

Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai Kar

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

## SZAKDOLGOZAT

# Szupernóvák színeképeinek összehasonlító elemzése

Készítette: Fejes Gergő, Fizika BSc szakos hallgató

Témavezető: Dr. Szalai Tamás, tudományos munkatárs

Szeged

2018

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés, célkitűzés</b>	<b>2</b>
<b>2. Elméleti áttekintés</b>	<b>2</b>
2.1. Csillagfejlődés . . . . .	2
2.1.1. Hertzsprung-Russell diagram . . . . .	2
2.1.2. Csillagok keletkezése . . . . .	3
2.1.3. Kis tömegű csillagok fejlődése . . . . .	4
2.1.4. Nagy tömegű csillagok fejlődése . . . . .	5
2.2. Szupernóvák . . . . .	7
2.2.1. Osztályozás . . . . .	7
2.2.2. Szupernóva-spektrumok . . . . .	8
<b>3. Módszerek</b>	<b>9</b>
3.1. Supernova Identification (SNID) . . . . .	9
3.1.1. Spektrumvonalakhoz tartozó elemek meghatározása . . . . .	10
3.2. Spektrumvonalakhoz tartozó sebességek meghatározása . . . . .	11
3.2.1. A program rövid leírása . . . . .	12
3.3. Távolságmeghatározás . . . . .	13
3.3.1. Égitestek fényessége . . . . .	13
3.3.2. Táguló fotoszféra módszer . . . . .	15
<b>4. Eredmények</b>	<b>17</b>
4.1. SN2004et . . . . .	18
4.2. SN2012aw . . . . .	23
4.3. SN2013K . . . . .	25
<b>5. Összefoglaló</b>	<b>29</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>30</b>
<b>Hivatkozások</b>	<b>31</b>

---

# 1. Bevezetés, célkitűzés

A szakdolgozatom során a nyári gyakorlaton, majd a projektmunkán is választott témát folytattam tovább, melyben szupernóvák spektrumainak elemzésén, illetve a robbanást követő időszakban a ledobódó anyag sebességének kiszámításán volt a fő hangsúly. A nyári gyakorlat során megállapítottam, hogy a vizsgált spektrum alapján az egyes robbanások milyen szupernóva-típusba sorolhatóak, ezt követően elemazonosítást végeztem a spektrumokban látszó vonalak alapján. A projektmunka keretein belül kiszámoltam az SN2004et szupernóvában a  $H_\beta$  és Fe II terjedési sebességeit a robbanást követő korai, ún. fotoszférikus fázisban. A szakdolgozat keretein belül a tesztelt módszert két újonnan felfedezett szupernóvára, az SN2012aw-re és SN2013K-ra alkalmaztam, és a táguló fotoszféra módszert alkalmazva megállapítottam az SN2004et és SN2013K távolságát.

## 2. Elméleti áttekintés

Az elméleti áttekintés javarészt a Szegedi Tudományegyetem Asztrofizika elektronikus tananyagából<sup>1</sup>, valamint Szalai (2013), és Takáts (2013) irodalmak feldolgozásával készült.

### 2.1. Csillagfejlődés

#### 2.1.1. Hertzsprung-Russell diagram

A csillagok fejlődését általában az ún. *Hertzsprung-Russell diagramon* (röviden *HRD*) szokás szemléltetni. A diagram úgy áll elő, hogy vízszintes tengelyen a csillagok effektív hőmérsékletét tüntetjük fel, a függőleges tengelyen pedig a luminozitásukat. Effektív hőmérséklet alatt annak az abszolút feketetestnek a hőmérsékletét értjük mely a csillaggal azonos energiát bocsájt ki egységnyi felületen, egységnyi idő alatt. Csillagok luminozitásán az egységnyi idő alatt kisugárzott összes energiát értjük. Alapvetően feltehetjük, hogy a csillagok feketetestként sugároznak, így csillagok luminozitására a következő összefüggést írhatjuk fel:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (1)$$

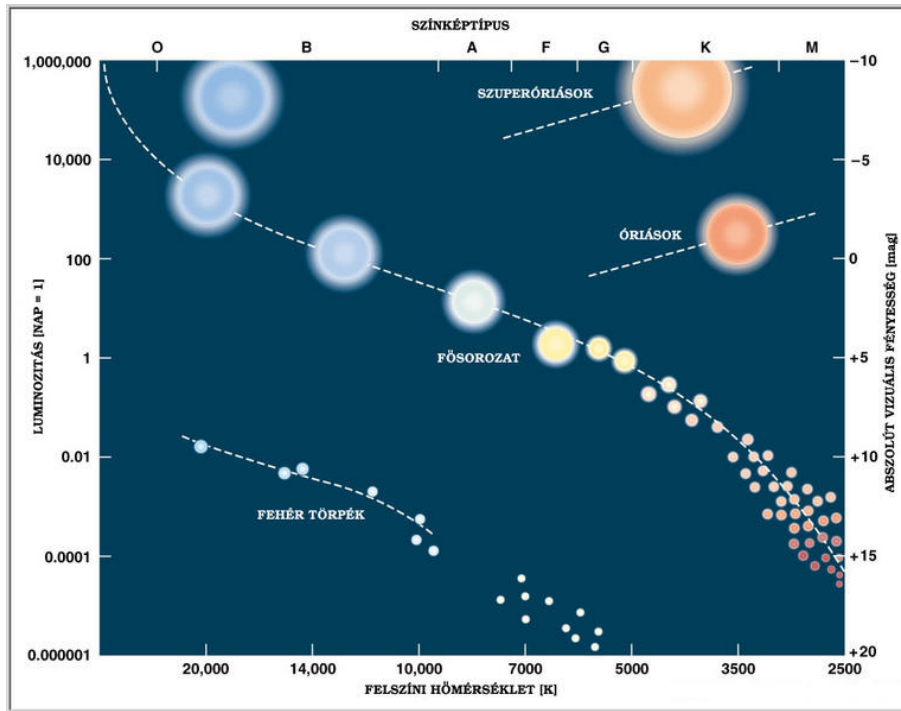
ahol  $R$  a csillag sugara,  $T$  az effektív hőmérséklete,  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 \times K^4}$ , a Stefan-Boltzman állandó.

Miután a Hertzsprung-Russell diagram előáll, jól látható, hogy a csillagok nem véletlenszerűen helyezkednek el a kapott grafikonon, hanem jól elkülöníthető csoportokba rendeződnek.

---

<sup>1</sup><http://astro.u-szeged.hu/oktatas/asztrofizika/html/asztrofizika.html>

Egy ilyen HRD látható a 1. ábrán.



1. ábra. Egy HRD. Jól látszanak az elkülönülő csillagcsoportok. Forrás: astro.u-szeged.hu

### 2.1.2. Csillagok keletkezése

A csillagok ún. interstelláris molekulafelhőkben jönnek létre, gravitációs összehúzódás következtében. A gravitációs összehúzódás (*kollapszus*) akkor következhet be, ha a molekulafelhő egyensúlyi állapota felbomlik, valamilyen külső perturbáció hatására. Ez lehet egy közeli csillag anyagledobódása, vagy akár egy szupernóva-robbanás. Ennek hatására a molekulafelhő egésze vagy csak egy részének gravitációja legyőzi a nyomást, és elkezd összehúzódni. A kritikus tömeget, mely ehhez szükséges, *Jeans-tömegnek* nevezik, és a következőképpen definiálják:

$$M_J = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{5\mathfrak{R}}{\gamma\mu} \right)^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} \rho^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

ahol  $\mathfrak{R}$  az egyetemes gázállandó ( $8,314 \frac{1}{\text{molK}}$ ),  $\gamma$  a gravitációs állandó ( $6,67 \times 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kg s}^2}$ ),  $\mu$  az átlagos molekulásúly,  $T$  a molekulafelhő hőmérséklete,  $\rho$  pedig a sűrűsége.

Ezeknek a molekulafelhőknek a tömege átlagosan eléri a  $10^3 - 10^5 M_{\odot}$ -et, kiterjedésre 10-100 parszek közöttiek, hőmérsékletük pedig 10-50 K-es tartományba esik. A hozzánk legközelebb lévő ismert molekulafelhő az Orion-köd. A csillagok legfontosabb állapothatározója a tömegük, egész életüket és végkimenetelüket is meghatározza. A csillagok tömege és élettartama

között fordított arányosság van: minél nagyobb tömegű egy csillag, annál hamarabb fogja felélni a fúziós készleteit. Pl. egy Nap típusú csillag (sárga törpe) fúziós készletei kb. 10 milliárd évig elegendőek, de egy nála 20-szor nagyobb tömegű csillagnak csak pár millió évig elegendő a belsejében lévő üzemanyag.

### 2.1.3. Kis tömegű csillagok fejlődése

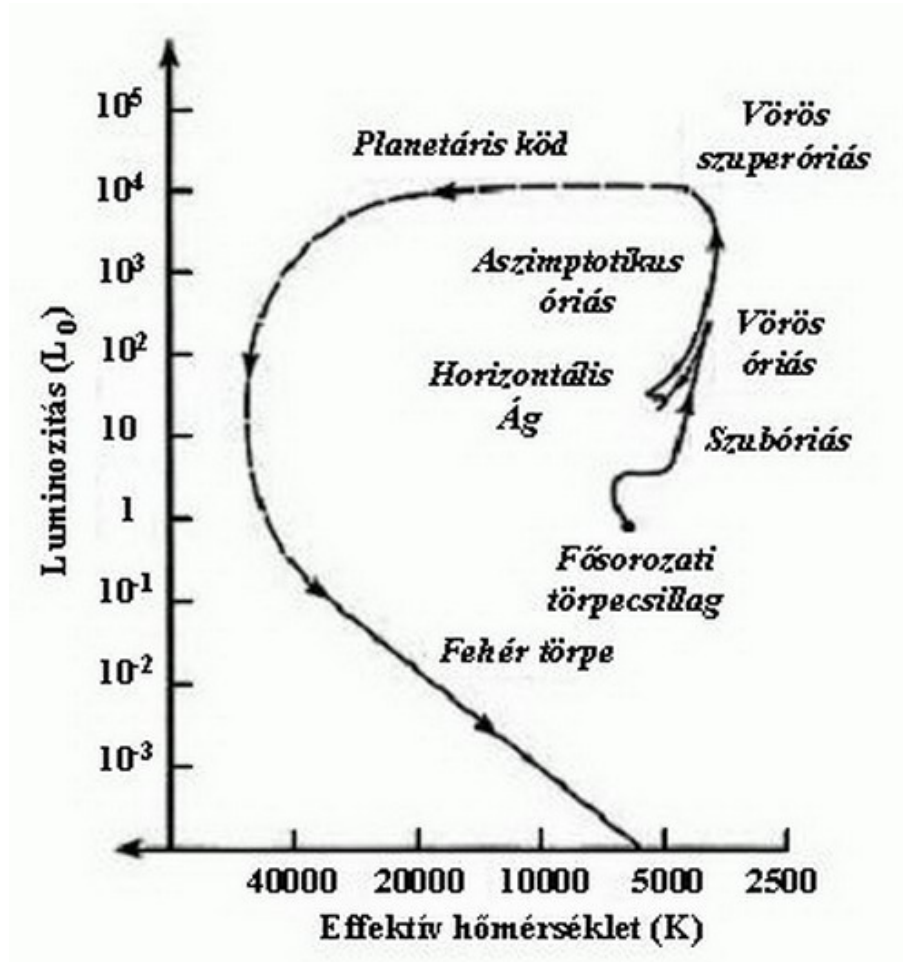
A csillagok életük legnagyobb részét az ún. *fősorozaton* töltik. Az elnevezés a Hertzsprung-Russell diagramon lévő átlós irányú, sok csillagot tartalmazó sáv nevéből jön. A fősorozaton lévő csillagok mind elérték az energetikailag stabil állapotot, és a belsejükben beindult a  $H \rightarrow He$  fúzió. A csillagok mindaddig a fősorozaton tartózkodnak, ameddig a magjukban lévő összes hidrogén héliummá nem alakul.

