás

A szupernóvák kutatása az utóbbi évtizedekben a csillagászat egyik leggyorsabban fejlődő területévé vált. A dedikált felfedezőprogramoknak köszönhetően számuk évről évre nő, ismereteink egyre gyarapodnak, eközben újra és újra találnak olyan objektumot, mely nem illeszkedik egyértelműen a szokásos kategóriákba. Ugyanakkor a régóta ismert típusokkal kapcsolatban is sok a megválaszolatlan kérdés, mind szülőcsillagaik természetéről, mind a robbanás fizikájáról és az utána végbemenő folyamatokról. Dolgozatom első felében áttekintettem a szupernóvák csoportosítását, az egyes típusokról rendelkezésre álló legfontosabb ismereteket, ezek legfőbb fizikai tulajdonságait.

A szupernóvák jelentős szerepe van az extragalaktikus távolságmérésben. Elsősorban az Ia típusúakat használják erre a célra, segítségükkel sikerült bebizonyítani, hogy az Univerzum gyorsulva tágul. Ezért az eredményért a Brian Smith, Adam Riess és Saul Perlmutter megkapták a 2011-es fizikai Nobel-díjat. Ugyanakkor a használt módszerek empirikus korreláción alapulnak, és – ahogy azt Vinkó és mtsai (2012b) is megmutatták – az egyes eljárások nem adnak teljesen konzisztens eredményt.

Az Ia-kon kívül a II-P típusú szupernóvákat is használhatjuk távolságmérésre. Jelenleg két módszer áll rendelkezésre, a táguló fotoszféra módszer (EPM; 2.2. fejezet) és a standard gyertya módszer (SCM; 2.3. fejezet). Az EPM használatához nincs szükség kalibrációra, más módszerektől független távolságot ad. Viszont alkalmazásához minél több, korai, jó minőségű fotometriai és spektroszkópiai adatra van szükség. Az SCM a plató közepén mért fényesség és tágulási sebesség között fennálló empirikus összefüggésen alapul, tehát kalibrálni kell ismert távolságú szupernóvák segítségével. Ugyanakkor használatához kevesebb adatra van szükség, mint az EPM esetében.

Mindkét távolságmérési eljárás használata során fontos a fotoszféra tágulási sebességének minél pontosabb ismerete. Ennek mérésére több módszert is kipróbáltak a korábbi munkákban. A leggyakrabban alkalmazott eljárás bizonyos vonalak abszorpciós minimuma Doppler-eltolódásának mérése. Általában az Fe II 5169 Å vonalát használják erre a célra. Azonban többek között Dessart & Hillier (2005b) megmutatták, hogy az így mért sebesség nem egyezik meg a fotoszféra sebességével, attól való eltérése fázisfüggő, ráadásul szupernóváról szupernóvára is változik. Többen, köztük Poznanski és mtsai (2009) a kereszt-korrelációs technika alkalmazásával próbálkoztak, de ez a módszer a P Cygni vonalprofil esetében meglehetősen pontatlan. Így használata esetleg olyankor lehet indokolt, amikor rossz jel/zaj viszonyú spektrumunk van.

A fotoszferikus sebesség mérésére a legjobb módszer a spektrum NLTE modellezése. Ez azonban nagy számítási kapacitást igényel, így sok spektrum esetében alkalmazása túl időigényes, eddig csak néhány objektum esetében végeztek ilyen számolásokat. A szupernóvák spektrumának modellezésére azonban léteznek sokkal egyszerűbb, LTE közelí-

tést alkalmazó programok is, ilyen például a SYNOW nevű kód. Munkám során az ezzel történő sebességmeghatározást vizsgáltam. Ehhez öt olyan II-P típusú szupernóvát használtam, melyek mindegyikéről nagy mennyiségű, publikus adat állt rendelkezésre, és amelyek többségét korai fázisban fedezték fel. Az öt SN (1999em, 2004dj, 2004et, 2005cs és 2006bp) plató fázisában felvett spektrumait modelleztem a SYNOW-val, és a H β illetve az Fe II 5169 Å vonal illesztésével megmértem a fotoszferikus sebességüket (v_{modell}).

Összehasonlításként más módszerekkel is meghatároztam a sebességeket: megmértem a H β valamint az Fe II 5169 Å vonalak minimumának Doppler-eltolódását ($v_{\text{H}\beta}$ és v_{Fe}), illetve két különböző készletet használva keresztkorreláció alkalmazásával is végeztem sebességmérést (v_{cc}). Ezenkívül három szupernóva (SN 1999em, 2005cs és 2006bp) esetében a Dessart & Hillier (2006) és Dessart és mtsai (2008) által a CMFGEN nevű NLTE modellezőprogrammal kapott v_{nlt} sebességek is rendelkezésre álltak. A különböző módszerekkel kapott sebességek összehasonlítása azt mutatta, hogy a SYNOW-val történő modellezés a v_{nlt} sebességekkel $\sim 10\%$ -on belül egyező eredményeket ad. Ugyanakkor a vonalminimumok helyéből meghatározott és a keresztkorrelációval kapott sebességek jelentős eltéréseket mutatnak v_{modell} -től, amely eltérések fázisfüggők és szupernóvanként különbözőek.

A mérési eredményekre történő görbeillesztéssel megállapítottam azokat az összefüggéseket, amelyek segítségével $v_{\text{H}\beta}$ illetve v_{Fe} értékéből következtetni lehet v_{modell} nagyságára. Mivel azonban a sebességek aránya szupernóvanként eltérő, v_{modell} ilyen módon történő megállapítása jelentős hibával terhelt. Megvizsgáltam a v_{Fe} illetve a v_{modell} sebességek időbeli lefutását is, és meghatároztam az ezeket leíró összefüggéseket. Az EPM alkalmazásához ugyanis egyidejű fotometriai és spektroszkópiai mérésekre van szükség, ám ennek gyakorlati megvalósítása nem mindig lehetséges. Ilyenkor vagy a fényesség-, vagy a sebességgörbe adatait kell interpolálni a másik adatsor időpontjaira. Az megállapított összefüggések az utóbbit teszik lehetővé.

A meghatározott sebességek felhasználásával ezután kiszámítottam a mintában szereplő öt szupernóva távolságát az EPM alkalmazásával. Ezt mind a v_{Fe} , mind a v_{modell} sebességekkel megtettem, így össze tudtam hasonlítani a két sebességgel kapott eredményeket. Az SN 2004dj és az SN 2004et esetében mindkettővel egyforma távolságokat kaptam, míg a másik három szupernóvánál v_{modell} használata nagyobb távolságokat eredményezett, mint v_{Fe} figyelembevétele. A távolságokat a korábban, mások által meghatározott értékekkel is összehasonlítottam. A v_{modell} -el kapott távolságok jó egyezést mutattak azokkal az eredményekkel, amelyeket pl. SEAM-mal, vagy az EPM CMFGEN modellek felhasználásával történő alkalmazása során kaptak, illetve az SN 1999em esetében a galaxisban található ceheidák segítségével kapott távolsággal.

