

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR

Az SN 1993J jelű szupernóva körüli porképződés vizsgálata

TDK-dolgozat

Zsíros Szanna

II. éves fizika MSc szakos hallgató, SZTE TTIK

Témavezető: *Dr. Szalai Tamás* tudományos munkatárs
SZTE TTIK Fizikai Intézet,
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged, 2018

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés és célkitűzés	2
2. Az SN 1993J kutatási előzményeinek összefoglalása	4
3. Műszerek és megfigyelési adatok	7
4. Az adatok feldolgozása és kiértékelése	8
4.1. Fotometriai feldolgozás	8
4.2. Az analitikus modellek és illesztésük	11
4.3. A numerikus modellek	14
4.4. Az illesztések hibaforrásai	16
5. Az eredmények	18
5.1. Az analitikus modellillesztések eredményei	18
5.1.1. A feketetest-sugárzást leíró modellek	21
5.1.2. Az amorf szenes modellek	22
5.1.3. Szilikátos modellek	23
5.2. A numerikus modellezés eredményei	25
6. Az eredmények diszkussziója	28
7. Összegzés	32
Köszönetnyilvánítás	34
Hivatkozások	35
Függelék	38
A. Analitikus szilikátos pormodellek illesztése	38

1. Bevezetés és célkitűzés

A dolgozatomban bemutatott munkám tárgya az SN 1993J jelű kollapszár szupernóva. Az egyszerű spektrális osztályozásnál pontosabb képet kapunk a szupernóvákról, ha megvizsgáljuk a robbanásuk fizikai okát, ehhez érdemes a csillagfejlődés folyamatából kiindulni. A csillagok fejlődését alapvetően meghatározza a kezdeti tömegük, illetve kémiai összetételük. A nagy tömegű csillagok, azaz a kb. $8 M_{\odot}$ -nél nehezebb csillagok végállapotait nevezzük kollapszár szupernóváknak, amelyeket a tömegvesztési folyamataik alapján további alcsoportokba sorolhatunk.

A csillagközi por jelentősége kétségkívül számos asztrofizikai folyamatban kiemelkedő, összetételét tekintve lényegében amorf szénből, szilikátból, grafitból és fém-oxidokból áll, a szemcsék mérete a néhány tized és század μm -es tartományba esik (lásd pl. Szalai, 2013). Megállapítható, hogy saját Galaxisunk tömegének közel egy százalékát csillagközi anyag és annak hozzávetőleg egy százalékát por teszi ki – vannak azonban olyan galaxisok is, amelyek lényegesen gazdagabbak porban – , ennek ellenére a szemcsék eredete a mai napig nyitott kérdésként van jelen az asztrofizikában (Szalai, 2013; Gall és mtsai, 2011). A nagy tömegű csillagok életútját lezáró események, az ún. kollapszár szupernóva-robbanások, azonban ígéretes forrásoknak bizonyulnak, ezzel szervesen összekapcsolva a két kutatási területet.

Az objektumválasztást számos motivációs tényező együttesen eredményezte, ugyanis az SN 1993J egyike az Univerzumunk legizgalmasabb kérdéseivel övezett szupernóváinak. Az objektum viszonylag kis távolságából kifolyólag a legalaposabban feltérképezett szupernóvák közé tartozik. Kiemelkedő jelentőségét mind a spektroszkópiai, mind a fotometriai mérések eredményei indokoltá teszik. Az elektromágneses hullámokat vizsgálva, általánosan elmondható, hogy minden hullámhossztartomány sajátos információt hordoz a vizsgált objektumra nézve. A szupernóvák körüli porszemcseképződéssel kapcsolatban sem kaphatunk globális képet a spektrum csupán egy kis szegmensét vizsgálva. Annak ellenére tehát, hogy az SN 1993J egyike a legjobb mérési lefedettséggel rendelkező szupernóváknak (lásd pl. Björnsson és mtsai, 2015), a porképződésre vonatkozó elméleti megfontolások alapvetően csak bizonyos tartományokon végzett mérések eredményeivel hozhatók közvetlen kapcsolatba.

Munkám során az eddigi kevésbé vizsgált infravörös tartományban rögzített adatok analízisét tűztem ki célul, illetve az eredményeimet összevetettem más módszereket felhasználó tanulmányokban publikáltakkal. További motivációként korábbi munkám szolgált, amelynek során korábban nem vizsgált II-es típusú szupernóvák átfogó elemzésével foglalkoztam. Ezen munka során alapvetően a fotometriai feldolgozásra és alapszintű modellezésre koncentráltam (korábbi eredményeim már egy közlésre beküldött tanulmányba is bekerültek, Szalai és mtsai, 2018). Mostani dolgozatom célja az SN 1993J jelű kollapszár szupernóva körüli porszemcseképződésre vonatkozó részletes vizsgálataim és azok

eredményeinek a bemutatása. A későbbiekben rövid bevezetést adok az SN 1993J megismeréséhez elengedhetetlen kutatási eredmények összefoglalásáról.

2. Az SN 1993J kutatási előzményeinek összefoglalása

Az SN 1993J jelű szupernóvát egy amatőr csillagász, F. Garcia pillantotta meg először (Ripero, Garcia és Rodriguez, 1993) az NGC 3031 jelű galaxisban nem sokkal a robbanást követően (lásd Filippenko és mtsai, 1993). Az 1993. március 28.-án felrobbant szupernóva távolsága mindössze 3,63 Mpc (Filippenko és mtsai, 1993; majd Tinyanont és mtsai, 2016), így egyike a galaxisunkhoz legközelebb lévő szupernóváknak. Alapos mérési lefedettségét – a viszonylagos közelsége mellett – az a tény indokolja, hogy az SN1993J azon ritka szupernóvák közé tartozik, ahogyan olvashatjuk Fox és mtsai. (2014) cikkében, amelyek szülőcsillagát a robbanás előtt készült képeken sikerült egyértelműen beazonosítani (Aldering és mtsai, 1994 és Cohen és mtsai, 1995).

Az SN 1993J emellett a szupernóvák spektrális osztályozása szempontjából is nagy jelentőséggel bír. Napjainkban a IIb típusúként klasszifikált szupernóvák tankönyvi példája, hiszen éppen ennek a fénygörbéjén megfigyelt jellegzetességek tették indokolttá az új alosztály bevezetését. Megjósolták, hogy a szupernóva idővel II-es típusú (azaz hidrogénben gazdag) objektumból Ib típusúhoz hasonló (azaz héliumban gazdag, hidrogént csupán kismértékben vagy egyáltalán nem tartalmazó) objektummá fog fejlődni, a hipotézist később több cikk is alátámasztotta, olvashatjuk Filippenko és mtsai. (1993) tanulmányában (lásd még pl. Matheson és mtsai, 2000). Az SN 1993J fénygörbéjén ugyanis megfigyelhető, hogy igen erősen eltéréseket mutat a hagyományos II-es típusú szupernóvákra jellemző tipikus lineáris, illetve platós lefutású görbétől. Ahogyan Filippenko és mtsai. (1993) cikkében összefoglalja, a görbe analízise során megfigyelhető, hogy az első maximumig (a robbanást követő kb. 2. napig) hirtelen emelkedést mutat, majd a második maximum előtt (ami a robbanást követő 22. napra tehető) még egy kb. egy hetes csökkenés tapasztalható, végül - a második maximumot követő rövid csökkenés után - exponenciálisan cseng le. Ezek alapján megalapozottá válik az a feltevés, miszerint a szupernóva progenitora egy nagy tömegű csillag volt, amely csupán egy vékony, hidrogénben gazdag külső héjjal rendelkezett (lásd Filippenko és mtsai, 1993). A hidrogénburok elvesztésének folyamata többféle mechanizmussal valósulhat meg, azonban a magányos csillag csillagszelének hatásánál sokkal valószínűbbnek tartják egy társcsillag jelenlétét (Filippenko és mtsai, 1993). Míg a magányos csillagok csak egy jól meghatározott kezdeti tömeg esetén adnak jó becslést a ledobott anyag mennyiségére, addig a kettőscsillagok anyagátadási folyamatai már kisebb tömegű objektumok esetén is fizikailag releváns módon magyarázzák azt (Fox és mtsai, 2014).

Az SN 1993J progenitora nagy valószínűséggel egy K színképosztályú szuperóriás csillag lehetett, további közeli ultraibolya tartományban végzett mérések pedig a kettőscsillag elképzeléssel konzisztens eredményt adtak. A megfigyelések alátámasztották egy magasabb hőmérsékletű társcsillag jelenlétét is. A mért többletfluxus eredete a túlzásfolt galaktikus környezet miatt a mai napig nem teljesen tisztázott, ennek ellenére egy B

színképosztályú komponensre jelenlétére következtetnek a kutatók (a fentieket lásd Fox és mtsai, 2014).

A fent összefoglaltak alapján megállapítható, hogy az SN 1993J egyáltalán nem egy szokványos II-es típusú szupernóva, ezt továbbá a porképződésre vonatkozó elméleti megfontolások is alátámasztják.

A kollapszár szupernóvák körül fellelhető porszemcséket az elhelyezkedésük és a keletkezési módjuk alapján szokás osztályozni. Eszerint megkülönböztetnek a maradványban, lokális porképződés eredményeként formálódó port, illetve a szupernóva-robbanást megelőzően a csillagszél által létrehozott, majd a robbanás során felfűtődött port, amely folyamat a cirkumszelláris (csillag körüli) és az intersztelláris területeken egyaránt végbemehet (Tanaka és mtsai, 2012).

A korábbi tanulmányok alapján feltételezték, hogy a IIb típusú objektumok körüli cirkumszelláris környezet nem ad lehetőséget számottevő mennyiségű por képződésére, illetve a létrejött szemcsék is viszonylag kis méretűek és rövid életűek lesznek, így a robbanást követő lökéshullám hatására hamar szétesnek (Nozawa és mtsai, 2012). A legfrissebb kutatások azonban ezzel ellentmondásos eredményekre jutottak.

Matheson és mtsai (2000) az SN 1993J késői spektrumainak vizsgálatai alapján a szupernóva és a cirkumszelláris anyag kölcsönhatását egyértelműen kimutatták. Ahogyan Mathesonék tanulmányában (2000) olvasható, a spektrumok vonalas jellege az objektum hűlése során fokozatosan jelent meg a kezdetben szinte tökéletes kontinuum-sugárzást mutató spektrumon. Miközben a tipikus II-es típusú objektumokra jellemző spektrumok fokozatosan átalakultak és megjelentek az Ib-k jellegzetességei, a 296. nap után (esetleg már a 226. nap környékén) megmutatkozott a $H\alpha$ vonal dobozszerű jellege is, majd a 473. napot követően dominánssá vált (Matheson és mtsai, 2000). A $H\alpha$ emissziós vonal morfológiájából egyértelműen a cirkumszelláris anyaggal való kölcsönhatásra, továbbá a kölcsönható anyag gömbhéjszerű eloszlására következtettek a szerzők (Matheson és mtsai, 2000). Ez kétség kívül megalapozza a porképződéssel kapcsolatos mélyebb vizsgálatokat.

A szupernóva körül kimutatható por mennyiségére az optikai spektrumokra illesztett modellek segítségével közvetett módon is végeztek becsléseket. Bevan és mtsai (2017) 16 évvel a robbanás után felvett optikai spektrumok modellezéseiből néhány század és tized M_{\odot} közötti pormennyiséget becsültek. Érdeemes megjegyezni azonban, hogy a modellezéseik során a por összetételére csak közvetve – a szemcsék által okozott abszorpcióból és szórásból – következtettek, így az erre vonatkozó paramétereik kevésbé megbízhatóak, ráadásul a por hőmérsékletéről egyáltalán nem kapunk információt. Ellenben, az általuk használt módszer a kimutatható por összemennyiségére pontosabb becsléseket ad, mint a (például) csupán néhány infravörös tartománybeli mérési pontból álló spektrális energiaeloszlások (SED-ek) modellezése. Ugyanis fennáll a lehetősége annak, hogy a környezetében fellelhető hideg por a Spitzer-űrtávcső által nem érzékelhető tartományban ($T \leq 50K$) található, így ezekből az adatokból nem mutatható ki közvetlenül.

Az SN 1993J-re vonatkozó infravörös tartományban készült publikusan is elérhető adatok részletes analízise egyelőre hiányzik a szupernóvára vonatkozó publikációk sorából, azonban mindenképpen értékes információkkal szolgálhat a porképződési és kölcsönhatási folyamatok elméletével kapcsolatban. Dolgozatom további fejezeteiben bemutatom a munkám során felhasznált, a Spitzer-űrtávcső teljes ide köthető adatsorának feldolgozását, fotometriáját, majd az általam használt analitikus és numerikus modellezési eljárásokat. Ezek alapján az észlelt infravörös-sugárzás eredetére vonatkozóan vonok le következtetéseket, vizsgálom a feltételezhető por mennyiségét, összetételét, ezek mellett kitérek az analízis során megjelenő hibaforrásokra és bizonytalanságokra is. Végül az eredményeimet összevetem az SN 1993J körüli porképződésre vonatkozó, más módszert felhasználó tanulmányokkal (Bevan és mtsai, 2017).