Miután a  $H \rightarrow He$  fúzióhoz már a mag belsejében nincs elég üzemanyag, a csillag az óriáságra kerül. Itt a magban már csak He található, melynek fúziójának beindításához már nem elég a fősorozaton elért hőmérséklet. Ezért a csillag belsejében leáll az energiatermelés, ennek hatására annak nyomása csökkenni kezd, ez pedig gravitációs összehúzódást eredményez. Ennek az összehúzódásnak következtében a külső burookban elegendő lesz a hőmérséklet a  $H \rightarrow He$  fúziójához, ezt az állapotot nevezik a *szubóriás* állapotnak.

Miután a külső héjban beindul újra a  $H \rightarrow He$  fúzió, a belső He mag hőmérséklete növekedni kezd, a mag pedig ennek hatására gyorsulva zsugorodik, ez a zsugorodás pedig tovább fűti a külső H-héjat. A külső héj energiatermelése gyorsulni kezd, amely felmelegíti a He magot, és az tágulni kezd, ennek a tágulásnak a hatására a csillag külső H-héja pedig kihűl. Ez a váltakozó folyamat mindaddig tart, ameddig a mag el nem éri egy olyan hőmérsékletet, amikor már beindulhat a He fúziója. Fontos kiemelni, hogy a kis tömegű ( $3 M_{\odot}$  alatti) csillagok magjai a vörös óriás állapot vége előtt degenerált állapotba kerülnek (a nyomás nem függ a hőmérséklettől, csak a sűrűségtől), majd a hirtelen felszabaduló energia robbanásszerűen indítja be a He-fúziót. Ezt a jelenséget *He-flash*-nek nevezik (*hélium-villanás*).

Az emelkedő hőmérséklet hatására a mag degeneráltsága megszűnik, és a He-fúzió szabályozottá válik. Az energiatermelés kettős, a héjban hidrogénfúzió, a magban pedig héliumfúzió megy végbe. A Hertzsprung-Russell diagram ezen ágát *horizontális ág*nak nevezünk. A horizontális ág után a csillag az *aszimptotikus óriáságra* kerül, a magban növekvő hőmérséklet hatására a külső tartományok tágulnak, és lehűlnek. A magban a hélium széné, illetve oxigénné fuzionál, a külső héjakban továbbra is hidrogénfúzió megy végbe. A csillag ekkor fokozatosan kezdi ledobni az anyagát, ebből a ledobódott anyagból alakul ki a *planetáris köd*. A magbeli fúzió az oxigénnél megáll - az anyagledobódás pedig folytatódik, és végül egy inaktív mag marad hátra, a csillag elérte a *fehér törpe* állapotot. A fehér törpék esetében

az elfajult elektrongáz nyomása tart egyensúlyt a gravitációval. Ez a maradvány rendkívül magas hőmérsékletű, és az évmilliárd évek alatt lehűl. A fehér törpék kihülésének időtartama összemérhető az Univerzum korával, ezért teljesen kihűlt fehér törpét még nem észleltünk. Egy kis tömegű csillag fejlődésének útját a Hertzsprung-Russell diagramon láthatjuk a 2. ábrán.

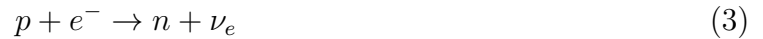


2. ábra. Egy kis tömegű csillag életútja a HRD-n. Forrás: astro.u-szeged.hu

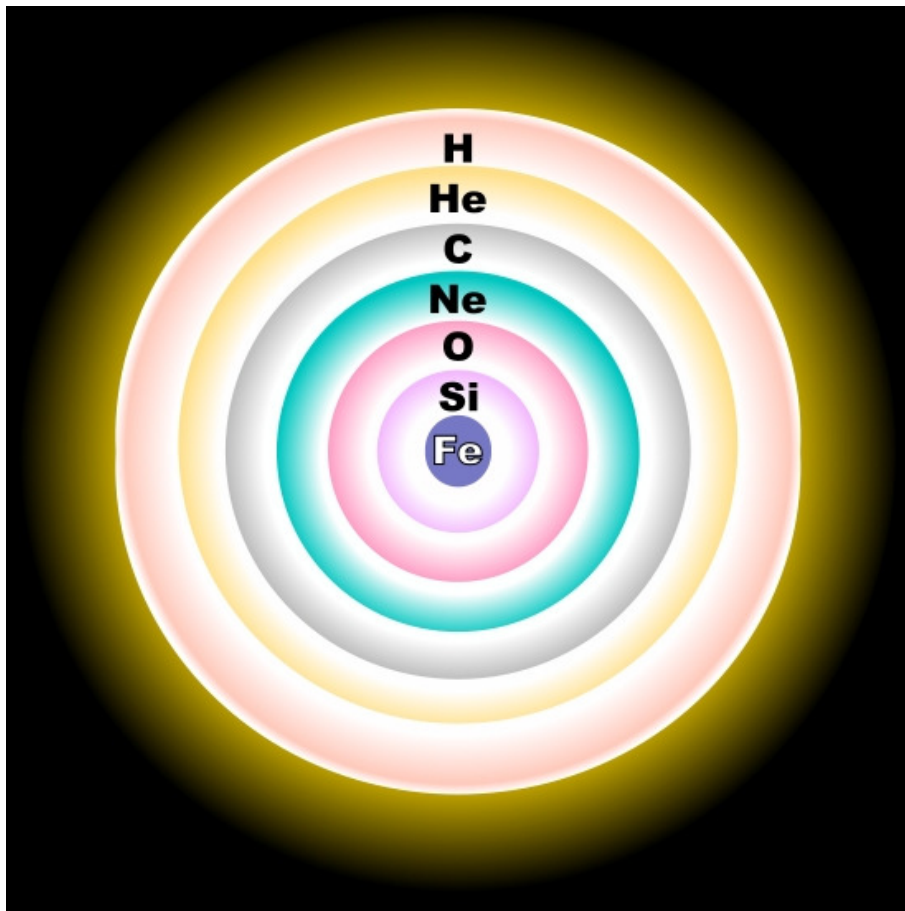
#### 2.1.4. Nagy tömegű csillagok fejlődése

Nagy tömegű ( $8 M_{\odot}$  feletti) csillagok fejlődése élesen különbözik a kis tömegűekétől. Míg kis tömegű csillagoknál a fúzió legfeljebb a szénig vagy az oxigénig tart, nagy tömegű csillagok belsejében a fúzió általában az 56-os tömegszámú vasig tart. Mivel az egyre nehezebb elemek fúziója - tömegegységre vetítve - egyre kevesebb energiát termel, az egyensúly fenntartásához az energiatermelés sebességének nőnie kell, ez pedig ahhoz vezet, hogy a maradék üzemanyagot egyre gyorsabban égeti a csillag, pl. a  $\text{Si} \rightarrow \text{Fe}$  teljes fúziójának ideje kb. 2 nap.

Egy nagy tömegű csillag belső szerkezete egy hagymára emlékeztet, a vasmagtól távolodva egyre könnyebb elemek helyezkednek el az egyes héjakon. Egy ilyen szerkezetet mutat be a 3. ábra. A vasmag tömege a Chandrasekhar-féle kritikus határtömegig növekszik, ennek értéke  $1,44 M_{\odot}$ . Ekkor a vasmagban elindul az *inverz béta-bomlás*, mivel a magban uralkodó sűrűség és hőmérséklet kielégíti annak feltételeit:



Mivel az elfajult elektrongáz a bomlás miatt eltűnik, a nyomás csökkenni kezd, ezért a mag



3. ábra. Nagy tömegű csillag belső szerkezete a csillagfejlődés utolsó fázisában. Forrás: astro.u-szeged.hu

anyaga már nem tud ellent tartani a saját gravitációjának - a vasmag összeomlik. Ez a jelenség a *magkollapszus*, amelynek során a vasmagból egy kb.  $R_n \approx 10 - 20$  km sugarú neutrongömb jön létre. A magkollapszus során kb.  $10^{44}$  J energia szabadul fel. A hátramaradt égitest a *neutroncsillag*, amely a perdület és a mágneses fluxus megmaradása miatt gyorsan forgó, nagyon erős mágneses térrel rendelkező, rendkívül sűrű objektum ( $\rho \approx 10^{17} \frac{kg}{m^3}$ ).

Ha a csillag kezdeti tömege kb. 8 és  $20 M_{\odot}$  közé esik, akkor az elfajult neutrongáz ellent tud tartani a gravitációnak. Ha a kezdeti tömeg  $20 M_{\odot}$  feletti, a neutrongáz nyomása nem elengedő az egyensúlyi állapot fenntartásához, az összehúzódás folytatódik, ennek következtében kialakul a *fekete lyuk*. Fekete lyukakat a Schwarzschild-sugárral szokták jellemezni (*eseményhorizont sugara*):

$$R_S = \frac{2\gamma M}{c^2} \quad (4)$$

ahol  $\gamma$  a gravitációs állandó ( $6,67 \times 10^{-11} \frac{m^3}{kg s^2}$ ),  $c$  a fénysebesség,  $M$  pedig az objektum tömege.

A fenti összefüggés abból a képből származik, hogy a fekete lyuk eseményhorizontjánál a szökési sebesség egyenlő a fénysebességgel, ebből az okból kifolyólag fekete lyukakból semmilyen sugárzás nem távozik.