A SYNOW-val történő spektrummodellezést és sebességmérést elvégeztem egy újabb, IIb típusú SN esetében is. Az SN 2011dh az M51 jelű galaxisban bukkant fel, ugyanabban, mint korábban az SN 2005cs. Mindkét szupernóvát rendkívül korai fázisban fedezték fel, ezért robbanásuk időpontját nagyon pontosan meg lehetett határozni. Így lehetségessé vált a két szupernóva adatainak kombinálása, és – a v_{modell} sebességek felhasználásával – távolságuk együttes meghatározása (Vinkó és mtsai, 2012a).

A távolságok ismerete fontos a szupernóvák fizikai tulajdonságának megméréséhez. Az öt II-P típusú SN esetében a meghatározott távolságok segítségével kiszámoltam a robbanás során keletkezett ^{56}Ni tömegét, a robbanás energiáját, a ledobódott burok tömegét és a szülőcsillag robbanás előtti sugarának nagyságát. Ezeknek az értékét aztán összeha-

sonlítottam mások által, korábban kapott értékekkel.

Az öt szupernóva EPM-mel meghatározott távolságát a Hubble-diagramon is ábrázoltam, együtt más II-P és Ia típusú SN-k adataival. Az EPM eredményei nem mutatnak nagyobb eltérést a galaxisok vöröseltolódásából számolt távolságoktól, mint az Ia SN-k adatai, ami jelzi, hogy a módszer elég megbízható távolságot szolgáltat. Ezért a jövőben az EPM kiterjesztése távolabbi SN-kre ígéretes lehetőség az Ia-kal kapott eredmények független ellenőrzésére

Summary

In the last decades supernova research has become one of the most dynamically developing fields of astronomy. Surveys dedicated to find new transients lead to the discovery of more and more SNe every year, some of which does not fit into any of the known categories. In the meantime many open questions exist about the classic types, too, about the nature of their progenitors, and the ongoing physical processes during and after the explosion. In the first half of my dissertation I review the classification of SNe, and describe the most important properties of each type.

Supernovae play an important role in measuring extragalactic distances. Mainly type Ia SNe are used for this purpose. They were used to prove that the expansion of the Universe is accelerating. For this result, the Nobel-prize was awarded to Brian Smith, Adam Riess and Saul Perlmutter in 2011. However, the applied methods are based on empirical correlations and – as it was shown by Vinkó et al. (2012b) – the absolute distances provided by different methods still suffer from systematic errors at the 10-15% level, so there is place for improvement.

Type II-P SNe can also be used for distance measurement. There are two possible techniques: the expanding photosphere method (EPM, Sec. 2.2) and the standardized candle method (SCM, Sec. 2.3). The usage of EPM requires photometric and spectroscopic monitoring throughout the plateau phase, starting at a very early phase. The advantage of EPM is that it does not need calibration using objects with known distances, it provides independent distances. SCM requires less input data than EPM, but it is based on an empirical correlation between the luminosity and the expansion velocity in the middle of the plateau phase, thus external calibration is necessary.

Both methods rely on the precise measurement of the expansion velocity. Determining its value is not trivial. The usual approach is to measure the Doppler shift of the absorption minima of certain lines, mostly the Fe II 5169 Å or the H β (v_{abs}). Among others, Dessart & Hillier (2005b) showed, that v_{abs} either over- or underestimates the photospheric velocity, and the difference is phase-dependent. Several authors (e.g. Poznanski et al., 2009) proposed the application of the cross-correlation technique. However, this method is not entirely applicable in case of spectra with P Cyg line profiles, its usage can be justified for low S/N spectra, but the results will be heavily biased.

Building full NLTE models of the observed spectra and adopting its theoretical photospheric velocity is probably the most self-consistent technique so far. This method however requires a large amount of computing power, so its application for a great number of spectra is time-consuming and impractical. This approach was used only for a small sample of SNe so far. The basics of this method can be adopted using much simpler, parametrized modeling codes such as SYNOW. During my work I examined the applicability of SYNOW for mea-

suring velocities. I selected five type II-P SNe (1999em, 2004dj, 2004et, 2005cs, 2006bp), that have well-sampled, good quality, publicly available data throughout plateau phase. I created SYNOW models of the spectra of the SNe, and by fitting the wavelength ranges of H β or Fe II 5169 Å lines I determined their expansion velocities (v_{modell}).

In order to compare the different methods, I also determined the velocities with other techniques. I measured the Doppler shift of the absorption minima of H β and Fe II 5169 Å ($v_{\text{H}\beta}$ and v_{Fe}). Cross-correlation of the spectra with two separate template sets provided the v_{cc} values. In the case of three SNe (1999em, 2005cs and 2006bp) Dessart & Hillier (2006) and Dessart et al. (2008) created NLTE models of the spectra using the CMFGEN code, and determined the photospheric velocities (v_{nltc}). Modeling with SYNOW gives velocities that agree with v_{nltc} within 10%. The values v_{abs} and v_{cc} differ from v_{modell} and this difference is phase-dependent and changes from one SN to the other.

Correlations were determined between v_{modell} and v_{abs} . Since their ratio is different for each SN, calculating v_{modell} based on these equations can lead to significant errors. I also examined the temporal evolution of v_{Fe} and v_{modell} . EPM requires contemporaneous photometric and spectroscopic data, but in most cases it is hard to achieve. A possible solution is the interpolation of either the velocity- or the light curve. The determined equations make the previous option possible.

Applying EPM, I calculated the distances of the five SNe using both v_{modell} and v_{Fe} and then I compared the results. For SNe 2004dj and 2004et both velocities led to the same results, while in the case of the other three SNe, the usage of v_{modell} provided significantly longer distances. I also compared these results to distances from previous works. The v_{modell} distances are in good agreement with those obtained using SEAM or EPM with the help of CMFGEN spectrum models, and in the case of SN 1999em, with the cepheid distance of the host galaxy.

SYNOW modeling and velocity measurement was also applied in the case of a type IIb supernova. SN 2011dh appeared in M51, the same galaxy that hosted SN 2005cs. Both SNe were discovered at very early phase, and in both cases the epoch of explosion was determined precisely, which made it possible to combine the data of the two objects and calculate the distance (Vinkó et al., 2012a).

In order to determine the physical parameters of SNe, the knowledge of their distances is crucial. I calculated the ^{56}Ni mass, the explosion energy, the ejecta mass and the initial radius of the five type II-P SNe, using the distances calculated with v_{modell} , then I compared these values with the those from previous works.

