

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR

DIPLOMAMUNKA

**Porképződés és kölcsönhatások az SN 1993J jelű
szupernóva környezetében**

**Dust formation and circumstellar interaction in the
environment of SN 1993J**

Készítette: **Zsíros Szanna**

Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: **Dr. Szalai Tamás**

tudományos munkatárs

SZTE TTIK Fizikai Intézet,

Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged

2019

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	13
4.4. Az illesztések hibaforrásai	15
5. Porképződés az SN 1993J környezetében	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
5.3. A porképződéssel kapcsolatos eredmények diszkussziója	27
6. Kölcsönhatások az SN 1993J környezetében	31
Összefoglalás	35
Köszönetnyilvánítás	37
Hivatkozások	38
Függelék	41
A. Analitikus szilikátos pormodellek illesztése	41

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 nagytömegű csillagok, azaz a kb. $8 M_{\odot}$ -nél nehezebb csillagok végállapotait nevezzük kollapszár szupernóváknak, amelyeket a tömegvesztési folyamataik alapján további alcsoportokba sorolhatunk.

A nagytömegű ($8M_{\odot}$ -nél nagyobb) csillagok fejlődése során a fúziós folyamatok egészen az ^{56}Fe izotópig mennek végbe, amely során létrejön a jellegzetes réteges szerkezetük, az ún. hagymahéj szerkezet. Ezt követően, a mag környékének fizikai paraméterei *inverz béta-bomlást* és *fotobomlását* indikálnak, amely folyamatok csökkentik a központi nyomást és így megszüntetik a mag egyensúlyát. A mag ennek hatására a felette elhelyezkedő rétegek súlya alatt összeomlik és a csillag belsejében kialakul egy tisztán elfajult állapotban lévő neutronokból álló gömb. A mag kollapszusát követik a külső rétegei is, amelyek a neutrongömböt elérve, arról visszaverődnek és elindítanak egy kifelé haladó lökéshullámot. A vasmagok fotobomlásából és a neutrínó-gázanyag kölcsönhatásokból kifolyólag ez a lökéshullám a további külső rétegek robbanásszerű ledobódását eredményezi. Végeredményben pedig egy magas kezdeti hőmérséklettel rendelkező (kb. 10^5 K), nagyon gyorsan táguló maradvány (kb. $\sim 10\,000$ km/s), az ún. „tűzgolyó” és a centrális régióban elhelyezkedő kompakt objektum (neutroncsillag vagy feketelyuk) marad a csillagból. (Bővebben ld. pl. Szalai (2013).)

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 (ld. 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 (ld. pl. Gall és mtsai., 2011; Szalai, 2013). A nagy tömegű csillagok életútját lezáró események, a kollapszár szupernóva-robbanások, ígéretes forrásoknak tűnnek, 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 (3,63 Mpc (Filippenko és mtsai., 1993; majd Tinyanont és mtsai., 2016)) kifolyólag a legalaposabban feltérképezett szupernóvák közé tartozik. Kiemelten való vizsgálatát mind a spektroszkópiái, 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 (ld. 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 közép-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 (ld. Zsíros, 2017). Ezen munka során alapvetően a fotometriai feldolgozásra és alapszintű modellezésre koncentráltam (korábbi eredményeim egy része publikációra került, ld. Szalai és mtsai., 2019). Mostani dolgozatom célja az SN 1993J jelű kollapszár szupernóva körüli porszemcseképződésre és kölcsönhatásokra vonatkozó részletes vizsgálataim és azok eredményeinek a bemutatása, az infravörös mérések mellett a szakirodalomban publikált röntgenadatok felhasználásával.

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. 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. A szupernóva alapos mérési lefedettséggel rendelkezik, amelyet egyrészt viszonylagos közelsége indokol, másrészt pedig az a tény, hogy az SN 1993J azon ritka szupernóvák egyike, amelyek szülőcsillagát már 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. Többen 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, amely hipotézist később több cikk is alátámasztotta (vö. Filippenko és mtsai. (1993); ld. 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 görbéktől. 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. 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. A mért többletfluxus eredete a túlszűfolt galaktikus környezet miatt a mai napig nem teljesen tisztázott, de a meglévő információk alapján egy B színképosztályú komponens jelenlétére következtetnek a kutatók (vö. 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 cirkumsztelláris (csillag körüli) és az intersztelláris területeken egyaránt végbemehet (vö. Tanaka és mtsai., 2012).