3. Műszerek és megfigyelési adatok

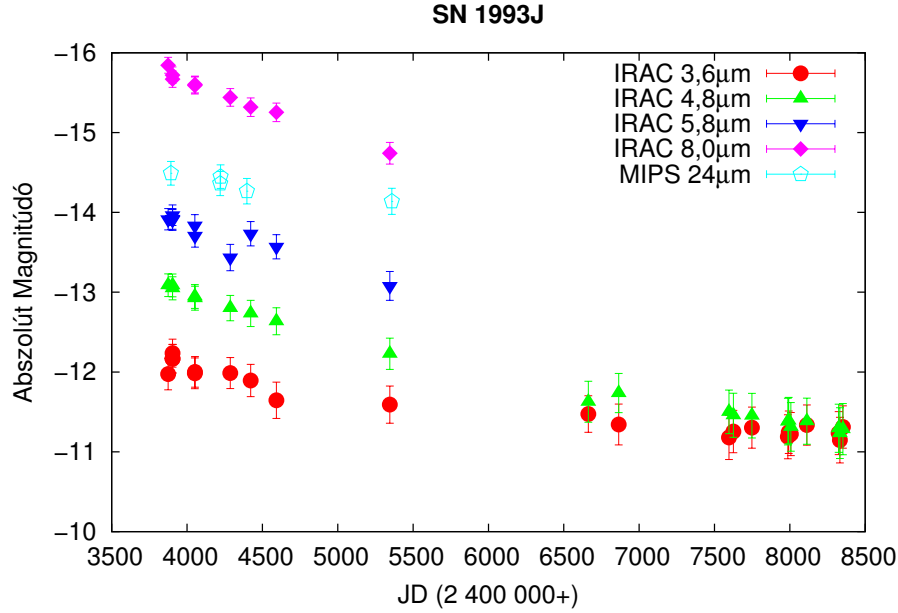
Munkám során a Spitzer-űrtávcső által készített mérésekkel dolgoztam. A NASA-űreszköz 3 műszerének segítségével mind fotometriai, mind spektroszkópai mérések kivitelezésére is alkalmas (volt) a közép-infravörös tartományon (Infrared Array Camera (IRAC), Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) és Infrared Spectrograph (IRS). Az űrtávcső 2003-ban kezdte meg működését, majd 6 éven keresztül az eredeti elképzeléseknek megfelelően, 2009-ben pedig az ún. *Warm Mission* üzemmódba átállva folytatta tovább. Ettől kezdve csupán a két rövidebb hullámhosszú csatornán végez méréseket, amellyel leredukálta a mérhető adatok mennyiségét. Az IRAC-kamera egy négycsatornás (3,6, 4,5, 5,8 és 8,0 μm) tudományos műszer, amelynek mindegyik csatornája 256 darab 1,2' x 1,2' méretű pixelből áll. Az űrtávcső másik általam használt műszere sokoldalúbb felhasználást tesz lehetővé. A MIPS segítségével különböző objektumok leképezése, kisfelbontású spektrumok felvétele és széles sávú fotometria is megvalósítható. Az általam felhasznált adatokat a háromcsatornás (24, 70 és 160 μm), 5,0' x 5,0' látómezejű kamerájának legrövidebb hullámhosszon készített képei szolgáltatták. (A műszerek leírása: az űrtávcső hivatalos oldalán ¹ elérhető információk, illetve Szalai, 2013 alapján.)

Dolgozatomban a Spitzer-űrtávcső internetes adatbázisából (*Spitzer Heritage Archive*, *SHA*²) publikusan letölthető képekből kinyert adatokat használtam fel. A szelekciós folyamat fő kritériumaként a mérések időpontja szolgált. A továbbiakban azokat az IRAC és MIPS méréspárokat vizsgáltam, amelyek esetén a két műszer által végzett megfigyelések között eltelt időintervallum elhanyagolható az SN1993J felfedezése óta eltelt időhöz képest, így minden epochához 5 különböző hullámhosszon készült mérés volt rendelhető. Az analízishez így csupán 4 különböző epochát használtam fel (a MIPS-kamerával készített 2004 októberi mérések között eltelt rövid időre (2 nap) való tekintettel a 16-i mérések feldolgozásától eltekintettem, csak a 18-i adatokkal dolgoztam tovább).

Korábbi az SN 1993J-re vonatkozó analízisem során a Spitzer-űrtávcső hivatalos oldalán publikusan elérhető 2003 és 2016 között az IRAC-kamerájával készített méréseit használtam fel. Ennek során apertúra fotometriát végeztem (lásd a Fotometriai feldolgozás c. alfejezetben) minden olyan képen, amelyen pontforrásként volt azonosítható a fenti szupernóva. A feldolgozás során kapott eredményeim alapján elkészítettem az objektum teljes fénygörbét (a jelen dolgozatom eredményeit is tartalmazó fénygörbét lásd: 1. ábra). Megállapítható, hogy jó egyezést kaptam Tinyanont és mtsai (2016) már korábban publikált - a két rövidebb csatorna 2015-ig készített méréseire vonatkozó - eredményeivel. Ezen eredményeimet felhasználtam jelen dolgozatom elkészítéséhez.

¹<http://irsa.ipac.caltech.edu>

²<http://sha.ipac.caltech.edu>



1. ábra. Az SN 1993J IRAC-és MIPS-kameráinak mérési alapján elkészített fénygörbéje.

4. Az adatok feldolgozása és kiértékelése

4.1. Fotometriai feldolgozás

A munkafolyamat következő fázisa az adatok fotometriai feldolgozása, illetve az űrtávcső műszereire jellemző általános korrekciók és átszámítások elvégzése volt (az űrtávcső hivatalos honlapján lévő információk ³, illetve Szalai (2013) alapján). A Spitzer-űrtávcső adatbázisából közvetlenül letölthetőek a tudományos munkára már alkalmas ún. PBCD (Post Basic Calibrated Data)-mozaikképek. A fotometriai feldolgozást az IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) csillagászati adatok feldolgozására szolgáló szoftvercsomag *phot* nevű taszkjának segítségével, illetve általam írt awk-szkriptek felhasználásával végeztem. A szupernóva galaktikus környezete és az űrtávcső műszereinek felbontása lehetővé tette, hogy a felhasznált képek mindegyikén pontforrásként tudtam azonosítani azt. Ebből kifolyólag az összes PBCD-képen mindkét műszer esetén *apertúra-fotometria* volt alkalmazható, amely során az objektum fluxusát az azt körülvevő körben és az azzal koncentrikus gyűrűben mérhető (háttér) átlagos fluxus különbségeként határoztam meg.

A Spitzer-űrtávcső műszerei a felületi fényességet detektálják (az asztrofizikában szokásos mértékegysége a MJy/sr, ahol $1 \text{ Jy} = 10^{26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), amely az egységnyi térszögbe eső *monokromatikus fluxus*-sal egyezik meg. Az adatok feldolgozásának további lépéseihez azonban szükség van a Spitzer műszerei által mért monokromatikus fluxusokra (azaz definíció szerint az egységnyi idő alatt, egységnyi frekvenciatartományban, egységnyi felületre beeső elektromágneses sugárzásra). Ezeket a mennyiségeket a fotometrálsból közvetlenül megkapott felületi fényességértékek és az egy pixelre eső térszög szorzatával

³<http://irsa.ipac.caltech.edu>

Apertúra- konfiguráció	Korrektíós faktor				
	3,6 μm	4,5 μm	5,8 μm	8,0 μm	24,0 μm
3,6–3,6–8,4	1,124	1,127	1,143	1,234	–
5,0–5,0–12,0	–	–	–	–	2,12

1. táblázat. *Az apertúra-fotometria során használt konfigurációk, illetve a hozzájuk tartozó korrektíós faktorok a Spitzer IRAC- és MIPS-kamerájának csatornáira. (Apertúra-konfiguráció alatt az adott objektumot a fotometria során körülvevő körnek, illetve az azzal koncentrikus gyűrűnek a sugarait értjük.)*

határozhatók meg.

$$F_\nu = \frac{E}{A \cdot t \cdot \Delta\nu} \quad (1)$$

Mivel a Spitzer műszereit egy előre rögzített apertúrasugárra kalibrálták, így a külső szoftverrel való feldolgozás esetén (esetemben: IRAF) korrigálni kell az apertúraméretekre, azaz a fenti értékeket még be kell szorozni az adott hullámhosszra és az apertúrára jellemző apertúra-korrektíós faktoral (lásd ⁴). (Az űrtávcső IRAC-kamerája esetén 3,6 " , míg a MIPS esetén 5,0 " apertúrasugárral dolgoztam.) A fenti műveletek elvégzése után μJy -ben kapjuk meg a monokromatikus fluxusokat. A fenti számolás az IRAC-kamera esetén:

$$F_\nu = f \cdot Ap_{corr} \cdot 8,46 \quad (2)$$

illetve a MIPS-műszerre az alábbi összefüggéssel adható meg:

$$F_\nu = f \cdot Ap_{corr} \cdot 141,07 \quad (3)$$

A munkafolyamat további fázisaiban az egységnyi hullámhossz-tartományba eső monokromatikus fluxusokkal - F_ν - dolgoztam, amelyeket, a fénysebességre vonatkozó jól ismert összefüggést felhasználva, az alábbi módon kaptam:

$$c = \nu \cdot \lambda \quad (4)$$

ahol $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ a fénysebesség.

Ismert, hogy a sugárzási térben teljesül továbbá az alábbi összefüggés:

$$\lambda \cdot F_\lambda = \nu \cdot F_\nu \quad (5)$$

tehát a hullámhossz- és a frekvenciatérben mérhető monokromatikus fluxusok között a következő formula teremt kapcsolatot:

⁴<http://irsa.ipac.caltech.edu>

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} \cdot F_\nu. \quad (6)$$

MJD (nap)	$F_{\nu 3,6}$ (μJy)	$F_{\nu 4,5}$ (μJy)	$F_{\nu 5,8}$ (μJy)	$F_{\nu 8,0}$ (μJy)	$F_{\nu 24,0}$ (μJy)
52967	–	–	–	–	5078 \pm 585
52978	156 \pm 23	234 \pm 26	317 \pm 30	903 \pm 55	–
53126	132 \pm 21	202 \pm 24	264 \pm 29	849 \pm 53	–
53296	–	–	–	–	4882 \pm 558
53361	133 \pm 22	180 \pm 23	206 \pm 27	731 \pm 51	–
53472	–	–	–	–	4130 \pm 525
53497	122 \pm 21	169 \pm 22,32	271 \pm 32	653 \pm 51	–
54419	92 \pm 19	106 \pm 18	148 \pm 22	384 \pm 39	–
54433	–	–	–	–	3672 \pm 484

2. táblázat. Az SN 1993J jelű szupernóvának az IRAC-kamera első ($F_{\nu 3,6}$), második ($F_{\nu 4,5}$), harmadik ($F_{\nu 5,8}$), negyedik ($F_{\nu 8,0}$) és a MIPS-kamera első ($F_{\nu 24,0}$) csatornáján mért fluxusértékei.

A fenti számításokból kapott monokromatikus fluxusokat (lásd 2. táblázat) a hullámhossz vagy a frekvencia függvényében ábrázolva az ún. *spektrális energiaeloszlás*-ok adódnak (a továbbiakban az angol SED - spectral energy distribution). A csillagközi anyagban való áthaladás közben a szupernóvából érkező sugárzás szóródik és elnyelődik, ennek a mértéke az *intersztelláris extinkció*. Ezt a fotometriai feldolgozás során mindenképpen figyelemmel kell kísérni, azonban megállapítható, hogy a közép-infravörös tartományban elhanyagolhatóan kicsi. Így a Spitzer-képek ezen korrekciójára nem volt szükség, a feldolgozás során eltekintettem tőle. Munkám további részében az így kapott pontpárookra analitikus és numerikus modellekből származó görbéket illesztettem, ezek alapján becsültem az SN 1993J körül kimutatható por fizikai paramétereit.

Ahogy a fentiekben olvasható, a szelekciós folyamat fő kritériumaként a mérések időpontja szolgált. A továbbiakban azokat az IRAC és MIPS méréspárokat vizsgáltam, amelyek esetén a két műszer által végzett megfigyelések között eltelt időintervallum elhanyagolható az SN1993J felfedezése óta eltelt időhöz képest. Az analízishez végül 4 különböző időpontpárban készült méréseket használtam fel (lásd 3. táblázat). (A dolgozatom további részeiben a csoportokra a MIPS-mérések robbanás óta eltelt napjainak számával hivatkozok.) A mérések módosított Julián-dátum alapján való csoportosítása csupán a robbanást követő 4222. napon készült MIPS-képnél nem volt egyértelmű. Ebben az esetben nem készült a Spitzer IRAC-kamerájával a MIPS-mérésekhez képest közel egyidőben megfigyelés az SN 1993J-ről, így a 4052. és a 4287. napon készült IRAC-mérések lineáris interpolációjából a pontosan 4222. napra számolt megfelelő monokromatikus fluxusok értékeit rendeltem a MIPS adataihoz. (Az IRAC-fénygörbék a tágulás ezen szakaszában

már jó közelítéssel lineáris lefutásúak, így alkalmazható volt a lineáris interpoláció (lásd 1. ábra.)