I plotted the EPM distances of the five SNe on a Hubble-diagram together with other type II and Ia SNe. The results with EPM do not show higher scatter than those from Ia SNe, EPM provides consistent and reliable distances. In the future, extending the usage of EPM to higher redshifts can be a useful tool to test the distances of Ia SNe independently.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom témavezetőmnek, Dr. Vinkó Józsefnek az évek során nyújtott segítségéért, útmutatásáért, türelméért és rengeteg munkájáért. Szeretnék köszönetet mondani Dr. Szabados Lászlónak a dolgozat átnézésért és hasznos javaslataiért. Köszönöm Szakáts Róbertnek és Szűcs Lászlónak az általuk nyújtott technikai segítséget.

Köszönet illeti az SZTE csillagász munkatársait és az SZTE Optikai és Kvantumelektromikai Tanszék vezetését és munkatársait a munkámhoz szükséges körülmények megteremtéséért.

Szeretném megköszönni családom minden tagjának a rengeteg támogatást és segítséget.

Kutatásaimhoz a következő pénzügyi támogatók nyújtottak segítséget: OTKA T042509 és K76816, Magyar Állami Eötvös Ösztöndíj, TÁMOP 4.2.2/B-10/1-2010-0012

Táblázatok jegyzéke

1.1. Történelmi szupernóvák pozíciója, legvalószínűbb típusa és a maradványuk neve.	6
2.1. A szintetikus magnitúdó meghatározásához használt összefüggésben (2.12. egyenlet) szereplő koeficiensok (Hamuy, 2001).	26
2.2. Eastman és mtsai (1996) (E96) és Dessart & Hillier (2005b) (D05) modellszámításai alapján kapott, a (2.16) egyenletben szereplő $a_{S,j}$ koeficiensok értékei különböző szűrőkombinációk esetén.	30
4.1. Az itt szereplő szupernóvák fizikai paramétereinek összefoglalása.	46
4.2. Az SN 1999em különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.	48
4.3. Az SN 1999em és galaxisának, az NGC 1637-nek a különböző módszerekkel meghatározott távolsága.	52
4.4. Az SN 2004dj különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.	53
4.5. Az SN 2004dj és galaxisának, az NGC 2403-nak a különböző módszerekkel meghatározott távolsága.	54
4.6. Az SN 2004et különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.	57
4.7. Az SN 2004et és galaxisának, az NGC 6946-nak a különböző módszerekkel meghatározott távolsága.	58
4.8. Az SN 2005cs különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.	62
4.9. Az SCM kalibrációja során meghatározott, a (2.17) és (2.18) egyenletben szereplő Hamuy (2005) által meghatározott, illetve az általunk, SN 2005cs adatainak felhasználásával kapott értékei. Az utolsó oszlop az SN 2005cs ezen konstansok segítségével számolt távolságát mutatják.	66
4.10. Az M51 különböző módszerekkel kapott távolsága.	67
4.11. Az SN 2006bp különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.	69
4.12. Az SN 2006bp és galaxisa, az NGC 3953 különböző módszerekkel kapott távolsága.	69
4.13. Az SN 2011dh különböző módszerekkel kapott tágulási sebessége.	74
5.1. Az (5.1) egyenlet illesztése során kapott a_j koeficiensok mind $v_{H\beta}$, mind v_{Fe} esetében.	82
5.2. Az öt, II-P típusú szupernóva EPM-mel meghatározott távolsága a v_{modell} valamint a v_{Fe} sebességek felhasználásával.	84

5.3.	A vizsgált II-P típusú szupernóvák távolsága (D), a plató fázis időbeli hossza (t_p), valamint a V szűrős abszolút magnitúdó ($M_{V,p}$) és tágulási sebesség (v_p) a plató közepén. Mindegyik SN esetében a felső sor az általam kapott értékeket mutatja, míg az alsó sorban mások eredményei ^b láthatók.	85
5.4.	Az öt II-P típusú szupernóva néhány, az (5.4) és (5.6) összefüggések segítségével, az 5.3. táblázat adataiból számolt fizikai tulajdonsága. Hasonlóan, mint a 5.3. táblázatban, minden SN esetében a felső sor az újonnan, v_{modell} sebesség felhasználásával kapott távolságokból számolt értékeket tartalmazza, míg az alsó sor a korábbi munkákban kapottakat mutatja.	87
A.1.	Az SN 1999em spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paraméterei.	108
A.2.	Az SN 2004dj spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paraméterei.	109
A.3.	Az SN 2004et spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paraméterei.	110
A.4.	Az SN 2005cs spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paraméterei.	111
A.5.	Az SN 2006bp spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paraméterei.	112
A.6.	Az SN 2011dh spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paraméterei.	113

Ábrák jegyzéke

1.1.	Különböző hullámhossztartományban készült képek az SN 185 (balra fent), SN 1054 (balra lent), SN 1064 (jobbra fent), SN 1572 (jobbra lent) és SN 1987A (középen) maradványáról. (Forrás: NASA/ESA)	6
1.2.	Szupernóvák alapvető csoportosítása a spektrumban található atomok/ionok és a fénygörbe alapján.	7
1.3.	Példák a különböző típusú SN-k spektrumára. Ia – SN 2011fe (Vinkó és mtsai, 2012b), Ic – SN 2007gr (Valenti és mtsai, 2008b), Ib – 2009jf (Valenti és mtsai, 2011), Iib – SN2011dh (Vinkó és mtsai, 2012a), II-P – SN 1999em (Leonard és mtsai, 2002), IIn – SN 2010jl (Zhang és mtsai, 2012).	8
1.4.	A különböző alcsoportba tartozó megfigyelt SN-k gyakorisága (Li és mtsai cikkének 9. ábrája). A bal szélén lévő ábra azt mutatja, hogy a teljes mintából mennyi SN tartozik a három fő típus egyikébe. A másik három ábra a fő csoportok (Ia, Ib/c, II) altípusainak eloszlását mutatja.	10
1.5.	A különböző SN-k B szűrős fénygörbéjének vázlatos összehasonlítása (Forrás: Filippenko, 1997).	12
1.6.	A nagy tömegű csillagok hagymahéjszerű belső szerkezete életük végén- (Forrás: Carroll & Ostlie, 1996)	14
1.7.	A különböző típusú SN-k spektruma és a CC SN-k belső szerkezete (Forrás: Modjaz, 2011)	16
1.8.	Szupernóvák szülőcsillagainak archív HST-képek alapján megállapított tömege (Smartt, 2009).	17
1.9.	A II-P típusú szupernóvák abszolút fényessége meglehetősen nagy szórást mutat. Az ábrán több ilyen típusú SN luminozitásának időbeli lefutása látható. (Forrás: Pastorello és mtsai, 2009)	18
1.10.	A II-P (piros), II-L (szürke) és Iib (zöld) típusú SN-k fénygörbéi (Arcavi és mtsai, 2012), melyek jól elkülöníthető csoportokba rendeződnek.	19
2.1.	Mind Riess és mtsai (jobbra), mind Perlmutter és mtsai eredményei (balra) arra utalnak, hogy az Univerzum gyorsulva tágul ⁸	21
2.2.	A P Cygni vonalprofil létrejöttének vázlatos szemléltetése	27
2.3.	A II-P SN-kra korai fázisban (bal felső kép) és a plató közepére (jobb felső kép) jellemző modellspektrum. Az alsó ábrákon a kapott CCF látható, melyeken a szaggatott vonal a keresztkorreláltatott két spektrum közti valódi, Δv_{fot} sebességkülönbség helyét jelöli, míg a nyíl a CCF maximumának helyét mutatja (Takáts & Vinkó, 2012).	28