## 2.2. Szupernóvák

### 2.2.1. Osztályozás

A szupernóvák a *kataklizmikus változócsillagok* csoportjába tartoznak, jellemzőjük, hogy robbanás után a fényességük hirtelen megnő, amely vetekedhet szülőgalaxisuk fényességével is (-17 és -20 közötti magnitúdó), a robbanáskor ledobott anyagburkok nagy sebességgel terjednek a térben (nagyságrendileg akár néhány ezer km/s). A robbanást követően az anyagburok ún. *homológ tágulást* végez, mely azt jelenti, hogy a tágulási sebesség a középponttól mért távolsággal arányos:

$$v(r) = v_{max} \frac{r}{R_{max}} \quad (5)$$

ahol  $v_{max}$  az adott burok tágulási sebessége,  $R_{max}$  pedig a burok maximális mérete.

A szupernóvák alapvető csoportosítása a spektrumaik alapján történik. Amennyiben a szupernóva spektrumában nem található hidrogén, azt *I-es* típusú szupernóvának, ellenkező esetben *II-es* típusú szupernóváról beszélünk. Azonban, az évek alatt az *I-es* típusú szupernóváknak egy alcsoportját teljesen különválasztották a többitől, ezek az *Ia* típusú szupernóvák. Az első fajta csoportosítás bevezetésekor szilíciumvonalak jelenléte miatt került külön csoportba, azonban kiderült, hogy teljesen egyedi esetet alkotnak a szupernóvaikon belül, így a modernebb csoportosítás a robbanást kiváltó fizikai ok alapján történik, és ebben megkülönböztetjük az *Ia (termonukleáris)* szupernóvákat, a másik csoportba pedig a *kollapszár szupernóvákat* soroljuk.

Az *Ia (termonukleáris)* szupernóvák esetén a felrobbanó objektum egy kettős rendszerben lévő fehér törpe, azaz egy kis tömegű csillag inaktív maradványa. A robbanó komponens a *fehér törpe*, társa pedig még fúziót végző normál- vagy óriáscsillag. A társkomponens anya-



got ad át a fehér törpének, ezzel növelve tömegét, amely egy kritikus határtömeg átlépése után - a Chandrasekhar-féle határtömeg, kb.  $1,44 M_{\odot}$  - az elfajult gáz nyomása már nem tud a gravitációnak ellent tartani, és felrobban. Mivel minden fehér törpe - elméletileg - nagyjából azonos kritikus tömegnél robban fel, ezért kozmológiai szempontból is rendkívül fontosak, úgynevezett *standard gyertyák*, vagyis nagyjából egyenlő fényességre tesznek szert robbanás után, ezen a tényen alapszik pl. a gyorsulva táguló Univerzum modellje is. Az utóbbi években egyre nagyobb számban sikerült szupernóvákat felfedezni, így kiderült, hogy a termionukleáris robbanások nem teljesen tekinthetők homogén csoportnak, tehát a standard gyertya kép is csak korlátozásokkal alkalmazható. Egy alternatív modell szerint olyan eset is lehetséges, hogy a robbanást kiváltó objektum két fehér törpe, melyeknek ütközése váltotta ki az *Ia* típusú robbanást, ezeket *kétszeresen elfajult (double degenerate)* rendszereknek hívják. Sajnos az előd (ún. progenitor) objektumot nehéz közvetlen módon azonosítani, ezért egyelőre mindkét elképzelés elméletinek tekinthető.

A kollapszár szupernóvák mind a 2.1.4 fejezetben ismertetett nagy tömegű csillagok vasmagjaiknak összeroskadásával robbannak fel. Miután a fúzió eljutott a vasig, és kialakul a 3. ábrán látható hagymaszerű szerkezet, a mag gravitációs összehúzódásba kezd, felhevül, kb.  $5 \times 10^9$  K hőmérsékletre. Ekkor a gammafotonok a nagy magokat szétverik (*fordisszociáció*, vagy *photobomlás*), és a belső nyomás elkezd csökkenni, a csillag belseje összeomlik. A sűrűség növekedése közben az elektronok és a protonok neutronokká préselődnek össze, és a 2.1.4 ismertetett módon létrejön a neutroncsillag. A külső burkok elkezdenek bezuhanni a neutronmag felé, és elérve azt arról nagy sebességgel visszapattannak. Az érkező és a távolodó burkok ütközésekor lökéshullám alakul ki, kifelé egyre nagyobb sebességgel terjed. A lökéshullám felfűti és robbanásszerűen ledobja a többi réteget a csillagról. A II típusú szupernóváknak 3 alcsoportja létezik, ezek a II-P, II-L és II-n. II-P-knél a fénygörbe platós lecsengésű, II-L esetén lineáris, míg a II-n esetén keskeny emissziós vonalak jelennek meg a spektrumban. Az I-es típusú szupernóvákhöz tartozik még két alosztály, az Ib, melynek színképében He vonalak találhatóak, végül az Ic esetében pedig erős vas, oxigén, kalcium vonalak találhatóak a színképben.

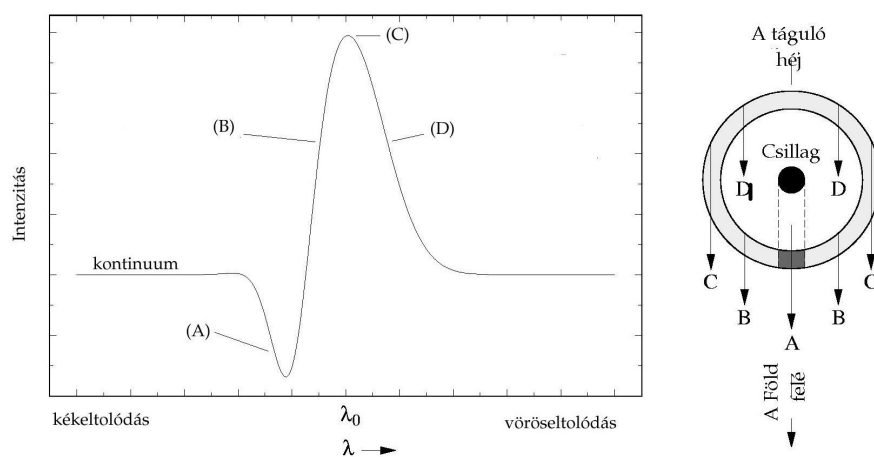
### 2.2.2. Szupernóva-spektrumok

A szupernóvák spektrumaira jellemző a vöröseltolódás, a nagy távolságukból, illetve az Univerzum tágulásából adódóan. A jelenség következtében a spektrumvonalak a hosszabb hullámhosszak felé tolódnak el. Ezt a jelenséget a Doppler-effektusnak nevezik:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (6)$$

ahol  $\lambda$  az észlelt hullámhossz,  $\lambda_0$  a laboratóriumi hullámhossz,  $v$  a radiális sebesség,  $c = 5 \times 10^5 \frac{km}{s}$ , a fénysebesség. A  $\frac{v}{c}$  hányadost szokásosan  $z$ -vel jelöljük.

Szupernóvák spektrumai a P Cygni vonalprofilit követik, melynek jellemzője, hogy egy abszorpciós vonalat egy emissziós vonal követ, úgy, hogy az emissziós vonal maximuma a laboratóriumi hullámhossznál van, amit egy kék tartomány felé eltolódott abszorpciós vonal egészít ki. Az abszorpciós komponens minimumának Doppler-sebessége a fotoszféra tágulási sebességét fogja megadni. A P Cygni profilt részletesebben az 4. ábra mutatja. A



4. ábra. A P Cygni profil. Forrás: astro.u-szeged.hu

szupernóvák spektrumaiból számos fizikai adat határozható meg, elsősorban a szupernóva-maradvány hőmérséklete és kémiai összetétele, de következtetni lehet belőlük például a csillag körüli anyaggal való kölcsönhatásra is.

### 3. Módszerek

#### 3.1. Supernova Identification (SNID)

A Supernova Identification<sup>2</sup> (röviden SNID) egy Stéphanie Blondin és John L. Tonry által fejlesztett program, mely a megfelelő algoritmusok segítségével szupernóvák spektrumainak vizsgálatával besorolja azokat a megfelelő osztályukba. A program egy ASCII fájlból beolvassa a spektrumot, ezután pedig megpróbálkozik megállapítani a típusát egy előre letöltött adatbázisból (*templates*), valamint vöröseltołodását ( $z$ ). A SNID segítségével - gyakorlásképp - öt darab szupernóva osztályozását végeztem el, három különböző időpontban, ahol  $t = 0$  az az időpont, ahol az adott szupernóvának B szűrőn vett fényességmaximuma volt.

<sup>2</sup><https://people.lam.fr/blondin.stephane/software/snid/>

Ehhez a dátumhoz képest vizsgáltam egy maximum előtti, valamint egy maximum utáni időpontot. A vizsgált szupernóvák: SN2004et, SN2005hk, SN2005cs, SN2006gy, SN2014G. A meghatározott vöröseltolódások, valamint a szupernóvák megállapított típusai az 1. táblázatban találhatóak.

Szupernóva neve	SN2004et	SN2005hk	SN2005cs	SN2006gy	SN2014G
Maximum időpontja	2004.10.13.	2005.11.05.	2005.07.01.	2006.10.27	2014.01.17.
Max. előtt használt adatsor (nap)	-12	-4	-1	-3	-1
Max. után használt adatsor (nap)	3	4	4	2	6
$z$	0,007	0,013	0,002	-	0,004

1. táblázat. A SNID-el vizsgált szupernóvák adatai

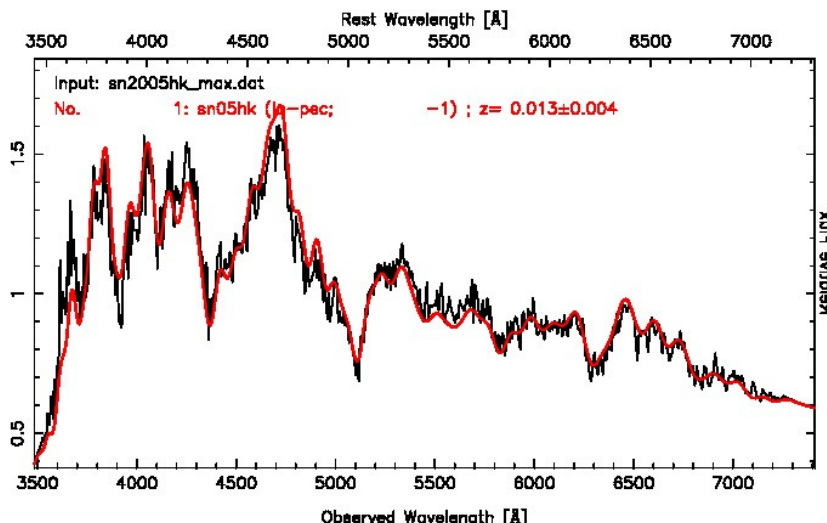
A maximum időpontját az Open Supernova Catalog<sup>3</sup> adatbázisból, a spektrumokat pedig a WISEREP<sup>4</sup> (Weizmann Interactive Supernova Data Repository) adatbázisból töltöttem le. A szupernóvák közül az SN2005hk egy önellenőrzés volt, ez a SNID adatbázisában is az egyik *template* szupernóva, és sikeresen visszaadta a saját spektrumát. Kiemelkedő jelentőséggel bír az SN2006gy, mely egy ún. szuperfényes szupernóva, melyekről a mai napig sem tudunk sokat, beleértve a robbanás mechanizmusát és az eredetüket, ezért szinte természetes, hogy a SNID a *template*-jei között nem talált a spektrumához hasonlót. A maradék három - SN2004et, SN2005cs, SN2014G - szupernóváról a SNID könnyedén megállapította típusukat, valamint vöröseltolódásukat. A két kiemelt szupernóváról a SNID spektrumelemzése az 5. ill 6. ábrán látható.