MJD_{IRAC} (nap)	MJD_{MIPS} (nap)	t_{MIPS} (nap)
52978	52967	3893
53296	53296	4222
53497	53472	4398
54419	54433	5359

3. táblázat. Az általam feldolgozott IRAC-és MIPS-mérések módosított Julián-dátumai (MJD_{IRAC} , MJD_{MIPS}), illetve a robbanás óta eltelt idők (t_{MIPS}). (Az 53296. naphoz tartozó IRAC mérés 53126 és az 53361 MJD-jű IRAC-képek lineáris interpolációjából számolva.)

4.2. Az analitikus modellek és illesztésük

Az analízis további szakaszaiban a fotometriai feldolgozás végeredményeként kapott SED-ekre elsőként analitikus, ezt követően numerikus modellgörbéket illesztettem Szalai (2013) által alkalmazott módszer alapján. Ennek megfelelően az előbbi modellek illesztése során minden esetben gömbszimmetrikus, homológ tágulást (azaz a tágulási sebesség a robbanás geometriai központjától mért távolsággal arányos) feltételező modellekkel dolgoztam. Először hagyományos feketetest-sugárzást leíró modelleket alkalmaztam, amelyek ugyan a tágulás ezen szakaszában már nem adnak fizikailag pontos képet a maradványról (hiszen már nem optikailag vastag a közeg), mégis a porképződés lehetősége szempontjából hasznos információkkal szolgálnak. Ezt követően már komplexebb, homogén, konstans sűrűségű poreloszlást feltételező, Meikle és mtsai. (2007) által készített analitikus modelleket illesztettem. Ezekben a modellekben a luminozítás a következőképpen adható meg:

$$L_\lambda = 2\pi^2 R^2 B_\lambda(T) [\tau_\lambda^{-2}(2\tau_\lambda^2 - 1 + (2\tau_\lambda + 1) \exp(-2\tau_\lambda))], \quad (7)$$

ahol a fenti jelölések: R az adott időpontbeli porképződés helyét megadó gömb sugara, $B_\lambda(T)$ pedig a Planck-függvény T átlagos porhőmérsékleten, azaz:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1}, \quad (8)$$

ahol pedig k_B a Boltzmann-állandó és h a Planck-állandó. Könnyen látható, hogy optikailag vastag közegre a feketetest-sugárzást leíró klasszikus összefüggéssé egyszerűsödik a fenti formula:

$$L_\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda(T) \quad (9)$$

Mivel a SED-eknél F_λ szerepel a hullámhossz függvényében ábrázolva, a továbbiakban a (7) egyenletben szereplő luminozitást fluxussá kell átkonvertálni. Erre szolgál az alábbi jól ismert összefüggés:

$$F_\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi d^2} \quad (10)$$

A porszemcsék méreteloszlását a Mathis, Rumpl és Nordsieck (1977, a továbbiakban MRN) által leírt hatványfüggvénnyel ($dn = k \cdot a^{-m} da$) adtam meg, ahol dn az a és $a + da$ közötti sugarú szemcsék számsűrűsége és k az erre a számsűrűsége jellemző skálafaktor. Ebben az esetben az optikai mélységet a következőképpen kaphatjuk:

$$\tau_\lambda = \frac{4}{3} \pi k \rho \kappa_\lambda R \frac{1}{4 - m} [a_{max}^{4-m} - a_{min}^{4-m}], \quad (11)$$

ahol κ_λ az adott anyag egységnyi tömegére jellemző abszorpciós együttható és ρ a szemcsék anyagsűrűsége. A paraméterek az eredeti MRN-cikk szerint (Szalai (2013) tanulmányához hasonlóan): a minimális és maximális szemcseméret $a_{min} = 0,005 \mu\text{m}$ és $a_{max} = 0,05 \mu\text{m}$ és $m = 3,5$ voltak.

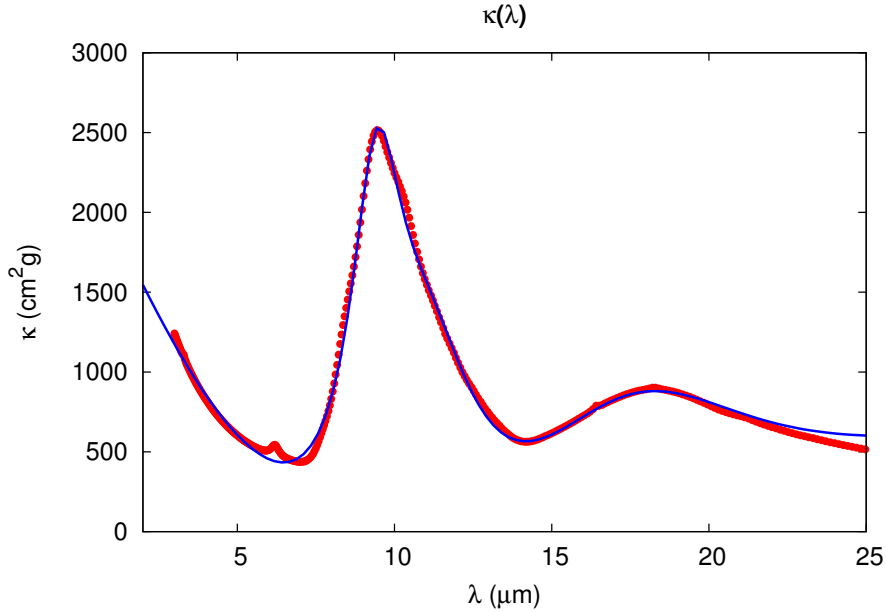
Mivel a csillagközi porszemcsék összetételüket tekintve alapvetően amorf szénből és szilikátokból állnak, a modellillesztés során tisztán amorf szénből álló és szilikátos modelleket is alkalmaztam. Előbbi porösszetételre a ρ szemcsesűrűség értéke $1,85 \text{ g/cm}^3$ (Rouleau és Martin, 1991) volt, továbbá az ehhez az esethez tartozó κ_λ értéket témavezetőm számításai alapján a következő összefüggéssel adtam meg (Szalai, 2013):

$$\kappa_\lambda = 0,1 \cdot (\lambda \cdot 10^{-6})^{-0,91} \quad (12)$$

A szilikátos modellekhez Weingartner és Draine (2001) által alkotott C-SI-PAH (a szakirodalomban egyszerűen csillagászati szilikátként fordul elő, lásd pl. Szalai, 2013) keveréket és az általuk is használt $\rho = 3,0 \text{ g/cm}^3$ értéket használtam (PAH mozaikszo a policiklikus aromás szénhidrogénekre utal). Az analitikus modellezés során szükségem volt az összetételt leíró κ_λ függvény közelítő alakjára, amelyet Bruce T. Draine honlapjáról ⁵ letöltött (Weingartner és Draine (2001) cikkéhez tartozó) megfelelő adatsorra történő függvényillesztéssel határoztam meg. A modellhez elegendő volt a kb. 2 és $25 \mu\text{m}$ közötti tartomány leillesztése, amelynek eredményeképpen egy negyedfokú polinomfüggvény és három Lorentz-függvény összegeként állt elő:

$$\kappa_\lambda = 2177 - 466 \cdot \lambda + 1,91 \cdot \lambda^2 + 2,16\lambda^3 - 0,095\lambda^3 + 0,0012\lambda^4 + \frac{1411}{(1 + \frac{\lambda-10,98}{2,116})^2} + \frac{2033}{(1 + \frac{\lambda-9,42}{0,998})^2} + \frac{1471}{(1 + \frac{\lambda-17,36}{5,540})^2} \quad (13)$$

⁵<https://www.astro.princeton.edu/~draine/index.html>



2. ábra. A szilikátos összetételt leíró (Weingartner és Draine, 2001) adatsorra illesztett κ_λ függvényem.

A fenti illesztés során egy függvényillesztő szoftver (fityk) segítségével iterációs megoldással kerestem meg a legjobban illeszkedő függvényt (az illesztést lásd 2. ábra).

A port tartalmazó modellek esetén az illesztéseket (Szalai, 2013 alapján) három paraméterre végeztem el: a táguló maradványt jellemző porképződési térrész sugarára (R) és átlagos hőmérsékletére (T), illetve a porszemcsék számsűrűségét leíró skálafaktorra (k). Ezzel ellentétben a feketetest-sugárzást leíró modellek esetén csupán két paraméterre végeztem a futtatásokat (R , T). Mindkét esetben egy általam C-nyelven írt legkisebb négyzetek módszerén alapuló, globális minimumkereső programot használtam fel (lásd a Függelékneknl), a modellgörbéket pedig általam írt *gnuplot* szkriptek segítségével illesztettem a különböző napokhoz tartozó SED-ekre.

A modellillesztések további szignifikáns jellemzője és a más modellezési eljárásokkal való összehasonlítás egyik fő szempontja a kapott paramétereiből számolható portömegek. Ehhez a Lucy és mtsai (1989), illetve Meikle és mtsai (2007) által kapott (későbbiekben pl. Szalai és mtsai, 2011 és Szalai, 2013 által is felhasznált) összefüggést alkalmaztam:

$$M_d = \frac{4\pi R^2 \tau_\lambda}{3\kappa_\lambda} \quad (14)$$

(Érdeemes megjegyezni, hogy, mivel általános esetben az optikailag vékony közelítés az elfogadott, ezeket az értékeket alsó tömeghatárként értelmezhetjük (Kozasa és mtsai, 2009).)

4.3. A numerikus modellek

Az SN 1993J jelű szupernóva vizsgálata során numerikus modellszámításokat is végeztem a MOCASSIN (MOnte CARlo SimulationS of Ionized Nebulae szavakból alkotott) nevű szoftver 2.02.72-es verziójának segítségével. A radiatív transzfer kód elsősorban nem szupernóva-maradványok, hanem ionizált gázfelhőkből álló asztrofizikai közegek modellezésére lett kifejlesztve (Ercolano és mtsai, 2003). Később azonban részlegesen - vagy akár teljes egészében - porból álló régiók modellezésére is alkalmazhatóvá vált (Ercolano és mtsai, 2005 és 2007). Ez a fejlesztés lehetővé tette a kollapszár szupernóvák környezetében megfigyelhető intersztelláris por fizikailag releváns jellemzését is (lásd pl. Ercolano és mtsai, 2007; Szalai és mtsai, 2011; Szalai 2013). Ennek ellenére a mai napig csupán néhány esetben használták a több mint tíz éves szupernóva-robbanások körüli folyamatok leírására (pl.: Sugerman és mtsai, 2012; Wesson és mtsai, 2014). Az SN 1980K esetén ugyan a Spizter által készített méréseket is felhasználták a modellezés során, viszont a MOCASSIN-nal kapcsolatos eredmények csak összehasonlításként szolgáltak egy másik, fél-analitikus kóddal való munkálatok során (Sugerman és mtsai, 2012).

A MOCASSIN segítségével a szupernóva-robbanást egy a központban lévő pontszerű sugárzó forrással helyettesítettem, míg magát a porképződési térrészt egy gömbszimmetrikus, tisztán porból álló közeg reprezentálta (Ercolano és mtsai, 2007; később pl. Szalai és mtsai, 2011; Szalai, 2013 is alkalmazott közelítés alapján). A numerikus kód a fenomenológiai tárgyalásmódnak megfelelően nem a mikrofolyamatok pontos jellemzésére törekszik. Működését tekintve sugárkövető (ray-tracing) technikát alkalmaz, azaz az adott közeget egy Descartes-koordinátarendszerbe helyezve minden rácspontban vizsgálja a lehetséges fény-anyag kölcsönhatásokat, mindaddig, amíg el nem éri az adott közeg határát. Ennek során az intenzitásváltozás matematikailag a következőképpen szokás felírni (Szalai, 2013):

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e \quad (15)$$

ahol I_λ a fajlagos spektrális intenzitás (ami definíció szerint az egységnyi felületről, egységnyi idő alatt, egységnyi térszögbe és egységnyi hullámhossztartományban kibocsátott energia). Az összefüggés magába foglalja az abszorpciót, a szórást (a ki-és beszóródást izotrop esetben), illetve az emissziót is, amelyek definícióik alapján külön-külön az alábbi formulákkal adhatók meg:

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda \quad (16)$$

(ahol ρ a közeg sűrűsége, κ_λ a tömegegységre vonatkozó abszorpció együttható),

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e = -j_\lambda \rho I_\lambda \quad (17)$$

ahol j_λ a tömeg egységre vonatkozó emissziós együttható (megjegyzendő, hogy az összefüggés csak spontán emisszióra vonatkozik),

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s = -\chi_\lambda \rho I_\lambda + \chi_\lambda \rho J_\lambda \quad (18)$$

ahol (χ_λ a tömeg egységre vonatkozó szóródási együttható és J_λ a közepes intenzitás. Ezeket a folyamatokat összefoglalva a sugárzási transzferegyenlet hivatott leírni, azaz:

$$\frac{1}{\rho(\kappa_\lambda + \chi_\lambda)} \frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + S_\lambda, \quad (19)$$

ahol

$$S_\lambda = \frac{\chi_\lambda J_\lambda + j_\lambda}{\kappa_\lambda + \chi_\lambda} \quad (20)$$

az *forrásfüggvény*, amely arányszáma a fotonkeltés és fotonelnyelődés hányadosával egyezik meg a szórásmentes esetben (az intenzitásváltozással kapcsolatos információkat és összefüggéseket lásd Szalai, 2013).