2.4.	A Eastman és mtsai (1996) (fekete) és a Dessart & Hillier (2005b) (piros) által számolt ζ korrekciós faktorok összehasonlítása különböző szűrőkombinációk esetén.	31
2.5.	Példa arra, hogy a hőmérséklet meghatározását befolyásolja az, hogy mely szűrőkombinációt használjuk. Az SN 1999em robbanás után 24 nappal észlelt spektrumának (fekete) elkészítettem a modelljét a SYNOW-val (piros, T_{SYNOW}). Az ugyanezen a napon készült <i>BVRI</i> fotometriai mérések segítségével (kék pöttyök) meghatároztam a hőmérsékletet különböző szűrőkombinációk esetén (T_{BVRI} , T_{BV} és T_{VI}).	32
2.6.	A plató közepén mérhető fényesség és tágulási sebesség közti kapcsolat. Látható, hogy a halványabb SN-eket csak az SN 1999br és 2005cs képviseli (Takáts & Vinkó, 2006).	34
3.1.	A Sobolev-közelítésben történő vonalprofilszámítást szemléltető ábra.	40
3.2.	Az SN 1999em észlelt (fekete) és modellezett spektruma (piros) a robbanás után 9 (fent) és 41 nappal (alul). A jobb oldalon kinagyítva látható azoknak a vonalaknak a tartománya ($\text{H}\beta$, fent, Fe II 5169 Å, lent), amelyek segítségével meghatároztam a sebességet.	42
3.3.	A v_{modell} többi paramétertől való függésének vizsgálata a χ^2 minimuma körüli kontúrok segítségével. A v_{modell} értéke egyértelmű korrelációt mutat az optikai mélység változását leíró hatványfüggvény n kitevőjével (bal fenti kép) valamint az Fe II referenciavonalának τ_{ref} optikai mélységével (jobb fent). Nem figyelhető meg viszont egyértelmű korreláció a Ti II (balra lent) és Mg I τ_{ref} -jével (jobbra lent). A piros görbe azt a χ^2 kontúr mutatja, mely 50%-kal nagyobb a minimum értékénél.	43
4.1.	Az SN 1999em sebességének különböző módszerekkel mért értékei.	49
4.2.	Az SN 1999em spektrumai és a rájuk illesztett modellek.	50
4.3.	Az SN 1999em spektrumai és a rájuk illesztett modellek – folytatás.	51
4.4.	Az SN 2004dj sebességének különböző módszerekkel mért értékei.	54
4.5.	Az SN 2004dj spektrumai és a rájuk illesztett modellek.	55
4.6.	Az SN 2004et sebességének különböző módszerekkel mért értékei.	58
4.7.	Az SN 2004et spektrumai és a rájuk illesztett modellek.	59
4.8.	Az SN 2004et spektrumai és a rájuk illesztett modellek – folytatás.	60
4.9.	Az SN 2005cs spektrumai és a rájuk illesztett modellek.	64
4.10.	Az SN 2005cs spektrumai és a rájuk illesztett modellek – folytatás.	65
4.11.	Az SN 2005cs sebességének különböző módszerekkel mért értékei.	66
4.12.	Az SN 2006bp spektrumai és a rájuk illesztett modellek.	70
4.13.	Az SN 2006bp sebességének különböző módszerekkel mért értékei.	71
4.14.	Az SN 2006bp észlelt spektruma (fekete) a robbanás utáni 32. napon, együtt a CMFGEN-el (piros) valamint a SYNOW-val (türkiz) készült modellspektrumokkal. A jobb felső sarokban a 4500 és 5500 Å közötti hullámhossztartomány látható kinagyítva.	71
4.15.	Az SN 2011dh spektrumai és a rájuk illesztett modellek.	74
4.16.	Az SN 2011dh különböző módszerekkel meghatározott tágulási sebessége.	75

5.1.	A SYNOW modellezés során kapott v_{modell} sebességek összehasonlítása a különböző szupernóvák esetében (balra fent). A $v_{\text{modell}}/v_{\text{nlte}}$ arány (jobbra fent), a $v_{\text{Fe}}/v_{\text{modell}}$ (balra lent) és a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ (jobbra lent) arány a fázis függvényében. Az egyes szupernóvákat más-más szimbólumok jelölik: zöld, teli pötty – SN 1999em; kék, üres háromszög – SN 2004dj; piros, csillag – SN 2004et; rózsaszín, teli háromszög – SN 2005cs; fekete, üres kör – SN 2006bp.	78
5.2.	A v_{modell} és v_{abs} valamint a v_{cc} sebességek aránya a robbanás utáni eltelt idő függvényében. A különböző szimbólumok a különböző szupernóvákat jelölik az 5.1. ábrán feltüntetett módon.	79
5.3.	A $v_{\text{Fe}}/v_{\text{modell}}$ (balra) és a $v_{\text{H}\beta}/v_{\text{modell}}$ (jobbra) arány a v_{modell} sebesség függvényében. Az egyes szimbólumok a különböző szupernóvákat jelentik, az 5.1. ábránál leírt módon.	79
5.4.	Fent: v_{modell} sebesség $v_{\text{H}\beta}$ függvényében. A görbék mutatják a Jones és mtsai (2009) által egyrészt Eastman és mtsai (piros pontozott vonal), másrészt Dessart & Hillier (kék szaggatott vonal) modelljei alapján meghatározott polinomokat. Feltüntettem azokat a görbéket is, melyeket a Takáts & Vinkó (2012) cikkben meghatározott sebességekre történt illesztéssel kaptam, egyrészt mind az öt SN felhasználásával (fekete pontozott vonal), másrészt a SN 2004et kihagyásával (fekete folytonos vonal). Lent: az illesztés a v_{Fe} sebességek esetében is elvégeztem, mind az öt SN adataira. Mindkét ábra esetében a szimbólumok a különböző szupernóvákat jelentik, az 5.1. ábrán leírt módon. Az illesztett polinomok koefficiensei az 5.1. táblázatban találhatóak.	81
5.5.	A v_{Fe} és $v_{\text{H}\beta}$ sebességek között fennálló összefüggés. Az üres körök a 40. napnál későbbi adatokat jelentik, míg a teli körök az ennél korábbiakat. Az egyenes illesztését a 40. napnál korábbi adatokra végeztem.	83
5.6.	A v_{Fe} és v_{modell} sebességek időbeli lefutása. A bal oldali ábrán a szaggatott vonal a Nugent és mtsai (2006) által meghatározott görbét mutatja, míg a folytonos görbét az általam vizsgált öt SN adataira végzett illesztés során kaptam (Takáts & Vinkó, 2012). Mind a két féle sebesség esetén az SN 2005cs adatait (rózsaszín háromszögek) kihagytam az illesztésből. Az egyes szimbólumok a különböző szupernóvákat jelentik az 5.1. ábránál leírtak szerint.	84
5.7.	A dolgozatban szereplő öt szupernóva (piros) és a Vinkó & Takáts (2007) mintájában szereplő SN-k (kék) EPM-mel kapott távolságának összehasonlítása a galaxisuk vöröseltolódásából meghatározott távolsággal, együtt néhány közeli Ia adatával (szürke). Az alsó ábra a két távolság különbségét mutatja.	88