### 3.1.1. Spektrumvonalakhoz tartozó elemek meghatározása

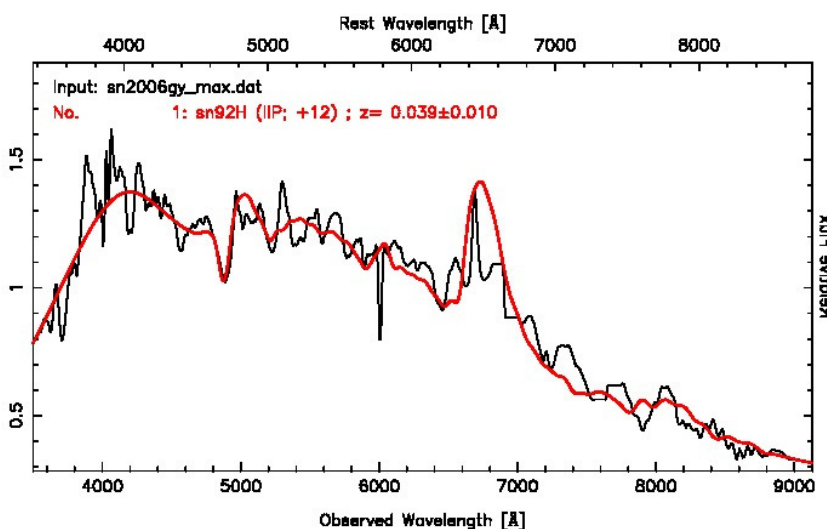
Ezt a WISEREP adatbázishoz tartozó interaktív spektrumfelület segítségével végeztem el. Az egyes szupernóvákra jellemző spektrumok alapján próbáltam meghatározni annak főbb összetevőit, a megfelelő terjedési sebesség beállításával. Pl. II-es típusú szupernóvákra a H-vonalak jellemzőek, ez látható a 7. ábrán.

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

<sup>4</sup><https://wiserep.weizmann.ac.il/>



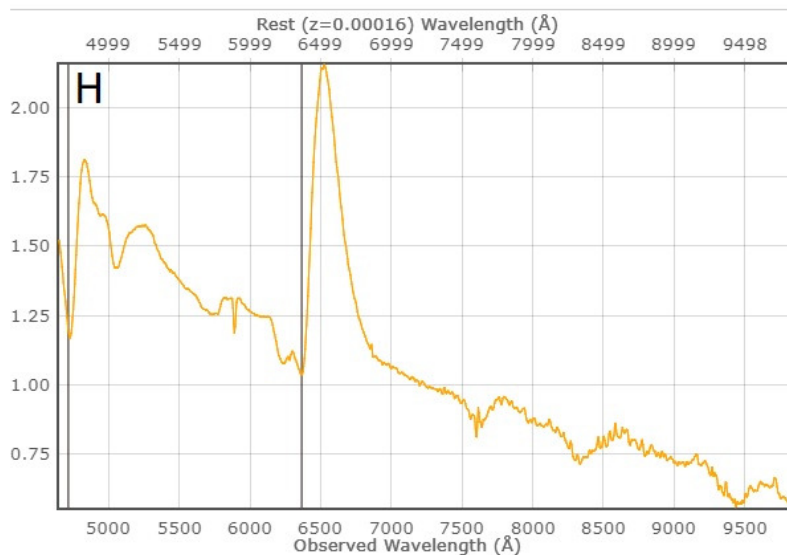
5. ábra. SN2005hk maximumáról készült spektrumelemzés. Jól látható, hogy a SNID adatbázisában megtalálható SN2005hk-hoz tartozó spektrum szinte tökéletesen illeszkedik az online adatbázisból letöltöthöz. Az eltérések magyarázhatóak azzal, hogy az adatbázisból letöltött spektrum más műszerrel, eltérő jel/zaj viszonytal lett rögzítve.



6. ábra. Az SN2006gy maximumához tartozó spektrum elemzése. Látható, hogy a SNID sajnos nem talált megfelelő spektrumot, amivel meglehet állapítani az SN2006gy típusát. Ennek oka, hogy ez egy nagyon különleges, ún. szuperfényes szupernóva, és a SNID mintafájljai sajnos nem tartalmazzák az ehhez a típusú szupernóva értelmezéséhez szükséges spektrumokat.

### 3.2. Spektrumvonalakhoz tartozó sebességek meghatározása

A tágulási sebesség meghatározásához felhasználtam a P Cygni profil jellemzőit, azaz meghatároztam a két kiszemelt vonal abszorpciós minimumának hullámhosszát, majd ebből az



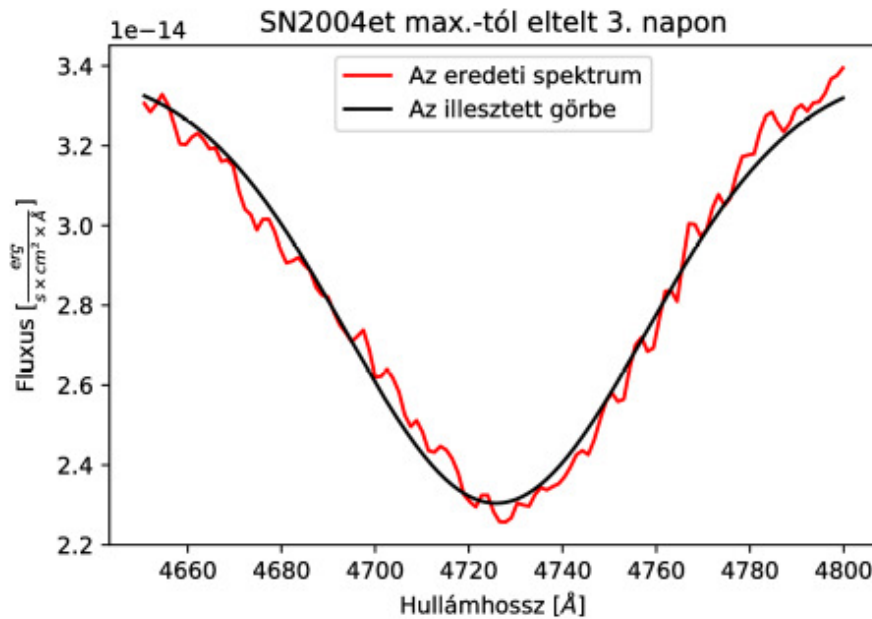
7. ábra. Az SN2004et maximumához tartozó spektrum. Jól láthatóak a II-es típusú szupernóvákra jellemző H-vonalak. (Függőleges vonalakkal jelölve)

(6) összefüggés értelmében meghatároztam az SN2004et fotoszférikus fázisában a  $H_{\beta}$  és Fe II vonalakhoz tartozó sebességeket. A  $H_{\beta}$  laboratóriumi hullámhossza  $4861,3 \text{ \AA}$ , a Fe II-hoz pedig az  $5169 \text{ \AA}$  hullámhosszú komponensét használtam. Az egyes spektrumokra Python program segítségével Gauss-görbét illesztettem, felhasználva, hogy az abszorpciós vonalak profilja ideális esetben jól közelíthető egy Gauss-profillal. A Pythonban felhasznált modulok: **numpy** (fájlokat és adatsorok kezelését segítő csomag), **scipy** (a görbeillesztéshez), **matplotlib** (a grafikonok elkészítéséhez és kényelmes formázásához). A spektrumokat vöröseltolódásra korrigálni kell a munka megkezdése előtt.

### 3.2.1. A program rövid leírása

Miután a spektrumok vöröseltolódásra korrigálva lettek, **numpy** modul segítségével egy szűrőt készítettem, amelynek lényege, hogy az ábrázolásakor csak a vizsgált hullámhossztartományt ábrázolja, így az illesztések ábrázolhatóak, valamint a megfelelő abszorpciós vonal keresése is egyszerűbb lesz. A szűrőnek a kívánt hullámhossztartomány elejét és végét kell megadni (pl.  $5000$  és  $5200 \text{ \AA}$  közötti tartomány). Mivel a szűrő sikeresen működött, következett az illesztés, mely a **scipy** modul segítségével történt, a **scipy.optimize** csomaggal. A **scipy** a legkisebb négyzetek módszerét alkalmazza a legjobb illeszkedés megtalálásához, szüksége van pár kezdeti paraméterre: ezek, mivel Gauss-típusú függvényről van szó, az: amplitúdó, a hullámhossz, ahol a Gauss-görbének a minimuma van, valamint a félérték-szélesség. Ezek mind könnyedén megadhatóak úgy, hogy a **scipy** sikeresen illesszen görbét

a megfelelő tartományra. A numpy segítségével az illesztett görbéhez tartozó minimumot hamar ki lehet nyerni az illesztett görbe adataiból. Az illesztési hibákat a scipy egy ún. kovariáns mátrixba (*pcov*) menti el, amelynek diagonális elemeinek a gyökei rendre megadják az adott paraméter illesztési hibáját. Ezeket (a hullámhosszminimumokat és az illesztési hibákat egyaránt) később felhasználtam a számolásakor. Az ábrázolást a **matplotlib** modul segítségével végeztem. A 8. ábrán egy ilyen illesztés látható, ahol az adott időponthoz tartozó  $H_\beta$  sebességét határozom meg.



8. ábra. Egy  $H_\beta$ -hoz tartozó sebesség meghatározása a B szűrőn vett fényességmaximumkor. Jól látszik, hogy valóban jó közelítéssel egy Gauss-görbéhez hasonlít az abszorpciós vonalprofil.

### 3.3. Távolságmeghatározás

#### 3.3.1. Égitestek fényessége

A csillagászatban a fényességeket magnitúdóban mérik. Ez egy a Hipparkosz-i hagyományokat is megőrző, fordított, logaritmikus skála, azaz minél nagyobb az értéke, egy égitest annál halványabb. Megkülönböztetjük a *látszólagos* és az *abszolút* magnitúdót. Látszólagos magnitúdó alatt egy égitestnek a Földről látszó fényességét értjük, abszolút magnitúdó alatt pedig 10 parszek (*parallaxis szekundum*) távolságból látszó fényességét. 1 parszek definíció szerint az a távolság, ahonnan nézve 1 CSE (*Csillagászati egység*,  $1,5 \times 10^{11}$  méter) 1

ívmásodperc alatt látszik, ez kb.  $3,08 \times 10^{16}$  méter. A magnitúdó definíció szerint:

$$m_\lambda = -2,5 \lg(f_\lambda) + k_\lambda \quad (7)$$

ahol  $f_\lambda$  a mért fluxus,  $k_\lambda$  pedig egy hullámhosszfüggő konstans.