A numerikus modellezés folyamata során számos paraméterrel operálhatunk a MOCASSIN esetében. Ugyanakkor érdemes a porszemcsék anyagi minőségét, méreteloszlását, illetve a térbeli eloszlásuk leírásához használt számsűrűség-profilot rögzíteni, majd a gerjesztő forrás (luminositása (L_*) és hőmérséklete (T_*)) és a porképződési térrész főbb paramétereire (a zóna R_{in} belső és R_{out} külső sugara, valamint a porszemcsék számsűrűség-profilja) optimalizálni (lásd Szalai, 2013). Sok esetben azonban még ekkor sem volt elegendő a futtatás eredménye, amely további megszorító feltételekhez vezetett (bővebben a numerikus modellezés eredményeinél tárgyalom).

Megjegyzendő, hogy az idős (több tíz éves) szupernóva maradványok környezetének modellezésével kapcsolatban kevés tanulmány született, amelyek többnyire a mellőzik a technikai részleteket, a modellek paraméterezéséről szűkszavúan írnak (lásd pl. Sugerman és mtsai, 2012; Wesson és mtsai, 2014). Ebből kifolyólag a legjobb illeszkedés eléréséhez a bemeneti fájlok elkészítésekor számos különböző paraméterezést teszteltem. Az analitikus modellekkel ellentétben ezekben az esetekben a futtatások eredményeinek optimalizálását nem szkriptek segítségével, hanem manuálisan végeztem, amely azonban nem zárja ki az objektív következtetések lehetőségét. Ez a MOCASSIN-nal való munka automatizálásának komplexitása és az egyes futtatások sokszor túlzottan nagy időigénye miatt vált indokolttá.

A modellszámítások során magának a forráskódnak a változtatása nem volt szükséges, elegendő a fenti paramétereket összefoglaló bemeneti fájlt változtatni. A futtatás után kapott kimeneti fájl többek között a generált elméleti SED-eket és a munkám szempontjából jelentős paramétert, a számolt portömegeket tartalmazta.

D	T_{BB}	T_{AmC}	t_{BB}	t_{AmC}	R_{BB}	R_{AmC}	r_{BB}	r_{AmC}	m
(Mpc)	(K)	(K)	(K)	(K)	(10^{16} cm)	(10^{16} cm)	(10^{16} cm)	(10^{16} cm)	($10^{-6} M.$)
3,23	840	660	230	200	0,08	0,48	2,63	6,61	1,21
3,63	840	660	230	200	0,09	0,52	2,96	7,20	1,57
4,03	830	660	230	200	0,11	0,56	3,27	7,77	2,00

4. táblázat. Az SN 1993J-re illesztett feketetest- és amorf szenes pormodellek paramétereit (a meleg komponens hőmérséklete a feketetest-sugárzást leíró T_{BB} , illetve az amorf szenes T_{AmC} esetben; a hideg komponens hőmérséklete a feketetest-sugárzást leíró t_{BB} , illetve az amorf szenes t_{AmC} esetben, továbbá a meleg komponens méretét jellemző zónasugarak a feketetest-sugárzást leíró R_{BB} , illetve az amorf szenes R_{AmC} esetben, végül a hideg komponens zónasugarai a feketetest-sugárzást leíró r_{BB} , illetve az amorf szenes r_{AmC} esetben) különböző távolságok esetén, a felfedezést követő 3893. napon.

4.4. Az illesztések hibaforrásai

A modellillesztések során lehetőség szerint minden felmerülő hibaforrást igyekeztem megvizsgálni. A fotometriai feldolgozás során a hibaterjedéssel számolt hibák a mért értékekhez képest jellemzően 10 és 15 százalék közöttiek voltak. (Ezek az értékek közel megegyeznek a Spitzer-űrtávcső fotometriai pontosságának tekintett 10 százalékos hibahatárral. Ennek fényében munkám során ezt az általánosan elfogadott értéket jelöltem a SED-eken.) Továbbá vizsgáltam az SN 1993J távolságának bizonytalanságából származó hibafaktort is. Mivel az általam vizsgált objektum egyike a hozzánk legközelebb elhelyezkedő szupernóváknak, így a távolsága jó pontossággal megadható (11 százalékos hibahatáron belül), a távolság hibája mindössze $\pm 0,4$ Mpc (Tinyanont és mtsai (2016) által használt érték) a minimális és maximális távolságokat véve újból elvégeztem a kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró és amorf szenes modellek illesztését, amelyek eredményei csupán néhány százalékkal tértek el az átlagos távolság esetén kapottaktól (részletesen lásd a 4. táblázatban). A szupernóva környezetében lévő por-és gázanyag hőmérsékletei szinte minden esetben azonos értéket vesznek fel, legalábbis a futtatásokra jellemző 10K-es lépésközon belül. A maradvány méretét jellemző zónasugarak a hideg komponensre 9-13 százalékos, a melegre 8-19 százalékos hibahatáron belüli egyezést mutatnak. Továbbá a számolt portömegek mindhárom esetben azonos nagyságrendbe esnek, ezred naptömeg körüli nagyságúak. Ezek alapján megállapítható, hogy az SN 1993J távolságának méréséből és a fotometriai feldolgozásából fakadó bizonytalanságok a szupernóvára illesztett modellgörbéket és a porképződéssel kapcsolatban levonható következtetéseket szignifikánsan nem befolyásolták. Az illesztett görbék a különböző távolságok esetén ismételt optimalizálásból kifolyólag közel együtt haladnak a SED-ek grafikonjain.

A numerikus hibák mellett vizsgáltam a SED-ek illesztéséből, azaz az általam használt módszer korlátaiból fakadó bizonytalanság mértékét. A korábbi munkám során alapvetően két pontra való illesztéseket végeztem, amelyek esetén a paraméterek nagy száma miatt az így kapott eredményeimet nagyobb fokú bizonytalanság jellemezte. Mostani dolgozatomban azonban a szelekciós folyamat során fontos kritérium volt, hogy mind az

IRAC-kamera 4 csatornáján, mind a MIPS-kamera 24 μm -es csatornáján közel egyidőben készüljenek mérések, hiszen ezzel minden naphoz 5 mérési pontot tudtam rendelni. (A szülőgalaxis portartalma miatt az észlelt hideg por már nem köthető egyértelműen a maradványhoz, így a MIPS-képek közül csak a legrövidebb hullámhosszon készültekkel tudtam dolgozni.) Ebből kifolyólag a porképződés vizsgálatára általam használt módszernek a bizonytalanságát jelentősen le tudtam redukálni. Megjegyzendő, hogy az illesztett paraméterek korrelációját egyik esetben sem tapasztaltam.

5. Az eredmények

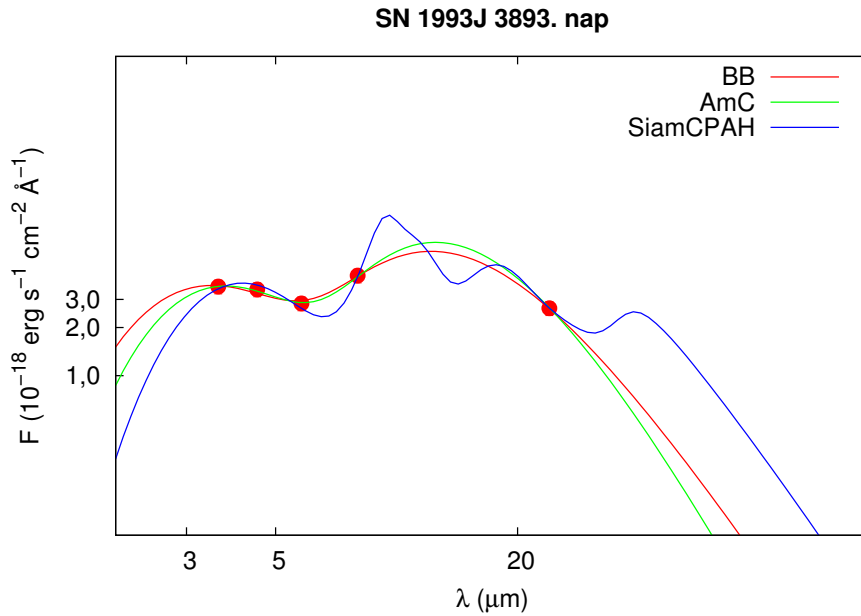
5.1. Az analitikus modellillesztések eredményei

Munkám során az SN 1993J-ről több mint 10 évvel a robbanást követően készült mérésekkel dolgoztam, azaz az általam készített analízis az objektumot az ún. *átmeneti fázis*-ban jellemzi. A kollapszár szupernóvák feltérképezése többnyire a robbanást követő korai fázisra (kevesebb, mint 10 év), illetve a több száz éves maradványokra szorítkozik. A köztes, tranziens fázisban lévő objektumok részletes megfigyelése eddig jóval kevesebb vizsgálat tárgyát képezte (Tanaka és mtsai, 2012). Ebből kifolyólag az erre az időszakra vonatkozó porképződésre vonatkozó elméletek sem teljesen kiforrottak.

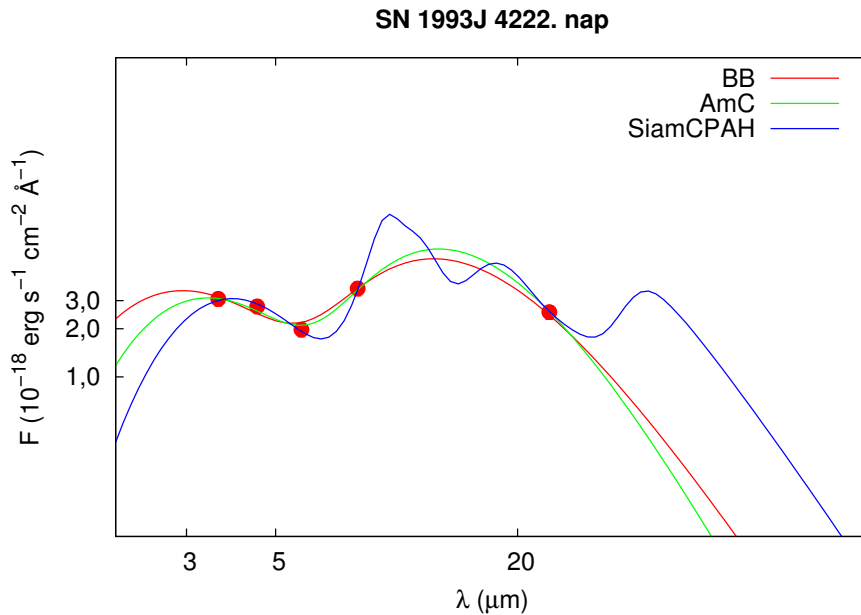
Dolgozatomban az SN 1993J több, mint tíz éves maradványának jellemzéséhez a Spitzer-űrtávcső közép-infravörös tartományban készített mérések szolgáltatották az adatokat. A porképződéssel kapcsolatos lehetőségek vizsgálatának módszere tehát az ezekből kinyert SED-ek analízise volt. Megállapítható, hogy abban az esetben, ha a SED-ek változást mutatnak az idő függvényében, a közeli infravörös tartományban észlelt többletsugárzás egyértelműen a szupernóvához köthető, a galaktikus háttértől független (lásd Szalai, 2013). Ezt fontos külön kiemelni, mivel a fotometriai feldolgozás során használt apertúrák nagyságrendekkel nagyobb területet fedtek le, mint a maradvány tényleges mérete.

A robbanást követő kb. 2000. nap után a hűlő maradvány fűtési folyamataiban a ^{44}Ti bomlása válik dominánssá. Az SN 1987A jelű szupernóvára végzett számítások alapján ez a folyamat mindössze 10^{36} - 10^{37} $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ nagyságú bolometrikus luminozitást eredményezett (Fransson és Kozasa, 2002), amely becslés jó közelítéssel alkalmazható az SN 1993J-re is. Ez csupán töredéke a szupernóva közeli infravörös tartományban - a Spitzer által - mérhető luminozitásának, azaz az analízis szempontjából elhanyagolható mértékű. Tehát a maradvány saját nukleáris folyamatai nem eredményezhetik az infravörös tartományban mért többletintenzitást és sugárzást.