Irodalomjegyzék

- [1] Arcavi, I. et al., 2011, ApJL 742, 18
- [2] Arcavi, I. et al., 2012, ApJL 756, 30
- [3] Arnett, W. D., 1980, ApJ 237, 541
- [4] Baade, W., 1938, ApJ 88, 285
- [5] Baade, W. & Zwicky, F. 1934, PNAS 20, 254
- [6] Baron, E. et al., 1995, ApJ 441, 170
- [7] Baron, E. et al., 1996, MNRAS 279, 799
- [8] Baron, E. et al., 2004, ApJL 616, 91
- [9] Baron, E. et al, 2007, ApJ 662, 1148
- [10] Barone-Nugent, R. L. et al., 2012, MNRAS 425, 1007
- [11] Benvenuto, O. G. et al., 2013, ApJ 762, 74
- [12] Bersten, M. C. & Hamuy, M., 2009, ApJ 701, 200
- [13] Bersten, M. C. et al., 2012, ApJ 757, 31
- [14] Blondin, S. & Tonry, J. L., 2007, ApJ 666, 1024
- [15] Branch, D., Baron, E. A., Jeffery, D. J., 2003, in Supernovae and Gamma-Ray Bursters. Ed. by K. Weiler., Lecture Notes in Physics, vol. 598, p. 47.
- [16] Carroll, B. W. & Ostlie, D. A., 1996, An Introduction to Modern Astrophysics, Addison–Wesley
- [17] Chatzopoulos, E. et al., 2012, ApJ 746, 121
- [18] Chugai, N. N. et al., 2005, AstL 31, 792
- [19] Ciardullo, R. et al., 2002, ApJ 577, 31
- [20] Crockett, R. M. et al., 2011, MNRAS 410, 2767

- [21] Davis, T. M. et al., 2007, ApJ 666, 716
- [22] Dessart, L. & Hillier, D. J., 2005a, A&A 437, 667
- [23] Dessart, L. & Hillier, D. J., 2005b, A&A 439, 671
- [24] Dessart, L. & Hillier, D. J., 2006, A&A 447, 691
- [25] Dessart, L. et al., 2008, ApJ 675, 644
- [26] Dopita, M. A., 1988, SSRv 46, 225
- [27] Eastman, R. G. et al., 1996, ApJ 466, 911
- [28] Eldridge, J. J. et al., 2007, MNRAS 376, L52
- [29] Elmhamdi, A. et al., 2003, MNRAS 338, 939
- [30] Filippenko, A. V., 1997, ARA&A 35, 309
- [31] Filippenko, A. V. et al., 1993, ApJL 415, 103
- [32] Fisher, A., 1999, PhD thesis, University of Oklahoma
- [33] Folatelli G. et al., 2010, ApJ, 139, 120
- [34] Freedman, W. L. et al., 2001, ApJ 553, 47
- [35] Fraser, M. et al., 2011, MNRAS 417, 1417
- [36] Fraser, M. et al., 2012, ApJL 759, 13
- [37] Galama, T. J. et al., 1998, Nature 395, 670
- [38] Gal-Yam, A., 2012, Science 337, 927
- [39] Georgiev, Ts. V. et al. 1990, P. Astron. Zh. 16, 979
- [40] Green, D. A. & Stephenson, F. R. 2003, Supernovae and Gamma-Ray Bursters. Edited by K. Weiler., Lecture Notes in Physics, vol. 598, p.7.
- [41] Griga, T. et al., 2011, Central Bureau Electronic Telegrams, 2736, 1
- [42] Guy J. et al., 2007, A&A 466, 11
- [43] Hamuy, M., 2001, PhD-thesis, Univ. of Arizona
- [44] Hamuy, M. et al., 2001, ApJ 558, 615
- [45] Hamuy, M. & Pinto, P. A. 2002, ApJL 566, 63
- [46] Hamuy, M. 2003, ApJ, 582, 905

- [47] Hamuy, M., 2005, in Marciade J. M., Weiler K. W., eds, Proc. IAU Coll. 194, Cosmic Explosions. On the 100th Anniversary of SN 1993J. Springer-Verlag, Berlin, p. 535
- [48] Hatano, K. et al., 1999, ApJS 121, 233
- [49] Hauschildt, P. H. & Baron, E. 1999, JCoAM 109, 41
- [50] Herrmann, K. A. et al., 2008, ApJ 683, 630
- [51] Hjorth, J. et al., 2003, Nature 423, 847
- [52] Hoyle, F. & Fowler, W. A., 1960, ApJ, 132, 565
- [53] Iben, Jr., I., & Tutukov, A. V. 1984, ApJS, 54, 335
- [54] Immler, S. et al., 2007, ApJ 664, 435
- [55] Iwamoto, K. et al., 1994, ApJ 437, 115
- [56] Iwamoto, K. et al., 2000, ApJ 534, 660
- [57] Jha, S. et al., 2007, ApJ 659, 122
- [58] Jones, M. I. et al., 2009, ApJ 696, 1176
- [59] Kasen, D. et al., 2002, ApJ 565, 380
- [60] Kattner S. et al., 2012, PASP 124, 127
- [61] Kessler, R. et al., 2009, ApJS, 185, 32
- [62] Kirshner, R. P. & Kwan, J. 1974, ApJ 193, 27
- [63] Kloehr, W. et al., 2005, IAU Circ. 8553, 1
- [64] Kotak, R. et al., 2005, ApJ 628, L123
- [65] Krause, O. et al. 2008a, Science 320, 1195
- [66] Krause, O. et al. 2008b, Nature 456, 617
- [67] Krisciunas K. et al., 2004, ApJL 602, 81
- [68] Leonard, D. C., et al., 2001, ApJ 553, 861
- [69] Leonard, D. C. et al., 2002, PASP 114, 35
- [70] Leonard, D. C. et al., 2003, ApJ 594, 247
- [71] Leonard, D. C. et al., 2006, Nature 440, 505
- [72] Li W. D., 1999, IAU Circ., 7294, 1
- [73] Li, W. et al., 2005, PASP, 117, 121