Az abszolút magnitúdó definíciója hasonlóképpen adódik:

$$M_\lambda = -2,5 \lg(F_{\lambda,10}) + k_\lambda \quad (8)$$

ahol  $F_{\lambda,10}$  a 10 parszek távolságból mért fluxust jelöli. Fluxus alatt csillagászatban egységnyi idő alatt, egységnyi felületen, a felületre merőlegesen áthaladó, egységnyi frekvencia vagy hullámhossztartományból érkező elektromágneses sugárzást értünk:

$$F_\nu = \frac{E}{A \times t \times \Delta\nu} \quad (9)$$

Arra, hogy a mért magnitúdókat fluxussá váltsuk át, többféle módszer is létezik. Az egyik legelterjedtebb a Bessell és munkatársai által (1998)-ban kidolgozott összefüggés:

$$m_\lambda = -2,5 \lg(f_\lambda) - 21,10 - zp(f_\lambda) \quad (10)$$

ahol  $zp(f_\lambda)$  az egy adott szűrőre érvényes zérus ponti magnitúdó. Értékeit az UBVR szűrőkre a 2. táblázat mutatja.

	U	B	V	R	I
$zp(f_\lambda)$	-0,152	-0,602	0,0	0,555	1,271

2. táblázat. Az egyes szűrőkre meghatározott zérus ponti magnitúdók.

A teljes hullámhossz- (vagy frekvencia) tartományon értelmezett magnitúdót *bolometrikus fényesség*nek nevezik:

$$m_{bol} = -2,5 \log\left(\int_{-\infty}^{\infty} f_\lambda d\lambda\right) + K_{bol} \quad (11)$$

Az abszolút bolometrikus fényesség esetén a Nap a zérus pont:

$$M_{bol} = 4,72 - 2,5 \log\left(\frac{L}{L_\odot}\right) \quad (12)$$

ahol 4,72 a Nap abszolút bolometrikus fényessége,  $L_\odot$  pedig a Nap luminozitása, kb.  $3,84 \times 10^{26}$  Watt.

A fény mire eljut a Földre, részben elnyelődik, illetve szóródik útközben a csillagközi anyagon, ezeket az effektusokat összefoglaló néven *intersztelláris extinkciónak* nevezzük, jele  $A_\lambda$ ,

hullámhossz-függő mennyiség, és magnitúdóban mérjük. A fényszóródás mértéke fordítottan arányos a hullámhosszal, azaz a vörösebb komponensek kevésbé szóródnak. A *színexcesszus* definíció szerint:

$$E(\lambda_1 - \lambda_2) = A_{\lambda,1} - A_{\lambda,2} = (m_{\lambda,1} - m_{\lambda,2}) - (m_{\lambda,1} - m_{\lambda,2})_0 \quad (13)$$

ahol  $m_{\lambda,1} - m_{\lambda,2}$  a megfigyelt színindex,  $(m_{\lambda,1} - m_{\lambda,2})_0$  pedig a vörösödésmentes színindex.

$A$ -t és  $E(B - V)$ -t minden egyes szűrőre kilehet a fent említett módszerrel számolni.  $E(B - V)$ -t és  $A_V$ -t felhasználva definiálható a szelektív extinkciós együttható:

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)} \quad (14)$$

amelynek értéke a Tejútrendszeren belül 1 és 6 között változik, de a legtöbb irányra vonatkozóan jól közelíthető egy 3,1-es értékkel. Erre az extinkcióra a távolságok meghatározása esetén is korrigálni kell, ismerve a látszólagos és az abszolút magnitúdót, definiáljuk a *távolságmodulust*:

$$m_\lambda - M_\lambda = -5 + 5lg(D) + A_\lambda \quad (15)$$

ahol  $D$  az objektum távolsága.

A magnitúdók korrekcióját a NASA/IPAC Infrared Science Archive<sup>5</sup> honlapjáról végeztem. Itt a megfelelő szupernóva nevének, vagy koordinátájának megadásával megkapjuk az egyes szűrőkre  $A_\lambda$  értékét - saját galaxisunkban lévő por hatását illetően - és segítségével korrigálhatjuk a magnitúdókat a vörösödése.

### 3.3.2. Táguló fotoszféra módszer

A táguló fotoszféra módszert (*Expanding Photosphere Method*, röviden *EPM*) először pulzáló változócsillagok méretének meghatározására használták fel, azonban a 70-es években szupernóvák távolságának meghatározására is elterjedt módszerré vált. A 90-es években továbbfejlesztésre került, amikor az ismert szupernóvák száma egyre nagyobb lett, valamint a számítástechnika modellező és numerikus kapacitása exponenciálisan erősödött. Előnye, hogy nincs szükség referencia-objektumokra, más távolságmérési módszerektől független eredményt ad. Az EPM olyan szupernóvák esetében használható, amelyeket vastag H-burok vesz körül. A burok a robbanást követő időszakban átlátszatlan, a hidrogén nagy része ionizált állapotban található. Fotoszférának nevezzük az atmoszféra azon rétegét, ahonnan (illetve amelyen kívülről) a látható fény tartományába eső fotonok érkeznek. Ennek helyze-

<sup>5</sup><https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>



tét két tényező befolyásolja: a maradvány folyamatos tágulása és hűlése miatt kívülről befelé haladó rekombinációs hullám a külső rétegeket átlátszóvá teszi, a burok pedig mindeközben nagy sebességgel tágul. Ennek következtében a plató fázisban a fotoszféra lassulva tágul, végül amikor a rekombinációs hullám eléri a mélyebb rétegeket, a mérete csökkenni kezd. A táguló fotoszféra módszer a plató fázis első felében alkalmazható. Az EPM használatához három alapfeltétellel élünk, melyek:

- A ledobódó burok gömbszimmetrikus,
- homológ módon tágul,
- a fotoszféra feketetest-sugárzást követ.

Az általam használt szupernóvák fotoszférikus fázisában a fenti feltételek jó közelítéssel meg is valósulnak. A gömbszimmetriából és a homológ tágulásból következik, hogy egy kis  $\Delta t$  idő elteltével egy adott burok sugara:

$$R = v \times \Delta t + R_0 \quad (16)$$

ahol  $R_0$  a burok sugara a tágulás kezdetekor,  $v$  pedig a tágulási sebessége.  $R_0$  elhanyagolhatóan kicsi néhány nap után. A látszólagos szögméret definíciója:

$$\Theta = \frac{R}{D} \quad (17)$$

ahol  $D$  a szupernóva távolsága.

Ha a fenti egyenleteket egymásba helyettesítjük, megkapjuk, hogy:

$$t = D \times \frac{\Theta}{v} + t_0. \quad (18)$$

Tehát, ha több időpontban megtudjuk határozni a  $\frac{\Theta}{v}$  hányadost, egy olyan függvény illeszthető a pontokra, melynek meredeksége megadja a szupernóva távolságát, az  $y$ -tengely metszete pedig a robbanás időpontját ( $t_0$ ). A sebesség meghatározását 3.2 fejezetben tárgyaltam, a látszó szögméret meghatározása pedig a következő módon történik.

Felhasználva a harmadik feltételt, azaz, hogy a fotoszféra feketetest-sugárzást követ, melyet a Planck-függvény ír le:

$$B_\lambda(T) = \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{kT\lambda}) - 1} \quad (19)$$

valamint felhasználva a fluxus és a luminozitás közötti összefüggést:

$$F_\lambda = \frac{L}{4\pi D^2} \quad (20)$$

és a luminozítás definícióját (1), megkapjuk, hogy:

$$4\pi D^2 f_\lambda = 4\pi R^2 \pi \zeta_\lambda^2(T) B_\lambda(T) \quad (21)$$

ahol  $D$  a szupernóva távolsága,  $R$  a sugara,  $\zeta$  egy korrekciós faktor,  $B_\lambda(T)$  pedig a Planck-függvény. A fenti összefüggésből kifejezhető a szögméret ( $\frac{R}{D}$ ):

$$\Theta = \sqrt{\frac{f_\lambda}{\pi \zeta_\lambda^2(T) B_\lambda(T)}} \quad (22)$$

Ezt követően két megközelítés is alkalmazható a szögméret meghatározására, az egyik a *szintetikus magnitúdókkal*, amely az egyes szűrőkön mért fényességeket használja fel, a másik pedig a *bolometrikus magnitúdók* felhasználásával történik. Én a bolometrikus magnitúdókkal végeztem a távolságmeghatározást, ezért ezt a módszert részletezem. A választás egyik oka, hogy a bolometrikus fluxus pontos közelítéséhez UV fotometria szükséges a szupernóváról (ez csak az SN2004et esetében teljesül), valamint, hogy a két általam vizsgált szupernóvára nem készült bolometrikus fényességéből meghatározott távolság. Miután (22) előáll,  $f_\lambda$ -t a teljes hullámhossz tartományra integrálva

$$\Theta = \sqrt{\frac{f_{bol}}{\zeta^2(T) \sigma T^4}} \quad (23)$$

összefüggést kapjuk. Hőmérséklet meghatározásához a szupernóva spektrális energiaeloszlására (*spectral energy distribution*, röviden *SED*) egy feketetest-sugárzást leíró (Planck) görbét illesztünk. A SED-grafikon úgy áll elő, hogy a fluxusokat a központi hullámhosszak függvényében ábrázoljuk. A  $\zeta(T)$  korrekciós faktor azért szükséges, mert ez a faktor adja meg, hogy a megfigyelt spektrális energiaeloszlás milyen mértékben tér el a valós feketetest-sugárzástól. Értékeit Dessart és Hillier (2005) pontosította, és munkám során az ő általuk meghatározott értékeket használom fel.

## 4. Eredmények

A 3. táblázatban az általam vizsgált szupernóvák néhány fontosabb adata található meg.