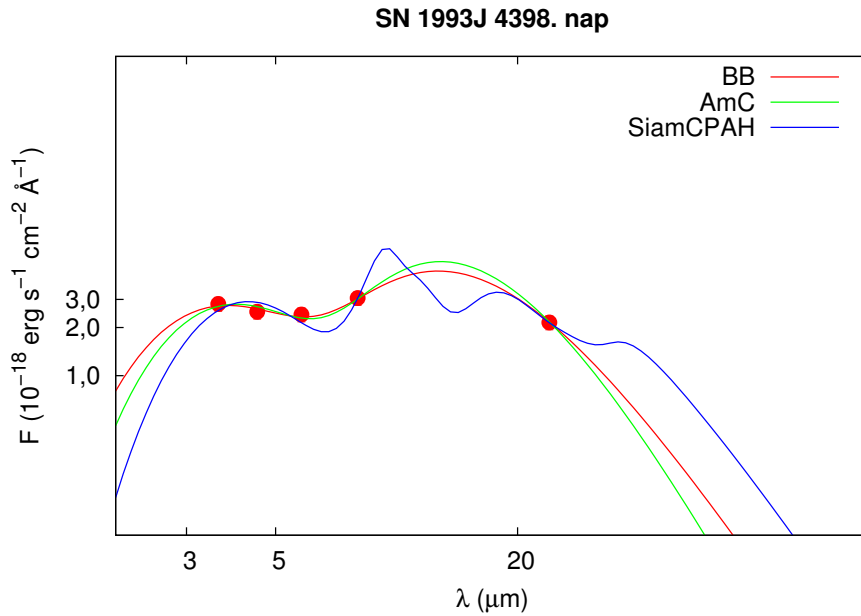
A következőkben bemutatom az analitikus modellek illesztésének folyamatát és eredményeit. A képek szelekciós kritériumából adódóan minden illesztést öt pontra végeztem. Ezzel nem csupán az illesztés pontossága volt növelhető, hanem komplexebb, kétkomponensű modellek használata is lehetővé vált, amelyekkel a hideg- és a meleg komponens kapcsolatát behatóbban vizsgálhattam.



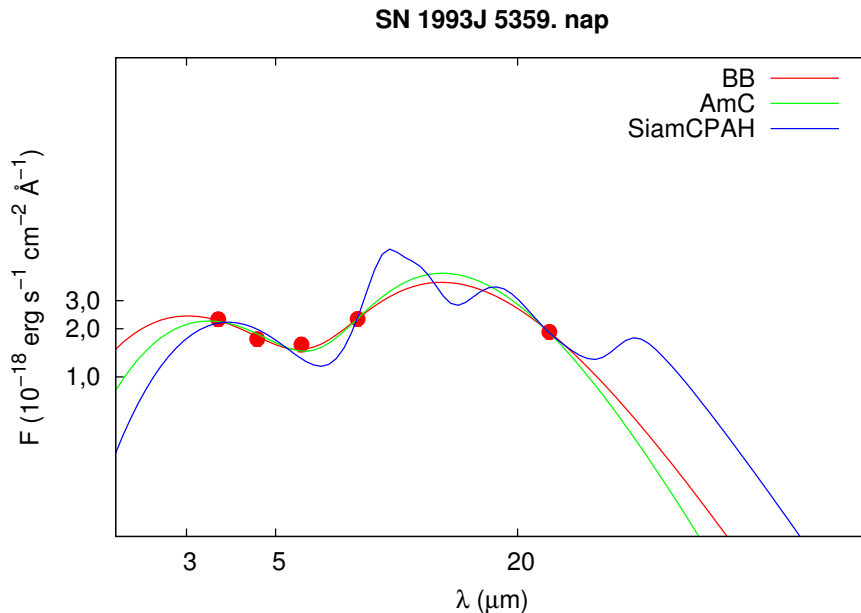
3. ábra. Az SN 1993J jelű szupernóva maradványának a robbanást követő 3893. napjára illesztett analitikus görbék. (Az ábrán látható jelölések: BB - a feketetest-sugárzást leíró, AmC - az amorf szenes és a SiamCPAH - a szilikátos összetételű eset.)



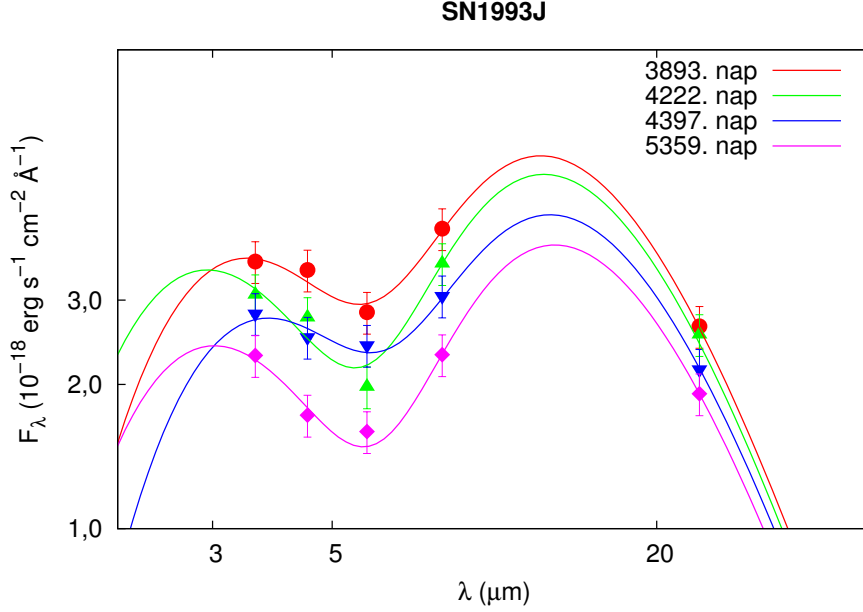
4. ábra. Az SN 1993J jelű szupernóva maradványának a robbanást követő 4222. napjára illesztett analitikus görbék. (Az ábrán látható jelölések: BB - a feketetest-sugárzást leíró, AmC - az amorf szenes és a SiamCPAH - a szilikátos összetételű eset.)



5. ábra. Az SN 1993J jelű szupernóva maradványának a robbanást követő 4398. napjára illesztett analitikus görbék. (Az ábrán látható jelölések: BB - a feketetest-sugárzást leíró, AmC - az amorf szenes és a SiamCPAH - a szilikátos összetételű eset.)



6. ábra. Az SN 1993J jelű szupernóva maradványának a robbanást követő 5359. napjára illesztett analitikus görbék. (Az ábrán látható jelölések: BB - a feketetest-sugárzást leíró, AmC - az amorf szenes és a SiamCPAH - a szilikátos összetételű eset.)



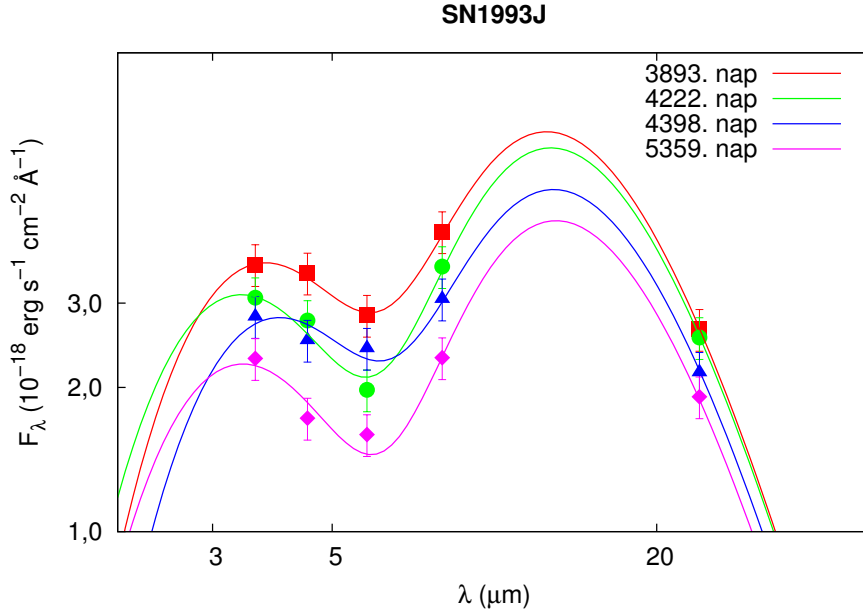
7. ábra. Az SN 1993J SED-jeire legjobban illeszkedő kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró analitikus modellgörbék.

Epocha (nap)	R_{BB} (10^{16} cm)	T_{BB} (K)	r_{BB} (10^{16} cm)	t_{BB} (K)
3893	0,09	840	2,96	230
4222	0,06	990	2,86	230
4398	0,10	770	2,86	220
5359	0,05	960	2,70	220

5. táblázat. Az SN 1993J SED-jeire illesztett feketetest-modellek meleg (R_{BB}, T_{BB}) és hideg komponenseit (r_{BB}, t_{BB}) leíró paramétereit a robbanás napjától számított epochákra.

5.1.1. A feketetest-sugárzást leíró modellek

A tágulás ezen fázisában (3-5 ezer nappal a robbanást követően) a hideg és a meleg poranyag kapcsolata egykomponensű modellekkel már nem írható le fizikailag releváns módon. Az SN 1987A-nál egyértelműen kimutatták, hogy a maradvány pontos jellemzése csak többkomponensű modellekkel lehetséges (Matsuura és mtsai, 2019). Az SN 1993J SED-jeinél jól látható, hogy az öt mérési pontra nem illeszthető olyan görbe, amely csupán egyetlen inflexiós ponttal rendelkezik, azaz egykomponensű feketetest-sugárzást leíró vagy amorf szenes modellek már nem használhatóak. Megjegyzendő ugyanis, hogy a szilikátos modellek a pontos szemcseösszetétel függvényében akár több inflexiós ponttal is rendelkezhetnek a közeli infravörös hullámhossztartományon. Ebből adódóan a maradványt tisztán feketetest-sugárzó közeggel közelítő esetben kettő Planck-görbe összegéből álló modellgörbével végeztem az illesztéseket. Érdeemes megemlíteni, hogy ilyenkor már nem alkalmazható az optikailag vastag közelítés, tehát fizikailag pontos képet már az ún.



8. ábra. Az SN 1993J SED-jeire legjobban illeszkedő kétkomponensű amorf szenes analitikus modellgörbék.

Epocha (nap)	R_{AmC} (10^{16} cm)	T_{AmC} (K)	r_{AmC} (10^{16} cm)	t_{AmC} (K)	k (10^{-21})
3893	0,52	660	7,20	200	0,85
4222	0,36	730	6,40	200	1,22
4398	0,71	620	9,23	190	0,36
5359	0,49	720	8,81	190	0,36

6. táblázat. Az SN 1993J SED-jeire illesztett amorf szenes modellek meleg (R_{AmC}, T_{AmC}) és hideg poranyagot (r_{AmC}, t_{AmC}) leíró paramétereit a robbanás napjától számított epochákra.

hígított feketetest-modellek segítségével kaphatunk. A minimális zónasugarak és a maximális porhőmérsékletek megállapítása szempontjából azonban elengedhetetlen lépésnek számít a Planck-görbék illesztése. Az illesztéseim eredményeit a 5. táblázat, illetve a 7. ábra foglalja össze.

5.1.2. Az amorf szenes modellek

A homogén, konstans sűrűségű poreloszlást feltételező, Meikle és mtsai (2007) által készített analitikus modelleket két különböző, a csillagközi porszemcsék anyagi minőségét legjobban jellemző porösszetétel esetén használtam. Elsőként tisztán amorf szénből álló közegeként feltételeztem a maradvány körüli porképződési területet. Hasonlóan a feketetest-modellekhez, ebben az esetben sem írható le a maradvány csupán egykomponensű görbékkel, a kapott SED-ek alapján indokoltá vált a kétkomponensű modellek alkalmazása.

Epocha (nap)	m ($10^{-3} M_{\odot}$)	M $10^{-7} M_{\odot}$
3893	1,57	5,93
4222	1,59	2,82
4398	1,40	6,39
5359	1,22	2,10

7. táblázat. Az SN 1993J SED-jeire illesztett amorf szenes modellek meleg (M) és hideg porkomponenseire (m) számított portömegek, a robbanás napjától számított epochákra.

Epocha (nap)	R_{BB} (10^{16} cm)	T_{BB} (K)	r_{BB} (10^{16} cm)	t_{BB} (K)	k (10^{-21})
3893	1,10	550	7,61	180	1,63
4222	1,20	590	9,40	190	0,64
4398	0,80	530	6,39	160	4,26
5359	0,97	590	7,74	190	0,64

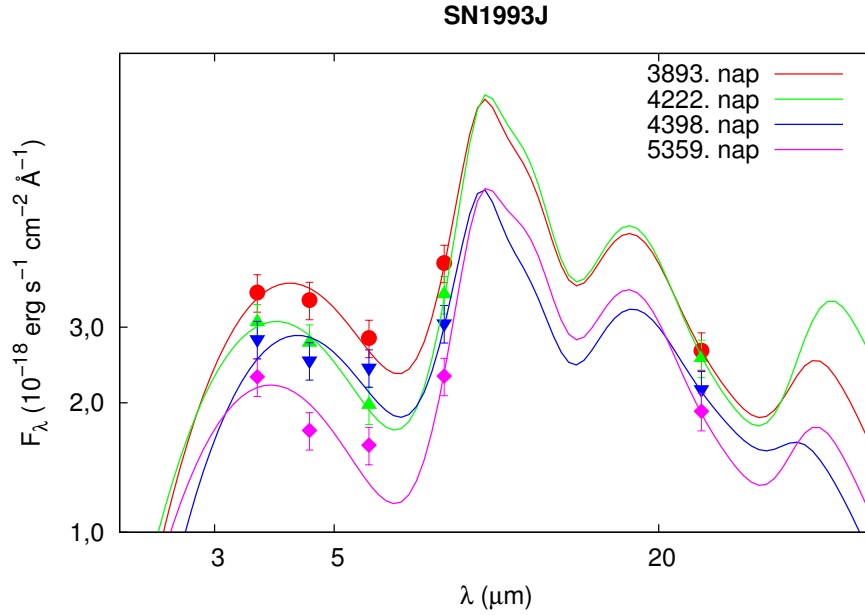
8. táblázat. Az SN 1993J SED-jeire illesztett szilikátos modellek meleg (R_{BB}, T_{BB}) és hideg poranyagot (r_{BB}, t_{BB}) leíró paramétereit a robbanás napjától számított epochákra.