- [74] Li, W. et al., 2006, ApJ 641, 1060
- [75] Li, W. et al., 2011a, MNRAS 412, 1441
- [76] Li, W. et al., 2011b, Nature 480, 348
- [77] Litvinova, I. Y. & Nadezhin, D. K., 1983, Ap&SS 89, 89
- [78] Litvinova, I. Y. & Nadezhin, D. K., 1985, SvAL 11, 145
- [79] Maeda, K., 2012, ApJ 758, 81
- [80] Maguire, K. et al., 2010a, MNRAS 403, L11
- [81] Maguire, K. et al., 2010b, MNRAS 404, 981
- [82] Maíz-Apellániz, J. et al., 2004, ApJ 615, L113
- [83] Malesani, D. et al., 2004, ApJ 609, 5
- [84] Maund, J. R. et al., 2005, MNRAS 364, L33
- [85] Maund, J. R. et al., 2011, ApJL 739, 37
- [86] Mazzali, P. A. et al., 2002, ApJL 572, 61
- [87] Mazzali, P. A. et al., 2006, Nature 442, 1018
- [88] Mazzali, P. A. et al., 2007, in Supernova 1987A: 20 Years After: Supernovae and Gamma-Ray Bursters, AIP Conference Proceedings, Volume 937, p. 443
- [89] Meikle W. P. S., 2000, MNRAS, 314, 782
- [90] Meikle, W. P. S. et al., 2011, ApJ 732, 109
- [91] Misra, K. et al., 2007, MNRAS 381, 280
- [92] Mitchell, R. C. et al., 2002, ApJ 574, 293
- [93] Modjaz, M., 2011, AN 332, 434
- [94] Munari, U. & Zwitter, T. 1997 A&A 318, 269
- [95] Murphy, J. W. et al., 2011 ApJL 742, 4
- [96] Nadyozhin, D. K., 2003, MNRAS 346, 97
- [97] Nakano S. & Itagaki K., 2006, IAU Circ. 8700, 4
- [98] Nakano, S. et al., 2004, IAU Circ. 8377, 1
- [99] Nomoto, K. I. et al., 1995, PhR 256, 173

- [100] Nomoto, K. I. et al., 2007, in *Supernova 1987A: 20 Years After: Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, AIP Conference Proceedings, Volume 937, p. 412
- [101] Nugent, P. et al., 2006, *ApJ* 645, 841
- [102] Nugent, P. et al., 2011, *Nature* 480, 344
- [103] Olivares E. F. et al., 2010 *ApJ* 715, 833
- [104] Pastorello, A. et al., 2006, *MNRAS* 370, 1752
- [105] Pastorello, A. et al., 2009, *MNRAS* 394, 2266
- [106] Pastorello, A. et al., 2012, *A&A* 537, 141
- [107] Perlmutter, S. et al., 1999, *ApJ* 517, 565
- [108] Phillips, M. M., 1993, *ApJL* 413, 105
- [109] Poznanski, D. et al., 2009, *ApJ* 694, 1067
- [110] Poznanski, D. et al., 2010, *ApJ* 721, 956
- [111] Poznanski, D. et al., 2011 *MNRAS* 415, L81
- [112] Poznanski, D. et al., 2012, *MNRAS* 426, 1465
- [113] Quimby R. M. et al., 2006, *CBET* 471, 1
- [114] Quimby, R. M. et al., 2007, *ApJ* 666, 1093
- [115] Riess, A. G. et al., 1996, *ApJ*, 473, 88
- [116] Riess, A. G. et al., 1998, *AJ* 116, 1009
- [117] Riess, A. G. et al., 2005, *ApJ* 627, 579
- [118] Riess, A. G. et al., 2007, *ApJ* 659, 98
- [119] Roy, R. et al., 2011, *ApJ* 736, 76
- [120] Russell, D. G., 2002, *ApJ* 565, 681
- [121] Sahu, D. K. et al., 2006, *MNRAS* 372, 1315
- [122] Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P., 2011, *ApJ* 737, 103
- [123] Schlegel, E. M. 1990, *MNRAS* 244, 269
- [124] Schmidt, B. P. et al., 1994a, *AJ* 107, 1444
- [125] Schmidt, B. P. et al., 1994b, *ApJ* 432, 42
- [126] Smartt, S. J. et al., 2002, *ApJ* 565, 1089

- [127] Smartt, S. J., 2009, ARA&A 47, 63
- [128] Smartt, S. J. et al. 2009, MNRAS 395, 1409
- [129] Soderberg, A. M. et al., 2012, ApJ 752, 78
- [130] Springob, C. M. et al., 2009 ApJS 182, 474
- [131] Starling, R. L. C. et al., 2011, MNRAS 411, 2792
- [132] Szalai, T. et al., 2011, A&A 527, 61
- [133] Szalai, T., 2011, Fizikai Szemle 2011/11. 377. o.
- [134] Takáts, K. & Vinkó, J., 2006, MNRAS 372, 1735
- [135] Takáts, K. & Vinkó, J., 2012, MNRAS, 419, 2783
- [136] Thomas, R. C. et al., 2011, PASP 123, 237
- [137] Tonry, J. L. et al., 2001, ApJ 546, 681
- [138] Tully, R. B. & Fisher, J. R., 1977, A&A 54, 661
- [139] Tully, R. B. 1988, Nearby Galaxy Catalog
- [140] Turatto, M. et al., 1998, ApJL 498, 129
- [141] Turatto, M., Benetti, S. & Cappellaro, E., 2003, in From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae, ed. W. Hillebrandt & B. Leibundgut, p200, Springer Berlin, Heidelberg
- [142] Tsvetkov, D. Yu. et al., 2006, A&A 460, 769
- [143] Tsvetkov, D. Yu. et al., 2008, PZ 28, 8
- [144] Tsvetkov, D. Yu. et al., 2012, PZ 32, 6
- [145] Utrobin, V. P., 1993, A&A 270, 249
- [146] Utrobin, V. P., 2005, AstL 31, 806
- [147] Utrobin, V. P., 2007, A&A 461, 233
- [148] Utrobin, V. P. & Chugai, N. N., 2008, A&A 491, 507
- [149] Utrobin, V. P. & Chugai, N. N., 2009, A&A 506, 829
- [150] Valenti, S. et al., 2008a, MNRAS 383, 1485
- [151] Valenti, S. et al., 2008b, ApJL 673, 155
- [152] Valenti, S. et al., 2011, MNRAS 416, 3138