SN Neve	Felfedezés időpontja	Szülőgalaxis	Galaxis távolsága [Mpc]	SN típusa
SN2004et	2004.09.19	NGC 6946	6,9	II-P
SN2012aw	2012.03.16	NGC 3351	11,5	II-P
SN2013K	2013.01.19	ESO 9-G10	35,9	II-P

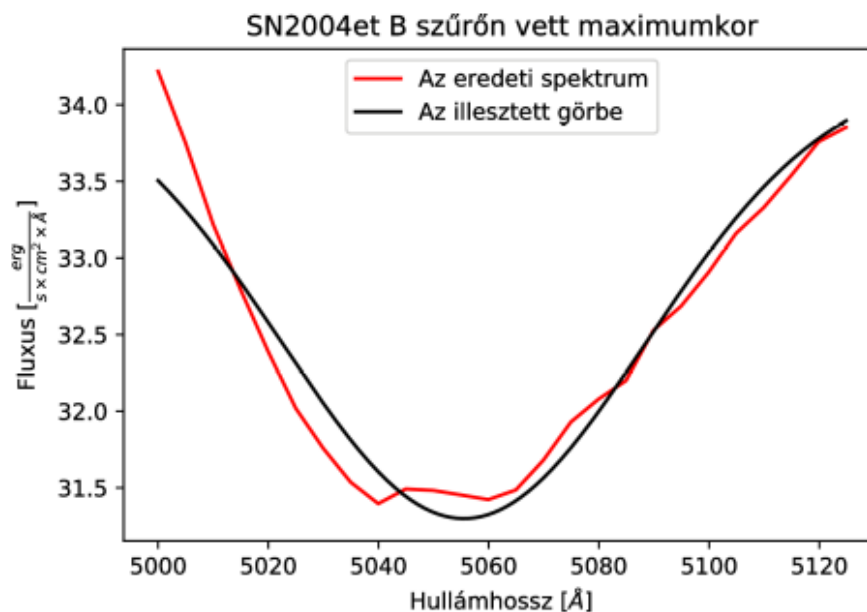
## 3. táblázat. A vizsgált szupernóvák adatai

## 4.1. SN2004et

## Tágulási sebességek

Az SN2004et-hez tartozó fotoszférikus fázisú spektrumokat a WISEREP adatbázisból töltöttem le, melyeket a beolvasás után vöröseltolódásra kellett korrigálni. A vöröseltolódás ( $z$ ) értékét az Open Supernova Catalog adatbázisból, az SN2004et-hez tartozó adatbázis bejegyzéséből vettem,  $z = 0,001$ -nek.

Az illesztéshez tartozó hullámhosszminimumot az általam írt program segítségével határoztam meg, ezután, mivelhogy ismerjük az illesztéshez tartozó hullámhosszminimumot, tudunk számolni tágulási sebességet a vonalhoz a Doppler-eltolódás segítségével. A  $H_\beta$  sebességeinek meghatározása után a Fe II vonalakhoz hasonló módon meghatároztam a sebességeket, figyelembe véve, hogy a Fe II csak a robbanást követő 10-20. napon jelenik meg. Ez jelen esetben csak egy spektrumot érintett. A 9. ábrán látható egy Fe II vonalhoz tartozó illesztés. Az



9. ábra. Egy Fe II-hoz tartozó sebesség meghatározása B szűrőn vett fényességmaximumkor.

egyek vonalakhoz tartozó sebességértékek az alábbi táblázatban vannak összefoglalva, ahol feltüntettem a hozzá tartozó időpontot is, ahol a 0. nap a B szűrőn vett fényességmaximumának időpontja. A Fe II sebessége hiányzik az első sorban, mert itt még nincs jelen a spektrumban. Az illesztéseket megpróbáltam úgy végezni, hogy az illesztésből származó

hibák minimalizálva legyenek, ez a legtöbb esetben sikerült is, majd hibaterjedéssel kiszámoltam a sebességek hibáit, amik az illesztésből származnak. Ezeket a hibákat mellékeltem a 4. táblázatban a megfelelő sebességek mellé. Miután ezt elvégeztem, a kapott értékeket összehasonlítottam irodalminak vehető értékekkel, ahol a napok nagyjából egyeztek, és relatív eltérést számoltam, amit a 4. táblázatban a megfelelő sebességhez mellékeltem. Ahol kihagyás van, ott nem tudtam összehasonlítást végezni az irodalmi értékkel. Ezután a sebességeket ábrázoltam az idő függvényében, amelyet a 10. ábra szemléltet. Az időpontok a B szűrőn vett fényességmaximumhoz képest vannak feltüntetve.

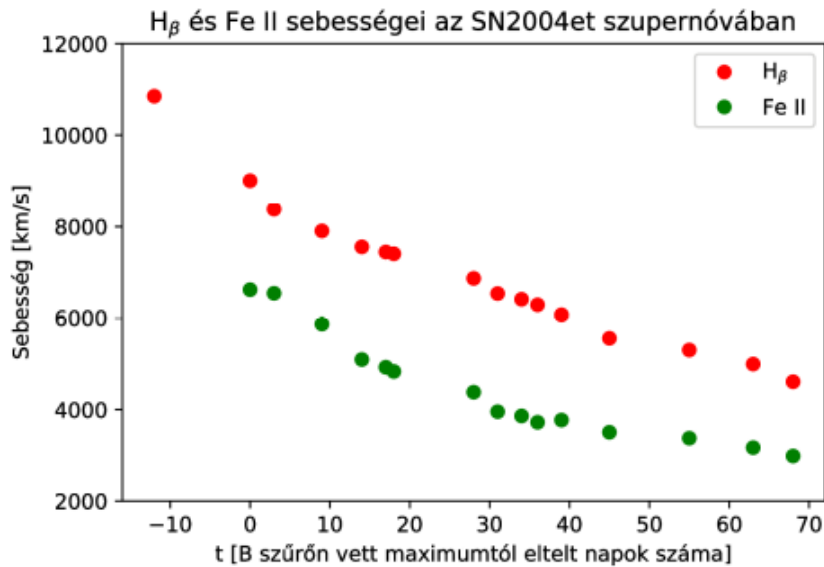
t [napok]	$v_{H\beta}$ [km/s]	$\delta_{rel}(\%)$	$v_{FeII}$ [km/s]	$\delta_{rel}(\%)$
-12	10850,94 $\pm$ 52,00	-	-	-
0	9000,94 $\pm$ 70,00	3,03	6619,56 $\pm$ 82,16	-
3	8384,00 $\pm$ 21,29	-	6540,88 $\pm$ 29,31	-
9	7907,18 $\pm$ 22,08	1,38	5723,20 $\pm$ 27,66	8,50
14	7557,20 $\pm$ 24,69	0,94	5093,80 $\pm$ 24,51	7,97
17	7445,07 $\pm$ 32,77	4,99	4924,55 $\pm$ 20,34	1,31
18	7404,86 $\pm$ 35,86	7,80	4831,75 $\pm$ 23,46	2,91
28	6866,98 $\pm$ 49,61	0,37	4158,71 $\pm$ 8,78	5,71
31	6534,85 $\pm$ 19,81	-	3952,46 $\pm$ 42,70	-
34	6409,79 $\pm$ 54,27	9,40	3859,31 $\pm$ 24,81	4,47
36	6288,24 $\pm$ 76,03	-	3720,54 $\pm$ 33,42	-
39	6070,15 $\pm$ 66,92	8,82	3769,52 $\pm$ 19,41	1,84
45	5558,70 $\pm$ 57,49	10,78	3502,27 $\pm$ 16,57	1,04
55	5301,80 $\pm$ 61,60	13,43	3372,66 $\pm$ 33,72	2,45
63	4994,03 $\pm$ 33,70	3,89	3165,95 $\pm$ 20,84	1,05
68	4607,68 $\pm$ 140,14	2,48	2982,91 $\pm$ 39,28	5,21

4. táblázat. Az SN2004et sebességeinek adatai

A relatív eltérések alapján kimondható, hogy a módszer jó olyan vonalak sebességeinek meghatározásához, melyek (jó közelítéssel) Gauss-profilt követnek, ám a későbbi spektrumokra ez nem jellemző, ebből adódóan ez a módszer főleg fotoszférikus fázisú spektrumvonalak sebességeinek meghatározásához használható.

### Távolságmeghatározás

A távolságmeghatározáshoz Sahu és munkatársai (2006) fényességadatait használtam fel. Először a magnitúdókat korrigáltam a vörösödéésre, a 3.3.1 fejezetben leírt módon. Ezután,



10. ábra. A számolt sebességek a fényességmaximumtól eltelt napok függvényében

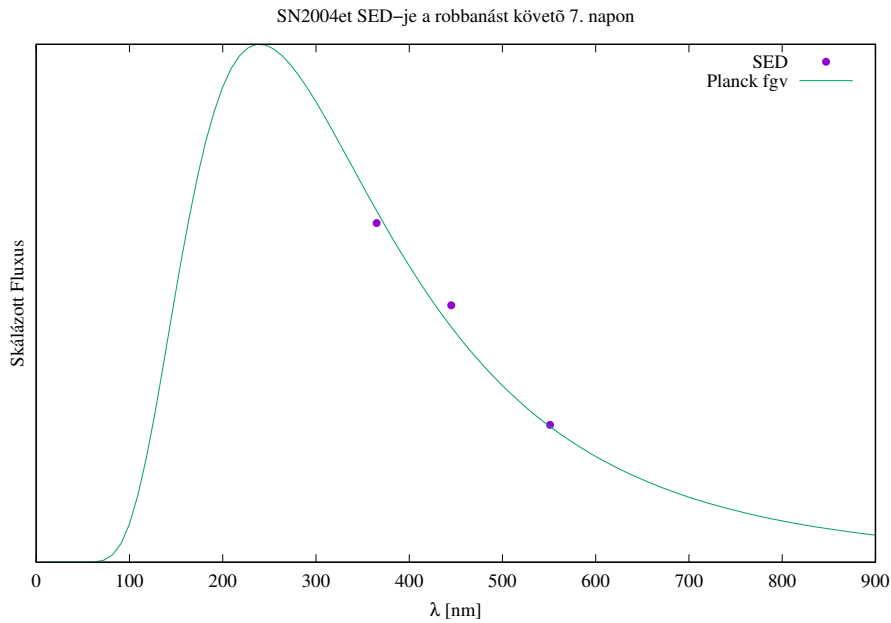
a *GNUPlot* segítségével Planck-függvényeket illesztettem a SED grafikonokra. Ahhoz, hogy a megfelelő hőmérsékletet meghatározzam, a Wien-féle eltolódási törvényt használtam fel:

$$T = \frac{b}{\lambda_{max}} \quad (24)$$

ahol  $b = 2,9 \times 10^{-3} \text{ m} \times \text{K}$ , a Wien-féle eltolódási állandó,  $\lambda_{max}$  pedig a feketetest-görbe maximumához tartozó hullámhossz. Ezen értékek segítségével kezdőparamétert adtam a hőmérsékletnek. Az illesztést megnehezítette, hogy a fluxusokat skálázni kellett, hogy megfelelően illeszkedjenek a Planck-görbére, ugyanis a fluxushoz tartozó hőmérséklet meghatározásához felhasználva (1), (19), valamint (20) összefüggéseket, a fluxusra megkapjuk hogy:

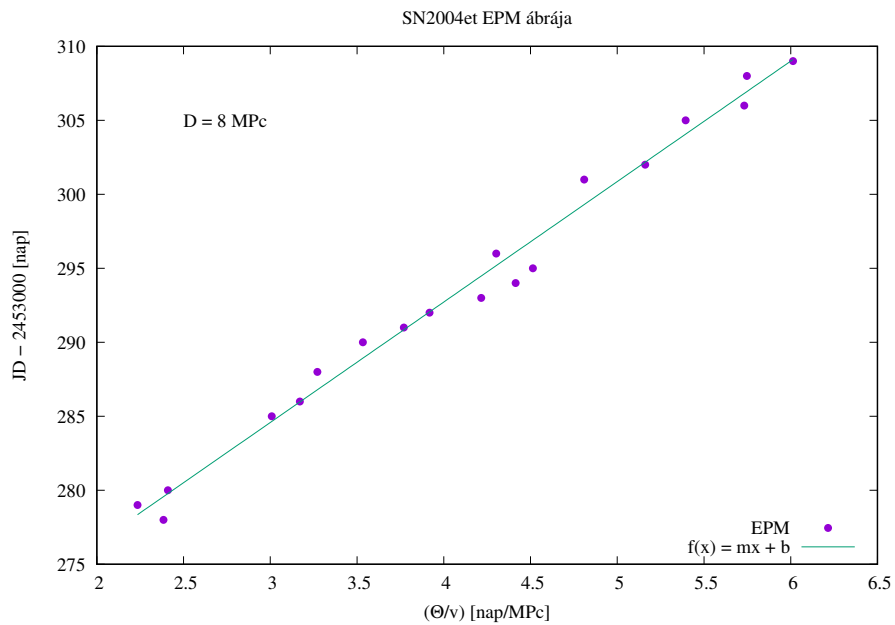
$$F_{\lambda} = \frac{R^2}{D^2} \times \pi B_{\lambda}(T), \quad (25)$$

vagyis ismernünk kéne az égítést sugarát, valamint távolságát. Mivel a módszer egyik célja pont a távolság meghatározása, ezért  $f_{\lambda}$ -t minden illesztésnél egy értékkel skálázni kellett, így megfelelően illeszkedett a Planck-görbére, ezáltal meghatározható volt a hőmérséklet. Egy ilyen illesztés látható a 11. ábrán. Miután a hőmérsékletek előálltak, a bolometrikus fluxusokat kellett meghatározni az egyes időpontokhoz. (11) alapján látható, hogy ehhez integrálni kellene a szupernóva SED-je (spektrális energiaeloszlás) alatti területet, ám, ez a kevés pont miatt nagyon eltérhet a valódi bolometrikus fluxustól, főleg a korai fázisban, ekkor az UV fluxus rendkívül jelentős mértékű, ezt nem mindig tükrözi a SED, vagy nem



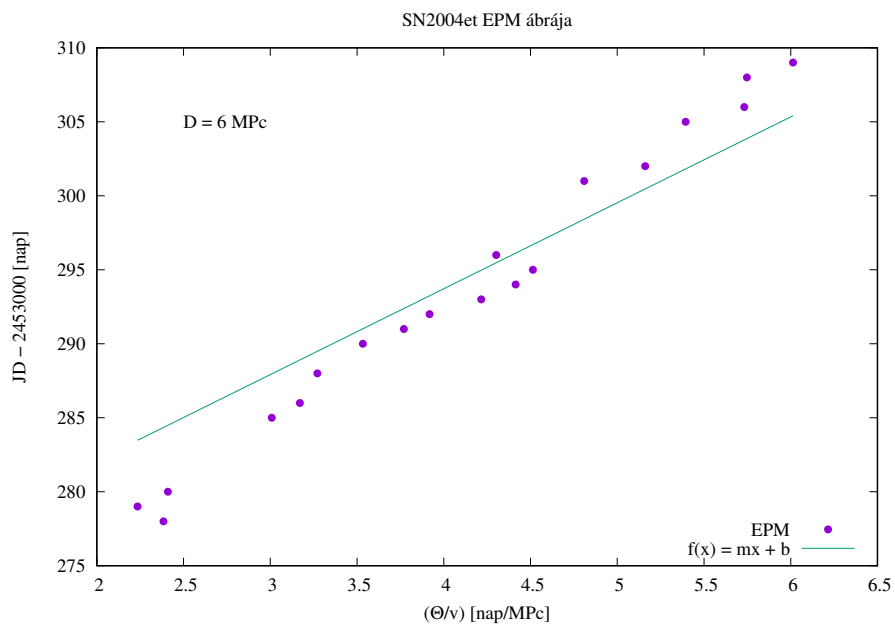
11. ábra. Az SN2004et egyik SED-jére illesztett Planck-görbe a hőmérséklet meghatározásához

teljes mértékben, később az UV fluxus lecsökken, ekkor az infravörös többlet lehet jelentősebb mértékű. UV adatok hiányában azt a közelítő megoldást választottam a bolometrikus fluxusok meghatározásához, hogy a meglévő optikai fluxusokra illesztettem Planck-görbét, és a görbe alatti területet integráltam ki trapéz módszer segítségével (*scipy.integrate.trapz*). A bolometrikus fluxusok, valamint hőmérsékletek ismeretében, felhasználva Dessart és Hillier (2005)  $\zeta(T)$  értékeit, a látszó szögmeret meghatározható volt (23) alapján. A  $\frac{\Theta}{v}$  hányados meghatározásához azonban szükség van még a szupernóva tágulási sebességére, amelyeket 4. táblázatban láthatunk. A fotometriai és spektroszkópiai mérések időpontjai azonban sok esetben eltérnek, ezért a sebességek első 30 napjáról számolt értékekre egy egyenest illeszttem, így a fluxusok időpontjaihoz meghatároztam a sebességeket lineáris interpoláció segítségével. Miután  $\frac{\Theta}{v}$  értékei előálltak, már minden adat megvolt ahhoz, hogy meghatározzam a szupernóva távolságát a (18) összefüggés alapján. Ábrázolva a megfelelő mennyiségeket, az egyenes illesztése után meredeksége  $D = 8,1$  MPc-nek adódott, a robbanás időpontja pedig Julián-dátumban  $t = 2453260,5$ , ezt átváltva 2004. szeptember 11-re tehetjük a robbanás időpontját. Az SN2004et EPM illesztését 12. ábra mutatja. Ha a robbanás időpontját az egyenes illesztésénél fix értéknek vettem ( $t = 2453270,5$  a robbanás irodalmi értéke), akkor a távolság  $D = 5,8$  MPc, ennek az illesztésnek a grafikonját a 13. ábra mutatja. Az SN2004et szintetikus magnitúdókkal meghatározott távolsága  $D = 5,5$  MPc (Takáts, 2013). Az eltérést magyarázhatják a módszereknek a sajátosságai, de mivel az SN2004et-ről nem



12. ábra. Az SN2004et EPM ábrája

készült bolometrikus fluxussal távolságmeghatározás, ezért ahhoz nem tudtam hasonlítani az általam meghatározott értéket, de valójában nem nagy az eltérés a két eredmény között.



13. ábra. Az SN2004et EPM rögzített robbanási időponttal illesztett ábrája

## 4.2. SN2012aw

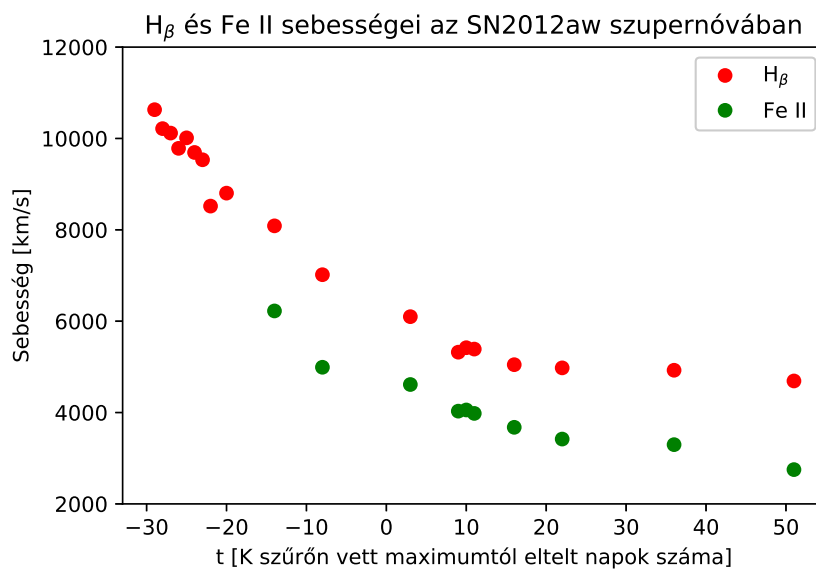
### Tágulási sebességek

Az SN2012aw sok tekintetben hasonlít az SN2004et-re, ezt a sebességei jól tükrözik. A vöröseltolódás az Open Supernova Catalog bejegyzésből  $z = 0,0026$ . A vizsgálat azért esett az SN2012aw-re, hogy a 3.2. fejezetben ismertetett módszert két újabban felfedezett II-P típusú szupernóvára is alkalmazzam. Az SN2012aw spektrumfelvételei elég alaposak voltak időpontok tekintetében, ezért a tágulási sebességek meghatározásánál nem ütköztem különösebb akadályokba. Az SN2004et-hez képest még jobban látszik, hogy a Fe II valóban nem jelenik meg korán a spektrumban, az SN2004et spektrumainál ez csak egy időpontot érintett, azonban itt jobban kirajzolódik ez a jelenség. A sebességeket számszerű irodalmi értékhez nem tudtam hasonlítani, ugyanis a róla közölt cikkben Bose és munkatársai (2013) csak a grafikonjukat mellékeltek, és ezzel tudtam összehasonlítani az eredményeket, ez alapján pedig a sebességek jóknak tűntek. Az SN2012aw sebesség adatai 5. táblázatban láthatóak, a sebességeket az idő függvényében ábrázoló grafikon pedig a 15. ábrán látható. Az időpontok a K szűrőn vett fényességmaximumhoz képest vannak feltüntetve.



t [napok]	$v_{H\beta}$ [km/s]	$v_{FeII}$ [km/s]
-29	10630,17± 58,57	-
-28	10215,54± 73,44	-
-27	10117,95± 66,34	-
-26	9783,74± 64,55	-
-25	10013,64± 69,25	-
-24	9693,74± 52,64	-
-23	9533,6± 51,75	-
-22	8519,355± 16,37	-
-20	8803,16± 42,41	-
-14	8086,98± 27,65	6224,14± 48,23
-8	7017,55± 57,09	4991,41± 65,06
3	6098,84± 51,96	4613,71± 38,89
9	5321,43± 68,13	4030,53± 52,93
10	5419,206± 48,09	4056,3± 29,02
11	5389,204± 57,21	3980,93± 41,21
16	5047,67± 64,55	3676,72± 39,47
22	4977,78± 51,22	3419,4± 33,37
36	4925,91± 49,43	3297,07± 38,31
51	4691,27± 87,14	2750,75± 35,40