A legjobban illeszkedő modellekből kapott paraméterek (lásd 6. táblázat) nagyságrendileg megegyeznek a feketetest-modellekével, azaz a két leírási mód egymással összhangban van. Ugyanakkor az elméleti megfontolásoknak megfelelően ebben az esetben néhány tíz kelvinnel kisebb hőmérsékletek és néhányszor nagyobb porképződési térrészt jellemző sugarak adódtak.

A szupernóva körül képződő intersztelláris por tömegét a Lucy és mtsai (1989) és Meikle és mtsai (2007) által alkalmazott módszer mintájára becsültem. Az általuk is felhasznált 14. összefüggésből kapott értékek a meleg komponensre $10^{-7} M_{\odot}$, míg a hideg esetén $10^{-3} M_{\odot}$ nagyságrendbe estek (lásd 7. táblázat). Ebből egyértelműen arra következtethetünk, hogy a maradvány körül kimutatható intersztelláris por az amorf szenes összetételű esetben számottevő mértékben jelen van és alapvetően a hideg komponensből származik.

5.1.3. Szilikátos modellek

Az analitikus modellek harmadik szekciójánál csillagászati szilikátból álló közegnek feltételeztem a maradvány körüli porképződési területet. A Weingartner és Draine (2001) által alkotott C-SI-PAH keverék esetén a modellgörbék alakjából kifolyólag elméletileg egykomponensű modellekkel is illeszthetőek a SED-ek, azonban ezek a MIPS-pontora nem illeszkednek jól. Így a szilikátos modellek esetén is kétkomponensű modellek segítségével kaptam a legjobb illeszkedést (a görbék paramétereit lásd a 8. táblázatban).



9. ábra. Az SN 1993J SED-jeire legjobban illeszkedő kétkomponensű szilikátos analitikus modellszámítások.

Epocha (nap)	m ($10^{-5} M_{\odot}$)	M ($10^{-5} M_{\odot}$)
3893	578	1,75
4222	428	0,89
4398	895	1,76
5359	455	0,90

9. táblázat. Az SN 1993J SED-jeire illesztett szilikátos modellek meleg (M) és hideg (m) komponenseire számított portömegek, a robbanás napjától számított epochákra.

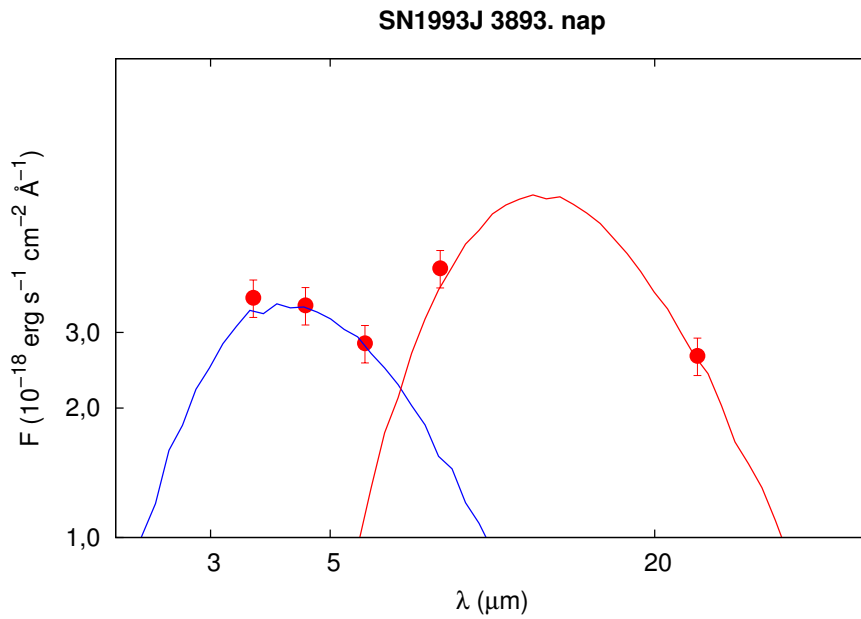
A szupernóva körül képződő interisztelláris por tömegét – hasonlóan az amorf szenes esethez – a Lucy és mtsai (1989) és Meikle és mtsai (2007) által alkalmazott módszer mintájára becsültem. A meleg komponensre $10^{-5} M_{\odot}$, míg a hideg esetén $10^{-3} M_{\odot}$ nagyságrendbe estek (lásd 9. táblázat). Tehát a szilikátos esetben is a feltételezhető pormennyiség nagyrésze a hideg komponenstől származik. Megállapítható, hogy nagyságrendileg mind egyik pormodellnél közel azonos mennyiségű interisztelláris por becsülhető az SN 1993J maradványa körül, azonban a várakozásoknak megfelelően ezek az értékek többszöröse az amorf szenes illesztések során kapottaknak.

5.2. A numerikus modellezés eredményei

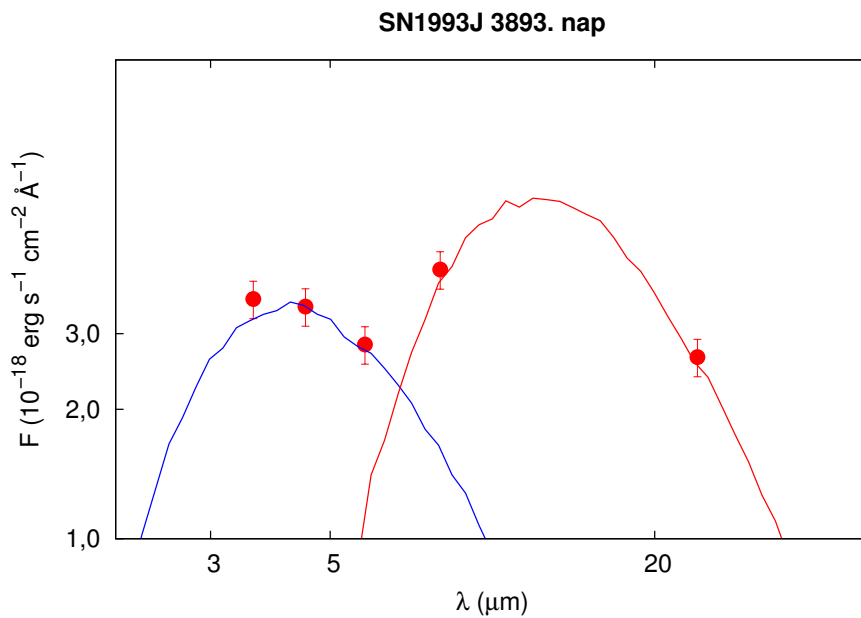
A numerikus modellezés folyamata során a MOCASSIN nevű programmal dolgoztam, amely ugyan nem azzal a céllal lett kifejlesztve, hogy a részlegesen vagy akár százszázalékban poranyagból álló interisztelláris térrészt leírja, mégis alkalmas erre (Ercolano és mtsai, 2003, 2005 és 2007). A kód ugyanis a táguló maradványban zajló fény-anyag kölcsönhatások révén ténylegesen figyelembe veszi a porszemcsék fotonokkal való kölcsönhatását, ellentétben az analitikus modellekkel, amelyeknél ugyanis azt feltételezzük, hogy a mért fluxus százszázalékban a por saját termikus sugárzásából ered. A program futtatása során az egyes SED-eket alkotó öt pont állt rendelkezésemre, amelyek esetén négy változónál többel nem célszerű dolgozni. A hideg és a meleg porkomponenst leíró numerikus modellek azonban ennél jelentősen több paraméterrel rendelkeznek, tehát minden SED előállítása csupán irányított módon történhet. Ennek következtében a porképződéssel kapcsolatban biztosan csak azt lehet megállapítani, hogy a maradványt egy komponenssel nem lehetséges leírni, ehhez minimum két porkomponens szükséges, ahogyan ez a 10. és 11 ábrákon látható is. A MOCASSIN-t számos különböző paraméterezéssel, más-más rögzített és változó paraméterekkel futtattam, ezek közül azonban az idős szupernóva maradványokra vonatkozó részletes szakirodalmi háttér hiányában dolgozatomban csak az analitikus modellezéseim eredményeinek fényében legrelevánsabbnak ítélt esetet mutatom be.

Ennek során a porképződési térrészt gömbhéjnak feltételeztem, amely külső és belső sugara a legjobban illeszkedő szilikátos modellek hideg és meleg porkomponenseinek méretével egyezett meg, a számsűrűséget megadó fájlt ennek megfelelően készítettem el. A poranyagot teljes egészében szilikátból állónak, a szemcsék méretét MRN-eloszlásúnak (az első 100 részecskeméretre) vettem. (Az eloszlást és a számsűrűséget leíró fájlt a program hivatalos oldalán ⁶ elérhető kiegészítő funkciók segítségével készítettem el.) A modellezés során a központi forrás luminozitását és hőmérsékletét változtattam, míg a szemcsék további jellemzőit, illetve a bemeneti fájl egyéb paramétereit az alapértelmezett értékeknek

⁶<http://mocassin.nebulousresearch.org>



10. ábra. Az SN 1993J 3893. napjához tartozó SED-jére legjobban illeszkedő amorf szenes porösszetételű numerikus modellgörbék.



11. ábra. Az SN 1993J 3893. napjához tartozó SED-jére legjobban illeszkedő szilikátos porösszetételű numerikus modellgörbék.

megfelelően használtam. A folyamat során a hideg és a meleg komponenst külön-külön modelleztem. A numerikus modellek futtatásának eredményét az analízis többi szakaszában is kitüntetett helyet elfoglaló 3893. naphoz készített modellszámok esetén a 10. és 11. ábrák szemléltetik.

A MOCASSIN-nal való SED-modellezések ugyan komplex feladatot jelentenek, azonban a kód működésének fizikai elve és azt leíró számos paraméter új perspektívákat nyit meg az idős szupernóva maradványok modellezésében. Többek között a porképződési térrész geometriájának, a porszemcsék összetételének és eloszlásának további, mélyebb vizsgálata is megvalósítható vele.

Epocha (nap)	r_{BB} (10^{16} cm)	v_{BB} (km/s)
3893	2,96	880
4222	2,86	784
4398	2,86	753
5359	2,70	583

10. táblázat. Az SN 1993J SED-jeire illesztett feketetest-modellekből a porkomponensre meghatározott minimális sugarak illetve a hozzájuk tartozó sebességértékek a felfedezés napjától számított epochákra.

6. Az eredmények diszkussziója

Dolgozatom előző fejezeteiben bemutattam a Spitzer-űrtávcső IRAC- és MIPS-kamerái által az SN 1993J jelű szupernóváról készített mérések feldolgozását és az ennek eredményeképpen kapott SED-ek különböző modellgörbével való illesztését. A következőekben a modellezések eredményeiből az objektum környezetében lejátszódó porszemcséképződéssel kapcsolatban levonható következtetéseket vizsgálom meg.

A SED-ek időbeli változása alapján tehát az észlelt infravörös többletsugárzás egyértelműen és túlnyomóan az SN 1993J-hez kapcsolható, a porképződésre vonatkozó megállapításokhoz azonban további kritériumokat kell megvizsgálni. A porszemcsék kondenzációjának egyik alapvető feltétele, hogy a feketesugárzást leíró esetben kapott minimális sugarakból (az objektum robbanása óta eltelt idő (t_{exp}) ismeretében) számolt minimális tágulási sebességek (21. egyenlet alapján) a porképződésnél jellemző értékhez képest kisebbek legyenek. Mivel a tágulás ezen szakaszában már optikailag vékony közegekről beszélünk, az optikailag vastag feketesugárzást leíró formula a határértékeket szolgáltatja, azaz a maradványra jellemző minimális méreteket és sebességeket (időben egyenletes tágulást feltételezve az alábbi formulával számolhatók a sebességek).

$$v_{BB} = \frac{r_{BB}}{t_{exp}} \quad (21)$$

A táguló maradványban ugyanis a porképződés szempontjából jelentős elemekben (főleg C, Si, O, esetenként Mg, Fe és Al) gazdag rétegek tipikusan legfeljebb 2-3000 km/s-os sebességet érhetnek el a kellően magas hatásfokú szemcséképződéshez (lásd pl. Szalai, 2013). Annak ellenére, hogy ez a számérték jellemzően a II-P típusú objektumokra vonatkozik, jó becslést ad a hidrogénvonalakat csak a korai fázisban mutató Iib-kre is, bár ezen objektumoknál akár számottevően nagyobb tágulási sebességeknél is végbemehet a szemcséképződés. Mivel az SN 1993J-re vonatkozó értékek jóval a II-P-kre jellemző felső sebességkorlát alatt vannak (10. táblázat), egyértelműen fennáll a lehetősége a maradvány körüli lokális porképződésnek.