- [153] Van Dyk, S. D. et al., 2011, ApJL 741, 28
- [154] Van Dyk, S. D. et al., 2012, ApJ 756, 131
- [155] Vinkó, J. et al., 2006, MNRAS, 369, 1780
- [156] Vinkó, J., Takáts, K., 2007, in Supernova 1987A: 20 Years After: Supernovae and Gamma Ray Bursters, AIP Conference Proceedings, Volume 937, p. 394
- [157] Vinkó, J. et al., 2009, ApJ, 695, 619
- [158] Vinkó, J. et al., 2012a, A&A 540, 93
- [159] Vinkó, J. et al., 2012b, A&A 546, 12
- [160] Wang, X. et al., 2005, ApJ 626, L89
- [161] Wang, L. & Wheeler, J. C., 2008, ARA&A 46, 433
- [162] Webbink, R. F., 1984, ApJ, 277, 355
- [163] Whelan, J., & Iben, I., 1973, ApJ, 186, 1007
- [164] Willick, J. A. et al., 1997, ApJS 109, 333
- [165] Wood-Vasey, W. M. et al., 2007, ApJ 666, 694
- [166] Woosley, S. E., 1988, ApJ 330, 218
- [167] Yamaoka, H. et al., 2004, IAU Circ. 8413, 2
- [168] Zhang, T. et al., 2006, AJ 131, 2245
- [169] Zhang, T. et al., 2012, AJ 144, 131
- [170] Zwitter, T. et al., 2004, IAU Circ. 8413, 1

A. Melléklet

A SYNOW modellek legfontosabb paramétere

Az alábbi táblázatokban a szupernóva-spektrumok modellezése során meghatározott legfontosabb paraméterek értékeit foglalom össze. Megtalálhatóak a modellezés során felhasznált atomok és ionok referenciavonalának optikai mélysége (τ_{ref}), annak a hatványfüggvénynek a kitevője, mely leírja az optikai mélység változását az atmoszférában a sugár függvényében (n), a feketetest-sugárzás hőmérséklete (T_{bb}), valamint a megállapított fotoszferikus sebesség (v_{modell}).

A.1. táblázat. Az SN 1999em spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paramétereit.

SN 1999em														
Fázis (nap)	JD–2.451.000 (nap)	H I	He I	Na I	Si I	τ_{ref}		Sc II	Ti II	Fe II	Ba II	n	T_{bb} (kK)	v_{modell} (kms ^{–1})
4,79 ^a	481,79	2,80	0,25									3,0	14,2	11050
5,84 ^b	482,84	3,50	0,20									3,0	12,0	10900
6,84 ^b	483,84	4,90	0,40									3,0	11,0	9950
7,64 ^a	484,64	6,30	0,35									3,0	9,5	8900
8,67 ^a	485,67	7,30	0,20									3,5	13,6	8850
12,84 ^b	489,84	15,80	0,10									5,5	10,0	8550
14,14 ^b	491,14	21,10		0,20						0,30		5,0	11,0	7350
14,67 ^a	491,67	26,15	0,05	0,10			2,20			0,80	0,35	6,5	11,5	8150
15,14 ^a	492,14	20,20		0,10		0,25				0,70		4,5	10,4	7650
19,67 ^a	496,67	42,05		0,10			16,0	0,05	0,30	0,95	0,40	5,0	9,0	6750
24,66 ^a	501,66	113,50		0,55			131,9	0,25	2,10	1,85		8,0	8,3	6150
24,84 ^b	501,84	81,00		0,35			17,6	0,15	1,10	1,60	0,40	7,0	8,3	6150
27,84 ^b	504,84	73,95		0,40				0,30	1,80	2,25	0,20	6,0	8,2	5000
29,84 ^b	506,84	65,00		0,45				0,15	1,65	4,10		6,0	7,0	4650
33,84 ^b	510,84	42,20		1,10	0,01		95,0	0,05	1,20	2,20		4,5	5,2	4300
37,84 ^b	514,84	39,60		1,00	0,01	0,10		0,15	1,55	2,25		4,5	5,5	3900
41,04 ^b	518,04	57,20	0,20	1,70	0,01	0,35	458,0	0,20	4,05	4,25	0,20	7,0	6,8	3600
47,84 ^b	524,84	23,00		1,85	0,01	0,35	200,0	0,45	2,30	2,20	1,00	3,0	4,5	3200
50,74 ^a	527,74	30,80		2,05	0,01	0,35	90,0	0,65	3,75	3,35		4,5	5,3	3400
51,76 ^a	528,76	36,60		1,95	0,02		212,0	0,20	0,50	2,65	0,25	3,0	6,5	2800
66,76 ^a	543,76	16,80		5,65	0,03	0,40		1,25	7,45	6,45		3,5	5,5	2300
79,84 ^b	556,84	71,50		13,95	0,02	0,65	969,0	2,35	17,95	13,90	4,70	3,5	6,0	1800

A spektrumok forrása:

^a Leonard és mtsai (2002)^b Hamuy és mtsai (2001)

A.2. táblázat. Az SN 2004dj spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paramétereit.

SN 2004dj														
Fázis	JD−2.450.000	τ_{ref}										n	T_{bb}	ν_{modell}
(nap)	(nap)	H I	He I	Na I	Si I	Si II	Ca II	Sc II	Ti II	Fe II	Ba II		(kK)	(kms ^{−1})
47,89	3234,89	81,0		0,70		0,15		0,30	2,85	2,55	0,85	6,0	7,65	3350
50,59	3237,59	88,0		1,10	0,01			0,70	6,15	6,00	1,00	5,5	6,0	2750
52,89	3239,89	68,0		1,05	0,01	0,40		0,40	3,75	3,05	1,00	5,5	8,0	2900
55,89	3242,89	51,0		1,15	0,02	0,20		0,30	2,75	3,70	0,80	4,5	6,2	2650
64,86	3251,86	72,0		1,95	0,01	0,25		0,75	4,25	4,95	0,50	5,5	8,0	2500
65,85	3252,85	63,0		2,05	0,01	0,20		0,50	4,75	5,15	2,00	5,5	6,0	2550
67,86	3254,86	83,0		2,25	0,02	0,30		0,70	5,45	8,55	0,05	5,5	6,8	2400
83,89	3270,89	85,0		7,10	0,01	0,30		1,00	6,30	7,55	1,60	5,5	8,9	2200
94,67	3281,67	145,0		18,45	0,01	0,10		1,00	7,15	8,80	3,55	5,5	9,7	1850
95,87	3282,87	109,0		24,75	0,02	0,30		1,05	9,55	10,20	2,45	6,0	9,4	1850
97,87	3284,87	185,0		34,30	0,06	0,40		1,40	11,70	14,20	3,00	5,0	9,5	1700
99,86	3286,86	120,0		25,0				0,50	9,00	10,0	0,40	4,5	8,5	1700

A.3. táblázat. Az SN 2004et spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paramétereit.