5. táblázat. Az SN2012aw sebességeinek adatai



14. ábra. A számolt sebességek a K szűrőn vett fényességmaximumtól eltelt napok függvényében

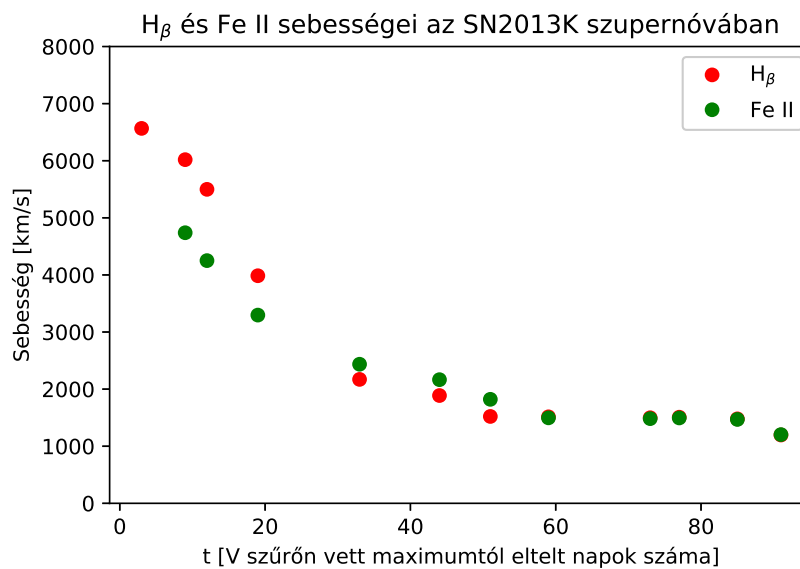
### 4.3. SN2013K

Az SN2013K tágulási sebességei jóval alacsonyabbak az SN2004et és SN2012aw sebességeihez képest. Az SN2013K szintén egy pár évvel ezelőtt felfedezett, és a 3.2. fejezetben ismertett módszer tesztelésére alkalmas szupernóva. Vöröseltolódása az Open Supernova Catalog bejegyzésből  $z = 0,008$ .

## Tágulási sebességek

t [napok]	$v_{H\beta}$ [km/s]	$v_{FeII}$ [km/s]
3	$6566,22 \pm 70,36$	-
9	$6018,68 \pm 86,40$	$4738,89 \pm 47,44$
12	$5498,81 \pm 115,41$	$4250,54 \pm 58,04$
19	$3985,66 \pm 102,45$	$3296,41 \pm 40,70$
33	$2170,27 \pm 30,86$	$2435,87 \pm 38,04$
44	$1887,67 \pm 129,6$	$2165,47 \pm 96,03$
51	$1521,35 \pm 99,36$	$1821,4 \pm 60,92$
59	$1514,69 \pm 108,62$	$1496,91 \pm 55,62$
73	$1498,53 \pm 151,2$	$1483,07 \pm 63,26$
77	$1508,15 \pm 74,06$	$1495,24 \pm 56,13$
85	$1478,82 \pm 92,57$	$1469,12 \pm 51,21$
91	$1196,43 \pm 59,86$	$1203,24 \pm 116,08$

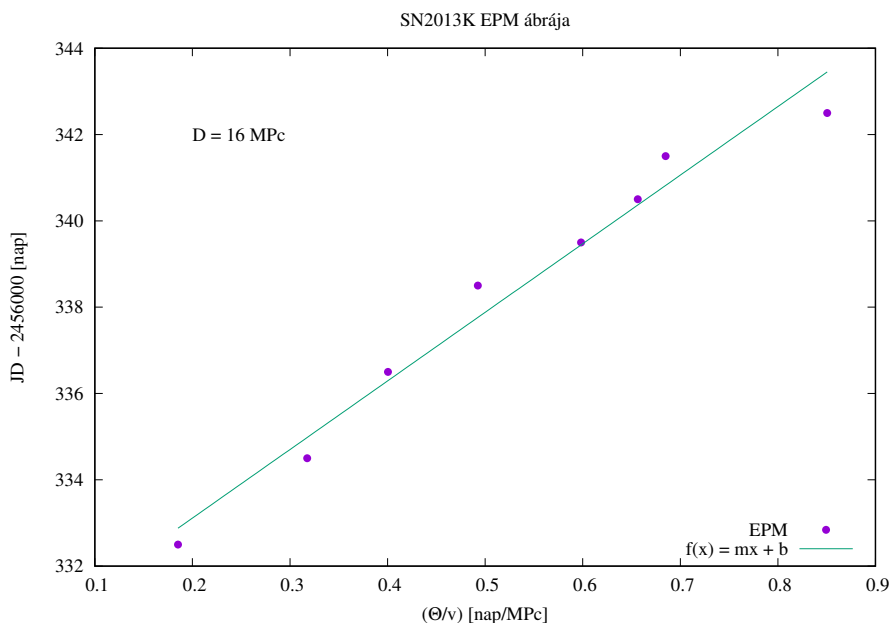
6. táblázat. Az SN2013K sebességeinek adatai



15. ábra. A számolt sebességek a V szűrőn vett fényességmaximumtól eltelt napok függvényében

## Távolságmeghatározás

Az SN2013K távolságmeghatározásánál több akadályba is ütköztem. A számoláskor Tomasella és munkatársai (2018) fotometria adatait használtam fel. Az SN2013K BVRI szűrőkön vizsgált szupernóva, a bolometrikus fluxus módszeréhez elengedhetetlen UV fotometria sajnos hiányzik, de mivel az SN2013K-ról egyetlen távolságmeghatározás sem készült még, ezért a becslés is hiánypótló. Maradtam a bolometrikus fluxusok módszerénél, az UV fotometria hiánya valamennyire kompenzálható volt a megfelelő hőmérsékletek meghatározásával. A gond, hogy sok helyen ezen értékek is hiányoztak, nem tudták az összes szűrőn az összes időpontban lemérni a fényességeket, ebből kifolyólag nagyon hézagosak voltak az adatok, és interpolálni rendkívül nehéz, ez nagy mértékben lecsökkentette az időpontok számát. A B szűrőn mért értékek (valamint a fluxusok) még korrekció után is rendkívül alacsonyak voltak az SN2004et értékeihez képest, összemérhetőek a V illetve I szűrő fluxusaival, korai fázisban pedig az U illetve B fluxusoknak kellene dominálni. Ezért sokszor a feketetest-görbe illesztésénél ki kellett hagyni azokat a SED-ről, hogy a Planck-görbe szépen illeszkedjen a maradék pontokra. A hőmérsékletek meghatározása után az SN2004et-hez hasonlóan Pythonban legeneráltam a hőmérsékletekhez tartozó feketetest-görbéket, és kiintegráltam a görbe alatti területet. A 6. táblázatban látható sebességadatokat lineárisan interpoláltam, és a  $\zeta(T)$  korrekciós faktorok értékeit Dessart és Hillier (2005) cikkéből használtam fel. Az SN2013K EPM illesztése a 16. ábrán látható. Az egyenes meredeksége alapján a távolság  $D = 15,8$



16. ábra. Az SN2013K EPM illesztése

Mpc, a robbanás időpontja pedig Julián-dátumban  $t = 2456329,5$ , ezt átváltva a robbanás időpontjára 2013.02.05 (február 5.) eredményt kaptam. Az SN2013K során jól láthatóak a bolometrikus fluxusok módszerének érzékeny pontjai: a megfelelő mintavételezettségű, kellően sok szűrős adatsorok hiánya és a hőmérséklet meghatározása. A galaxis vöröseltolódásából meghatározott távolság 35,9 Mpc, azonban ez az általános Hubble-törvényből számolt érték, ezért meglehetősen bizalmatlan.

---

## 5. Összefoglaló

A szakdolgozatom során szupernóvák tágulási sebességeit, valamint távolságait határoztam meg, általam írt Python-kódok, illetve GNUPlot-szkriptek segítségével. A tágulási sebességek meghatározása elengedhetetlen a szupernóvák távolságainak becslésében. A táguló fotoszféra módszer nagyon jól alkalmazható szupernóvák távolságának meghatározására, ha a szükséges paramétereket pontosan tudjuk közelíteni, valamint ha a mérési pontok jól lefedik a szükséges fotoszférikus fázist, ez pedig nem minden esetben volt így. A táguló fotoszféra módszerét, annak is a bolometrikus fényességekre épülő változatát használva meghatároztam az *SN2004et* távolságát, mindezt a módszer elsajátítása céljából, és jó közelítéssel visszakaptam az irodalomban közölt eredményt. Ezután a módszert az *SN2013K*-ra alkalmaztam, hogy megszülessen az első távolságmeghatározási eredmény erről a szupernóváról.

---

## Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, **Dr. Szalai Tamás**nak a rengeteg tanácsot, türelmet és segítséget, melyet a szakdolgozati munkám alatt, illetve szakdolgozatom írása közben nyújtott.

## Hivatkozások

- [1] Bessell, M.S., Castelli F., Plez B., 1998, AA, 333, 231
- [2] Bose, S., Kumar, B., Sutaria, F., Kumar, B., Roy, R., Bhatt V.K., Pandey, S.B., Chandola, H.C., Sagar, R., Misra, K., Chakraborti, S., 2013, MNRAS, 433, 1871
- [3] Dessart, L., Hillier, D.J., 2005, AA, 439, 671
- [4] Sahu, D.K., Anupama, G.C., 2006, MNRAS, 372, 1315
- [5] Szalai, T. „Nagy tömegű csillagok végállapotai: szupernóva-robbanásokhoz kötődő por-képződés és az LS 5039 gammakettős vizsgálata", Ph.D. értekezés, Szegedi Tudományegyetem, 2013
- [6] Takáts, K. „II-es típusú szupernóvák távolságának meghatározása", Ph.D. értekezés, Szegedi Tudományegyetem, 2013
- [7] Tomasella, L., Cappellaro, E., Pumo, M.L., Jerkstrand, A., Benetti, S., Elias-Rosa, N., Fraser, M., Inserra, C., Pastorello, A., Turatto, M., Anderson, J.P., Galbany, L., Gutierrez, C.P., Kankare, E., Pignata, G., Terreran, G., Valenti, S., Barbarino, C., Bauer, F.E., Botticella, M.T., Chen, T.W., Gal-Yam, A., Harutyunyan, A., Howell, D.A., Maguire, K., Garoffolo A., Ochner, P., Smartt, S.J., Schulze, S., Young, D.R., Zampieri, L., 2018, MNRAS, 475, 1937



## Nyilatkozat

Alulírott Fejes Gergő Fizika BSc szakos hallgató (ETR azonosító: FEGWAAT.SZE) a Szuper-nóvák színeképeinek összehasonlító elemzése című szakdolgozat szerzője fegyelmi felelő-ségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2018. december 8.

.....

A hallgató aláírása