A továbbiakban érdemes megvizsgálni az analitikus modellszámításokból kapott por-

Hivatkozás	m	r_0 (10^{16} cm)	r (10^{16} cm)	t_0 (nap)
1	0,845±0,005	–	36,09	–
2	0,860±0,011	26,93	32,18	3164
3	0,781	17,95	20,21	2787
4	0,77	30,28	32,53	3548

11. táblázat. Az SN 1993J robbanástól számított 3893. napra számolt méretei (m - a formulákban szereplő hatványkitevő, r_0 - a maradvány ismert t_0 időpontbeli mérete és r - a 3893. napra számolt mérete). Hivatkozások: (1) Weiler és mtsai, 2007; (2)-(4) J. M. Marcaide, K. W. Weiler által szerkesztett *Cosmic Explosions On the 10th Anniversary of SN 1993J (IAU Colloquium 192)* kötetből (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005) az alábbi cikkek: „Imaging of SN 1993J”(Alberdi és Marcaide, 1. ábra); „Nine Years of VLBI Imaging of Supernova 1993J”(Bietenholz és mtsai, 1. ábra) és „On the SN 1993J Radio Shell Structure”(Marcaide és mtsai, 6. ábra).

képződési térrészre jellemző sugarak nagyságát. Ugyanis ezeket más, független mérések eredményeivel összevetve a maradvány körül kimutatható intersztelláris por elhelyezkedésére következtethetünk. Az SN 1993J fizikai méretét a rádiótartományban készült mérések alapján becsültem, hiszen a szupernóváról számos részletes adatsor áll rendelkezésre ezen a tartományon (lásd pl. 11. táblázat). Amennyiben az ezek alapján kapott sugárnál nagyobb értékek adódnak a modellszámításokból, akkor az észlet többletsugárzás alapján kapott pormennyiséget nem lehet teljes egészében a maradványhoz kötni. Ellenkező esetben a teljes becsült pormennyiség a táguló maradvány belsejében helyezkedhet el, tehát esély van a tisztán lokális porképződésre.

Ennek vizsgálatára négy különböző cikkben publikált formula alapján végeztem számításokat. Az táguló maradvány sugarát megadó összefüggések közül háromnak közös vonása volt, hogy egy adott időpillanatban ismert méretet felhasználva hatványfüggvénnyel írta le a táguló burok másik időpillanatban vett méretét (22. egyenlet), míg Weiler és mtsai. (2007) tanulmányában egy teljesen explicit formulával találkozhatunk. A hatványkitevő egy empirikusan meghatározott, a tágulás egyes szakaszaiban különböző értéket felvevő konstans volt, amely az általam felhasznált tanulmányokban jellemzően 0,7 és 0,9 közöttinek adódott. Mivel a cikkekben végzett számításokhoz viszonylag korai, a robbanást követő 2-3 ezer nap elteltével végzett méréseket használtak fel, a méreteket az ezekhez az epochákhoz legközelebb eső Spitzer-mérést, a robbanást követő 3893. napot választottam, ezzel növelve a formula relevanciáját. Érdeemes megemlíteni, hogy az összefüggések Weiler és mtsai. (2007) kivételével mind frekvenciafüggők voltak, azaz a hatványkitevőt csupán bizonyos frekvenciaértékek esetén adták meg.

$$r = r_0 \cdot \left(\frac{t_0}{t}\right)^m \quad (22)$$

(Megjegyzendő, hogy az összefüggések minden esetben mikroívmásodpercben (mas)

adták meg a maradvány látszó szögmeretét, amelyből a távolság ismeretében egyszerű geometriai összefüggések segítségével megkapható annak fizikai mérete.)

A fenti cikkek alapján számolt sugarak a Spitzer-mérésekből kapott SED-ekre illesztett modellgörbék zónasugaraival azonos nagyságrendben vannak - legalábbis a vizsgálható 3893. napon -, amelyből megállapítható, hogy a közeli-infravörösben érzékelt pornak jelentős hányada ténylegesen a maradványon belül helyezkedhet el. (Az egyes cikkekben közölt formulákban szereplő kitevők, a szupernóva mért és számolt méretei a 11. táblázatban szerepelnek.)

A fentiek alapján a Spitzer műszerei által kimért adatokból számolható por nagy valószínűséggel teljes egészében lokális porképződés eredménye. Az eredetére vonatkozóan Matheson és mtsai. (2000) tanulmánya szolgál információkkal. A szupernóva körül (a burokbán) valószínűleg van lokális porképződés, továbbá a hidrogén α vonal morfológiája alapján kimutatható volt a kölcsönhatás a csillagközi anyaggal, így arra következtettek, hogy az SN 1993J tágabb környezetében (ahol a korábban ledobódott anyag helyezkedhet el) is keletkezhetnek vagy fűződhetnek fel porszemcsék.

Eredményeimet összevetettem az SN 1993J-re vonatkozó más módszereket használó tanulmányok eredményeivel (Bevan és mtsai, 2017). Bevan és mtsai. (2017) a DAMOCLES nevű numerikus kód (működése nagyban hasonlít a MOCASSIN-éra) segítségével optikai spektrumokat modelleztek. Ezek alapján a robbanást követő 16. évben alapvetően néhány század és tized M_{\odot} -ű - tehát az infravörös SED-modellezéseimből kapottaknál nagyobb - pormennyiséget jósoltak az SN 1993J környezetében, amely azonban a bemerítési paraméterek függvényében igen erősen fluktuál. Érdeemes megjegyezni, hogy Bevanék modelljei kevesebb információval szolgálnak a por fizikai paramétereiről, mivel annak minőségére csak közvetett módon, a spektrumokon tapasztalható hatásából következtetnek, például a por hőmérsékletével kapcsolatban nem adnak információt. Ellenben, a kimutatható por összemennyiségére a Spitzer-méréseknél pontosabb becsléseket adnak, mivel azok a Spitzer által már nem érzékelhető hidegebb porral is számolnak, hiszen az idősebb szupernóva maradványoknál ténylegesen kimutatható nagy mennyiségű hideg poranyag (az SN 1987A esetén lásd pl: Matsuura és mtsai, 2011)

A Bevan és mtsai. konstans szemcsenagyságú és összetételük alapján tisztán amorf szén, illetve szilikátos (Draine és Lee, 1984) numerikus modellekkel dolgoztak. (Továbbá a porképződést nem csupán homogén, hanem ún. csomós esetben is vizsgálták, dolgozatomban azonban csak az ide vonatkozó, homogén poreloszlást feltételező modelljeik eredményeire szorítkozom.) A szerzők eredményei is megerősítik, hogy a szilikátos összetételt használva egyértelműen nagyobb portömegek várhatók. Továbbá nagyobb szemcseméret esetén nagyságrendekkel nagyobb tömegű portömegek adódnak. Megjegyzendő azonban, hogy az általuk alkalmazott méretek esetén már nagy valószínűséggel hamar szétesnek a porszemcsék, illetve fizikailag relevánsabb a porszemcsék méretét valamilyen eloszlásfüggvénnyel megadni a konstans értékek helyett. Mivel analitikus modellezéseim során a

fizikai képet nagyobb mértékben közelítő MRN-eloszlást használtam, amely mérettartomány amorf szénre a Bevan és mtsai. (2017) által leírt $0,2 \mu\text{m}$ -es esethez, szilikátra a $0,04 \mu\text{m}$ -eshez áll közelebb, dolgozatomban ezek eredményeit vettem össze.

A spektrumok modellezéséből tisztán amorf szén összetételű, $0,2 \mu\text{m}$ nagyságú por-szemcsék esetén a $2,4$ és $3,2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ -es gömbhéjon belül számolt portömegek $0,005 M_{\odot}$ -űnek adódtak (Bevan és mtsai, 2017), amely egy nagyságrendbe esik az általam kapott analitikus modellek paramétereiből számoltakkal (lásd 7. táblázat). A szilikátos összetételű esetben ugyanezen porképződési sugarak mellett $0,10 M_{\odot}$ -ű portömeget publikáltak, amely azonban több mint tízszerese az ide vonatkozó eredményeimnek (lásd 9. táblázat). Összességében megállapítható, hogy az amorf szenes modellekre vonatkozó analitikus illesztéseim eredményei egyértelműen összhangba hozhatók más, a porképződés lehetőségét modellező módszerek eredményeivel, míg a szilikátos modelleknél a különbségek némileg nagyobbak (ez adódhat a nem teljesen azonos porösszetételből, valamint az ahhoz tartozó tömegabszorpciós függvények választásából is).

7. Összegzés

Az Univerzumban található porszemcsék számos asztrofizikai folyamatban bírnak kiemelkedő jelentőséggel, eredetük azonban napjainkban sem teljes mértékben ismert. Az elméleti megfontolások és a megfigyelések alapján megállapítható, hogy a nagy tömegű csillagok életét lezáró szupernóva-robbanások potenciális forrásaikként szolgálhatnak. Az SN 1993J egyike a legalaposabban feltérképezett szupernóváknak, emellett a porképződés szempontjából is kitüntetett helyet foglal el, az elmúlt évek során több tanulmány is részletesen foglalkozott a téma vizsgálatával. Környezetében egyértelműen a cirkumsztelláris anyaggal való kölcsönhatásra utaló jeleket találtak (Matheson és mtsai, 2000), illetve a lokális porképződést közvetett módszerekkel vizsgálták (Bevan és mtsai, 2017).

Dolgozatomban a Spitzer-űrtávcső IRAC- és MIPS-műszereinek összesen öt csatornáján készített mérések segítségével az SN 1993J körüli lokális porszemcséképződés lehetőségét vizsgáltam. Elsőként a szupernóváról készült, a szelektív kritériumnak megfelelő különböző időpontokban készült képeken apertúra-fotometriát végeztem el az átszámítások és a korrekciók figyelembevételével. Ezután a kapott négy spektrális energiaeloszlásra egy általam írt globális minimumkereső C-programot felhasználva kétkomponensű analitikus modellgörbét illesztettem, illetve numerikus modellel is foglalkoztam. Az analitikus esetben kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró, amorf szén és szilikátos modellel, míg a numerikus esetben a MOCASSIN nevű programot felhasználva amorf szén és szilikátos összetételű pormodellel dolgoztam. A legjobban illeszkedő görbék paramétereiből meghatároztam a szupernóva környezetében feltételezhető porkomponensek fizikai jellemzőit, továbbá becsültem a keletkezett por mennyiségét (Lucy és mtsai (1989) és Meikle és mtsai (2007) által leírt módon).

A feketetest-sugárzást leíró modellek illesztési folyamatának eredményeiből megállapítottam az egyes napokhoz tartozó minimális zónasugarakat és kiszámoltam a hozzájuk tartozó tágulási sebességeket. A modelleimből kapott, a táguló maradványon belüli hatékony porszemcséképződéshez szükséges elméleti határértékeknél (kb. 2-3000 km/s) kisebb sebességek egyértelműen alátámasztják az SN1993J-hez köthető lokális porképződés lehetőségét.

A szupernóva analitikus modelljeiből kapott méreteit összevettem négy, az objektum méretét a rádiótartományban vizsgáló tanulmánnyal. Ezek alapján esély van arra, hogy az analitikus modellezéseim során kapott poranyag teljes egészében a maradvány belsejében lokalizálódik, hiszen a maradványnak a rádiómérésekből közvetlenül meghatározott méretei többszöröse a modellekből kapott méreteknél.

Végül az analitikus modelleknél kapott portömegekre vonatkozó eredményeimet összevettem az SN 1993J körüli lokális porképződéssel kapcsolatos, optikai spektrummodellezéseket felhasználó Bevan és mtsai (2017) tanulmányának eredményeivel, illetve azok következtetéseivel. Az amorf szén, illetve a szilikátos analitikus modelleknél néhány

ezred M_{\odot} pormennyiséget kaptam, amely eredmények az amorf szenes összetétel esetén teljesen összhangban vannak a Bevan és mtsai. (2017) által publikált megfelelő numerikus modellekből kapottakkal, a szilikátos esetben ugyanakkor némileg nagyobb különbségek adódtak, amelynek egyik oka a Spitzer műszerei által nem érzékelhető hidegebb tartományban jelenlévő poranyag lehet.

A dolgozatomban bemutatott következtetésem alapvetően az analitikus modellek eredményeire támaszkodnak. Mindenképpen érdemes megemlíteni azonban, hogy az SN1993J SED-jei numerikus modellekkel is jól illeszthetők, és ezekkel a porszemcsék képződéséről, optikai tulajdonságairól fizikailag pontosabb képet kapunk. Az SN1993J SED-jeinek részletesebb numerikus modellezése és a bementi fájlok paraméterezésének optimalizálása a jövőbeli munkám részét képezi.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném kifejezni köszönetemet témavezetőmnek, **Dr. Szalai Tamásnak**, aki számos szakmai tanáccsal, meglátással, illetve munkám és dolgozatom ellenőrzésével segített.