SN 2004et														
Fázis (nap)	JD−2.451.000 (nap)	H I	He I	Na I	Si I	τ_{ref}		Sc II	Ti II	Fe II	Ba II	n	T_{bb} (kK)	v_{modell} (kms ^{−1})
11,10 ^a	281,60	3,75	0,20									4,5	80,0	9700
12,30 ^a	282,80	4,05	0,20									3,0	19,0	8900
13,00 ^a	283,50	6,40	0,20									5,0	52,0	9100
14,40 ^a	284,90	8,00		0,30								4,0	9,5	9200
15,00 ^a	285,50	7,25	0,15									5,0	43,0	8800
16,40 ^a	286,90	14,45	0,25									4,0	9,0	8400
24,60 ^b	295,10	10,0		0,10			4,00			0,85	0,20	3,0	11,0	7300
30,60 ^b	301,10	21,0		0,10		0,40	74,4		0,15	1,20		4,5	7,9	6050
35,50 ^b	306,00	41,0	0,10	0,05			97,0		0,85	2,15	0,05	5,5	7,4	5500
38,60 ^b	309,10	47,0		0,25	0,01		98,0	0,15	1,45	2,80	0,05	4,0	7,2	5100
40,70 ^b	311,20	36,0		0,15		0,05	95,8	0,25	0,75	2,05	0,30	3,5	6,8	4600
50,50 ^b	321,00	40,0		0,65			324,0	0,25	1,25	2,35	0,70	3,0	5,4	3750
54,00 ^c	324,50	81,7		0,90	0,01	0,75	32,7	0,55	4,60	3,55		6,0	7,6	4050
55,60 ^b	326,10	45,0		0,95	0,01		45,0	0,45	3,05	5,05	0,45	3,5	6,8	3600
55,76 ^c	326,26	58,8		1,20	0,02		25,0	0,20	2,90	2,50		4,0	7,3	3900
63,50 ^b	334,00	31,0		1,15			81,0	0,25	2,0	3,60		2,5	5,0	3200
73,60 ^b	344,10	79,0		2,30			100,0	0,60	2,75	5,05	1,10	3,0	4,8	2600
79,73 ^c	350,23	79,9		4,90			30,0	1,20	11,9	6,80		4,5	7,1	2600
84,79 ^c	355,29	142,0		7,35	0,01	0,50	10,0	0,65	9,15	5,45		3,5	6,2	2400
86,50 ^b	357,00	223,0		3,15		0,10	515,0	0,70	7,90	13,1		4,0	5,2	2250
98,60 ^b	369,10	72,25		6,05			50,0	0,80	3,10	4,70	1,10	2,5	4,5	1900
103,70 ^c	374,20	219,0		32,05			80,0	2,35	37,7	25,3	5,50	4,5	5,5	1800

A spektrumok forrása:

^a Takáts & Vinkó (2012)^b Sahu és mtsai (2006)^c Maguire és mtsai (2010b)

A.4. táblázat. Az SN 2005cs spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paramétereit.

SN 2005cs																	
Fázis	JD-2.453.000													n	T_{bb}	v_{modell}	
(nap)	(nap)	H I	He I	N II	Na I	Mg I	τ_{ref}		Ca II	Sc II	Ti II	Fe II	Ba II		(kK)	(km s ⁻¹)	
3,44	552,44	3,90	0,30	0,10											4,0	15,0	7100
4,41	553,41	7,00	0,40	0,10				0,10							4,5	15,0	6900
5,39	554,39	10,6	0,30	0,10											5,5	13,6	6500
8,43	557,43	15,3	0,20					0,50					0,35	5,0	10,6	5900	
8,84	557,84	9,00	0,30					0,60					0,45	9,5	9,8	5950	
14,36	563,36	81,0	1,50		0,40			0,60	30,0	0,10	0,55	4,25	0,30	8,0	10,2	4150	
14,44	563,44	49,0	1,00		0,25	0,35		0,50	27,0	0,20	0,90	1,30	0,35	7,0	9,8	4600	
17,35	566,35	124,0			0,60	0,70		0,40	80,0	0,05	1,70	2,05		8,0	8,4	4150	
18,42	567,42	168,0			0,90	0,50		0,70	5,00	0,50	1,40	1,50		8,5	9,6	4150	
22,45	571,45	36,0			0,30	1,00		0,40		0,70	1,20	1,05	0,90	8,0	7,5	3550	
34,44	583,44	52,0			5,10	0,40		0,30	800,0	2,30	6,90	9,0	4,0	5,0	6,5	1900	
36,40	585,40	35,0			4,75	0,80		0,30	100,0	1,85	8,85	10,3	1,95	5,0	6,2	1800	
44,40	593,40	23,0			23,9		0,01	0,35	200,0	4,75	25,45	24,1	7,85	5,0	6,2	1350	
61,40	610,40	15,0			119,9		0,04	0,25	800,0	12,35	73,50	54,4	63,40	5,5	5,7	1050	

A.5. táblázat. Az SN 2006bp spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paramétereit.

SN 2006bp														
Fázis	JD–2.451.000	τ_{ref}										n	T_{bb}	v_{modell}
(nap)	(nap)	H I	He I	N II	Na I	Si II	Ca II	Sc II	Ti II	Fe II	Ba II		(kK)	(km s ^{–1})
5,30	840,30	2,15	0,15									4,0	10,2	12050
7,10	842,10	3,20	0,15									3,5	12,0	10750
9,10	844,10	6,05	0,15									4,5	11,7	9600
11,11	846,11	10,35	0,20									5,5	12,7	9550
15,10	850,10	15,65	0,05	0,04	0,20	0,80				0,35		4,5	10,8	8750
20,28	855,28	26,70		0,03	0,20	0,40	23,0	0,08	0,20	1,30		4,5	9,5	8100
24,26	859,26	20,00	0,10	0,01	0,10	0,10	25,0	0,10	0,80	1,50	0,50	5,5	8,5	7050
32,26	867,26	59,70	1,50		0,55		129,0	0,30	1,65	1,75	0,20	6,0	8,0	6150
41,21	876,21	118,6	2,00		1,25		326,0	0,65	3,50	2,60	0,85	7,0	7,2	5050
56,19	891,19	145,1	1,00	4,65			300,0	0,20	6,40	5,35	0,20	6,0	7,2	4050
72,04	907,14	150,1			18,4		165,0	1,90	10,85	6,75	1,45	5,5	7,0	3850

A.6. táblázat. Az SN 2011dh spektrumaira legjobban illeszkedő SYNOW modellek legfontosabb paramétereit.

SN 2011dh										
Fázis	JD–2.455.000	τ_{ref}							n	T_{bb}
(nap)	(nap)	H I	He I	O I	Ca II	Sc II	Ti II	Fe II		(kK)
5,3	718,3	13,8	0,16		100		1,32	0,54	5,0	5,26
10,3	723,3	5,75	0,11		154	0,04	1,55	0,71	5,0	6,96
13,3	726,3	3,63	0,10		47		0,40	0,65	5,0	6,07
16,3	729,3	3,00	0,10	0,03	200		0,15	0,76	5,0	8,04
20,3	733,3	0,83	0,15		148	0,01	0,33	0,18	6,0	7,09
21,3	734,3	4,67	0,13	0,03	0,21	0,03	0,21	1,15	6,0	8,21
28,7	741,7	9,33	0,19		144	0,79	8,7	0,30	6,0	5,53