Köszönöm **Dr. Vinkó Józsefnek** a dolgozatommal kapcsolatos hasznos megjegyzéseit.

Továbbá köszönettel tartozom az SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének, valamint az SZTE Természettudományi és Informatikai Kar vezetőségének a munkafeltételek megteremtéséért.

Munkámat a **GINOP-2.3.2-15-2016-00033** projekt és az Emberi Erőforrások Minisztériuma **UNKP-17-2** kódszámú **Új Nemzeti Kiválóság Programja** támogatta.

Nagyon hálás vagyok Édesanyámnak és Családomnak, akik munkám során és a dolgozatom megírásakor támogatásukkal és szeretetükkel végig motiváltak.

Hivatkozások

- [1] Alexei V. Filippenko and Thomas Matheson: Optical, Ultraviolet, and Infrared Observations of SN 1993J, Cosmic Explosions On the 10th Anniversary of SN 1993J (IAU Colloquium 192), Eds.: J. M. Marcaide, K. W. Weiler, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [2] A. Alberdi and J. M. Marcaide: Imaging of SN 1993J, Cosmic Explosions On the 10th Anniversary of SN 1993J (IAU Colloquium 192), Eds.: J. M. Marcaide, K. W. Weiler, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [3] Aldering, G.; Humphreys, R. M. & Richmond, M., 1994, *AJ*, 107, 662A
- [4] Bevan, Antonia; Barlow, M. J. & Milisavljevic, D., 2017, *MNRAS*, 465, 4044B
- [5] Björnsson, C.-I., 2015, *ApJ*, 813, 43B
- [6] Cohen, J. G.; Darling, J. & Porter, A., 1995, *AJ*, 110, 308C
- [7] Draine, B. T. & Lee, H. M., 1984 *ApJ*, 285, 89D
- [8] Ercolano, B.; Barlow, M. J.; Storey, P. J. & Liu, X.-W., 2003, *MNRAS*, 340, 1136E
- [9] Ercolano, B.; Barlow, M. J. & Storey, P. J., 2005, *MNRAS*, 362, 1038E
- [10] Ercolano, B.; Barlow, M. J. & Sugerman, B. E. K., 2007, *MNRAS*, 375, 753E
- [11] Filippenko, Alexei V.; Matheson, Thomas & Ho, Luis C., 1993, *ApJ*, 415L, 103F
- [12] Fox, Ori D.; Azalee Bostroem, K.; Van Dyke, Schuyler D.; Filippenko Alexei V.; Fransson Claes; Matheson, Thomas; Cenko, S. Bradley; Chandra, Poonam; Dwarkadas, Vikram; Li, Weidong; Parker, Alex H. & Smith, Nathan, 2014, *ApJ*, 790, 17F
- [13] Fransson, Claes & Kozma, Cecilia, 2002, *NewAR*, 46, 487F
- [14] Gall, C., Hjorth, J., & Andersen, A. C. 2011, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 19, 43
- [15] J.M. Marcaide; I. Martí-Vidal, E. Ros, A. Alberdi, J. C. Guirado, L. Lara, M. A. Pérez-Torres, and K. W. Weiler: On the SN 1993J Radio Shell Structure, Cosmic Explosions On the 10th Anniversary of SN 1993J (IAU Colloquium 192), Eds.: J. M. Marcaide, K. W. Weiler, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [16] Kozasa, T., Nozawa, T., Tominaga, N., et al. 2009, in *Cosmic Dust - Near and Far*, ASP Conference Series, Vol. 414, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker (San Francisco: Astronomy of the Pacific), 43
- [17] Lucy, L. B., Danziger, I. J., Gouiffes, C., & Bouchet, P. 1989, in *Structure and Dynamics of the Interstellar Medium*, ed. G. Tenorio-Tagle et al. (Berlin: Springer), 164

- [18] Matheson, Thomas; Filippenko, Alexei V.; Barth, Aaron J.; Ho, Luis C.; Leonard, Douglas C.; Bershadsky, Matthew A.; Davis, Marc; Finley, David S.; Fisher, David; González, Rosa A.; Hawley, Suzanne L.; Koo, David C.; Li, Weidong; Lonsdale, Carol J.; Schlegel, David; Smith, Harding E.; Spinrad, Hyron & Wirth, Gregory D., 2000, *AJ*, 120, 1487M
- [19] Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- [20] Matsuura, M.; Dwek, E.; Meixner, M.; Otsuka, M.; Babler, B.; Barlow, M. J.; Roman-Duval, J.; Engelbracht, C.; Sandstrom, K.; Lakićević, M.; van Loon, J. Th.; Sonneborn, G.; Clayton, G. C.; Long, K. S.; Lundqvist, P.; Nozawa, T.; Gordon, K. D.; Hony, S.; Panuzzo, P.; Okumura, K.; Misselt, K. A.; Montiel, E. & Sauvage, M., 2011, *Sci*, 333, 1258M
- [21] Matsuura, Mikako; De Buizer, James M.; Arendt, Richard G.; Dwek, Eli; Barlow, M. J.; Bevan, Antonia; Cigan, Phil; Gomez, Haley L.; Rho, Jeonghee; Wesson, Roger; Bouchet, Patrice; Danziger, John & Meixner, Margaret, 2019, *MNRAS*, 482, 1715M
- [22] Meikle, W. P. S.; Mattila, S.; Pastorello, A.; Gerardy, C. L.; Kotak, R.; Sollerman, J.; Van Dyk, S. D.; Farrah, D.; Filippenko, A. V.; Höflich, P.; Lundqvist, P.; Pozzo, M. & Wheeler, J. C., 2007, *ApJ*, 665, 608M
- [23] M. F. Bietenholz, N. Bartel, M. P. Rupen, A. J. Beasley, D. A. Graham, Altunin, V. I., T. Venturi, G. Umama, W. H. Cannon, and J. E. Conway: Nine Years of VLBI Imaging of Supernova 1993J, *Cosmic Explosions On the 10th Anniversary of SN 1993J (IAU Colloquium 192)*, Eds.: J. M. Marcaide, K. W. Weiler, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [24] Nozawa, T.; Kozasa, T.; Maeda, K.; Nomoto, K.; Umeda, H.; Tominaga, N. & Habe, A., 2012, *ASPC*, 458, 135N
- [25] Ripero, J.; Garcia, F. & Rodriguez, D. 1993, *IAU Circ.*, No. 5731, 1R (Edited by Marsden, B. G.)
- [26] Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, *ApJ*, 377, 526
- [27] Sugerman, Ben E. K.; Andrews, Jennifer E.; Barlow, Michael J.; Clayton, Geoffrey C.; Ercolano, Barbara; Ghavamian, Parviz; Kennicutt, Robert C., Jr.; Krause, Oliver; Meixner, Margaret & Otsuka, Masaaki, 2012, *ApJ*, 749, 170S
- [28] Szalai, T.; Vinkó, J.; Balog, Z.; Gáspár, A.; Block, M. & Kiss, L. L., 2011, *AA*, 527A, 61S
- [29] Szalai T., "Nagy tömegű csillagok végállapotai: szupernóva-robbanásokhoz kötődő porképződés és az LS 5039 gammakettős vizsgálata", doktori értekezés, Szegedi Tudományegyetem, 2013
- [30] Szalai, Tamás; Zsíros, Szanna; Fox, Ori D.; Pejcha, Ondřej & Müller, Tomás, közlésre beküldve, *ApJS* (2018arXiv: 1803.02571S)
- [31] Tanaka, Masaomi; Nozawa, Takaya; Sakon, Itsuki; Onaka, Takashi; Arimatsu, Ko; Ohsawa, Ryo; Maeda, Keiichi; Wada, Takehiko; Matsuhara, Hideo & Kaneda, Hidehiro, 2012, *ApJ*, 749, 173T

- [32] Tinyanont, Samaporn; Kasliwal, Mansi M.; Fox, Ori D.; Lau, Ryan; Smith, Nathan; Williams, Robert; Jencson, Jacob; Perley, Daniel; Dykhoff, Devin; Gehrz, Robert; Johansson, Joel; Van Dyk, Schuyler D.; Masci, Frank; Cody, Ann Marie & Prince, Thomas, 2016, ApJ, 833, 231T
- [33] Weiler, Kurt W.; Williams, Christopher L.; Panagia, Nino; Stockdale, Christopher J.; Kelley, Matthew T.; Sramek, Richard A.; Van Dyk, Schuyler D. & Marcaide, J. M., 2007, ApJ, 671, 1959W
- [34] Weingartner, Joseph C. & Drain, B. T., 2001, ApJ, 548, 296W
- [35] Wesson, R.; Barlow, M. J.; Matsuura, M. & Ercolano, B., 2015, MNRAS, 446, 2089W

A. Analitikus szilikátos pormodellek illesztése

Példa az analitikus pormodellek illesztéséhez általam írt C-programokra (az SN 1993J, 3893. napjára illesztett kétkomponensű szilikátos modell):

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

double x[10], y[10];
int n;

double r,t,R,T;
double sug1,sug2,hom1,hom2,h,c,kbol,d,rho,amax,amin,m,tau1,tau2;

int adatbe()
{
FILE *f;
int i;
f=fopen("sed.dat","rt");
i=0;
while (fscanf(f,"%lf %lf",&x[i],&y[i]) != EOF)
{
i=i+1;
}
fclose (f);
return i;
}

double model(double sug2, double sug1, double hom2, double hom1, double l)
{
double F;
double kap;
double k = 1.63e-21;
double a0,a1,a2,a3,a4,a5;
double height1,height2,height3;
double center1,center2,center3;
double hwhm1,hwhm2,hwhm3;

a0 = 1877;
a1=-467;
a2=1.91;
a3=2.16;
a4=-0.095;
a5=0.0012;

height1=1411,
center1=10.98;
hwhm1=2.116;

height2=2033;
center2=9.42;
hwhm2=0.998;
```

```

height3=1471;
center3=17.36;
hwhm3=5.540;

kap=a0 + a1*1 + a2*pow(1,2) + a3*pow(1,3) + a4*pow(1,4) + a5*pow(1,5) +
height1/(1+pow(((1-center1)/hwhm1),2)) +height2/(1+pow(((1-center2)/hwhm2),2))
+ height3/(1+pow(((1-center3)/hwhm3),2)) + 300;
tau1 = 4 / 3.0 * M_PI * k * rho * kap * sug1 / (4 - m) * (pow(amax, 4 - m) -
pow(amin, 4 - m));
tau2 = 4 / 3.0 * M_PI * k * rho * kap * sug2 / (4 - m) * (pow(amax, 4 - m) -
pow(amin, 4 - m));
F=(pow(tau1, -2) * (2 * pow(tau1, 2) - 1 + (2 * tau1 + 1) * exp(-2 * tau1)))
* 1e-8 * pow(sug1 / d, 2) / 2 * M_PI * 2 * h * pow(c, 2) / pow(1 * 1e-4, 5)
* 1 / (exp(h * c / (kbol * hom1 * l * 1e-4)) - 1) + (pow(tau2, -2)
* (2 * pow(tau2, 2) - 1 + (2 * tau2 + 1) * exp(-2 * tau2))) * 1e-8
* pow(sug2 / d, 2) / 2 * M_PI * 2 * h * pow(c, 2) / pow(1 * 1e-4, 5)
* 1 / (exp(h * c / (kbol * hom2 * l * 1e-4)) - 1);
return F;

}

```

```

double chisqr( double sug2, double sug1, double hom2, double hom1)
{
int i;
double value, sum;
sum = 0.0;
for (i=0; i<n; i++)
{
sum=sum + pow(y[i] - model(sug2, sug1, hom2, hom1, x[i]), 2);
}
value=sum/n;
return value;
}

```

```

double minim()
{
double K2, Kmin, M1, M2, k;
Kmin = 1e32;
k=1.63e-21;
h = 6.62e-27;
c = 3.0e10;
kbol = 1.38e-16;
d = 1.0e6 * 206265 * 1.5e13 * 3.63;
rho = 3.0;
amax = 0.05;
amin = 0.005;
m = 3.5;

r=6e16;
while(r<=2e17)
{
R=6e15;
while (R<=2e16)
{
t=150;

```



```

while(t<=300)
{
T=500;
while (T<=800)
{

K2 = chisqr(r,R,t,T);
if(K2 < Kmin)
{
M1 = (16 / 9.0 * pow(M_PI, 2) * pow(r, 3) * k * rho / (4 - m)
* (pow(amax, 4 - m) - pow(amin, 4 - m))) / 2e33;
M2 = (16 / 9.0 * pow(M_PI, 2) * pow(R, 3) * k * rho / (4 - m)
* (pow(amax, 4 - m) - pow(amin, 4 - m))) / 2e33;
printf( "%le %le %le %lf %lf %le %le \n",K2,r,R,t,T,M1,M2);
Kmin = K2;
}
T=T+10;
}

t=t+10;
}
R=R+1e14;
}

r=r+1e14;
}
return Kmin;
}

int main()
{
n=adatbe();
printf("%d db sor beolvasva.\n",n);
minim();
}

```