A korábbi tanulmányok alapján feltételezték, hogy a IIb típusú objektumok körüli cirkumsztelláris 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 cirkumsztelláris anyag kölcsönhatását egyértelműen kimutatták. A spektrumok vonalas jellege – az objektum hűlése során – fokozatosan jelent meg a kezdetben szinte tökéletes kontinuum-sugárzást mutató spektrumon. A II-es típusú objektumokra jellemző spektrumok fokozatosan alakultak át, és jelentek meg az Ib-k jellegzetességei. Eközben a 296. nap után (esetleg már a 226. nap környékén) megmutatkozott a $H\alpha$ vonal „dobozszerű” profilja is, majd a 473. napot követően már ez vált dominánssá. A $H\alpha$ emissziós vonal morfológiájából egyértelműen a cirkumsztelláris anyaggal való kölcsönhatásra, továbbá a kölcsönható anyag gömbhéjszerű eloszlására következtettek a szerzők (vö. 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 összetételével kapcsolatban közvetett módon – a szemcsék által okozott abszorpcióból és szórásból – vontak le következtetéseket, és a por hőmérsékletével kapcsolatban nem adtak információt. Az általuk használt módszer a kimutatható por összmennyiségére ad pontos becslést. Az idősebb szupernóva maradványoknál ténylegesen kimutatható nagy mennyiségű hideg poranyag (az SN 1987A esetén ld. pl. Matsuura és mtsai., 2011), így fennáll annak a lehetősége, hogy a maradvány környezetében fellelhető hideg por a Spitzer-űrtávcső által nem érzékelhető tartományban ($T \leq 50\text{K}$) található, tehát ezekből a közép-infravörös tartományon mért 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. Ezért munkám során az SN 1993J porképződéssel kapcsolatos analízisét egy mások által még nem publikált módon (általam a szakirodalomban fellelt információk alapján), infravörös spektrális energiaeloszlások modellezésének segítségével végeztem el. Dolgozatom további fejezeteiben bemutatom a munkám során felhasznált, a Spitzer-űrtávcső teljes ide vonatkozó 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, továbbá kitérek az analízis során megjelenő hibaforrásokra és bizonytalanságokra is. Majd ezen eredményeimet összevetem az SN 1993J körüli porképződésre vonatkozó, más módszert felhasználó tanulmányokkal (Bevan és mtsai., 2017).

A fentiek mellett dolgozatomban vizsgáltam az SN 1993J-hez kötődő kölcsönhatások egy a porképződés szempontjából fontos szegmensét, a robbanás előtti tömegvesztést a szupernóva lágyröntgent-tartományban érzékelhető emissziója alapján. Ennek során összevettem már publikált összefüggések alapján végzett számolásaimat a mérési eredményekkel, illetve levezettem a szupernóva-lökéshullámok sebességére általánosan használt formula egy speciális esetét, amelyet a fellelhető szakirodalomban nem találtam meg.

3. Műszerek és megfigyelési adatok

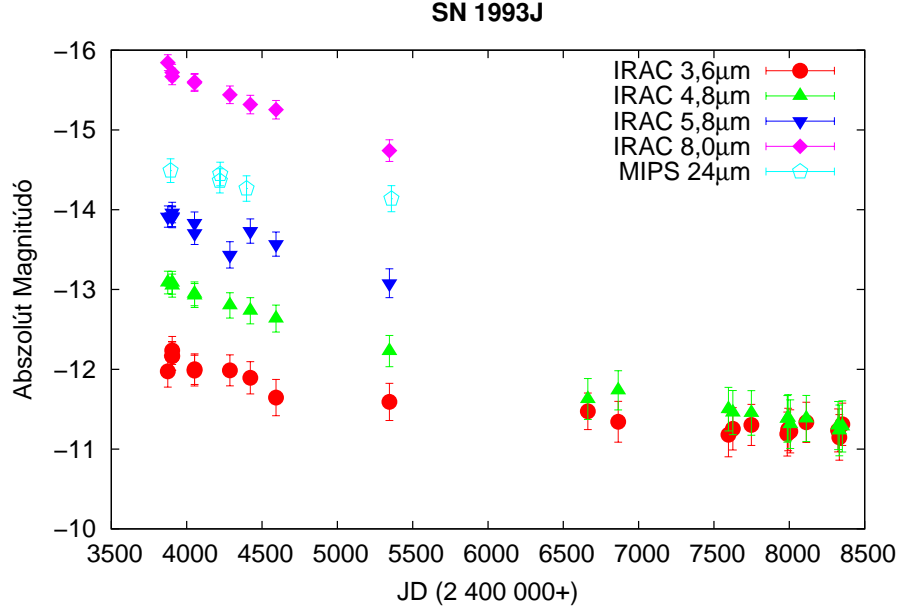
Munkám során a Spitzer-űrtávcső detektorai által készített mérésekkel dolgoztam. A NASA-űreszköz 3 műszerének segítségével mind fotometriai, mind spektroszkópiai mérések kivitelezésére is alkalmas volt a közép-infravörös tartományon (Infrared Array Camera (IRAC), Multiband Imaging Photometer for Spitzer (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, amely hatására leredukálódott a mérhető adatok mennyisége. Az IRAC-kamera egy négycsatornás (csatornái: 3,6, 4,5, 5,8 és 8,0 μm) tudományos műszer, amelynek mind-egyik csatornája 256 x 256 darab 1,2'' x 1,2'' méretű pixelből áll. Az űrtávcső másik, a munkám szempontjából fontos műszere már sokoldalúbb felhasználást tesz lehetővé. A MIPS segítségével különböző objektumok leképezése, kifelbontású spektrumok felvétele és széles sávú fotometria is megvalósítható. Az általam felhasznált adatokat a háromcsatornás (csatornái: 24, 70 és 160 μm), 5,0' x 5,0' látómezejű kamerájának legrövidebb hullámhosszon készített képei szolgáltatták. (A műszerek leírása: az űrtávcső hivatalos oldalán¹ elérhető információk alapján, illetve vö: Szalai (2013).)

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 időpontját választottam. A továbbiakban azokat az IRAC és MIPS méréspárokat vizsgáltam, amelyek esetén a két műszer által végzett megfigyelések között eltelt időintervallum elhanyagolhatóan kicsi az SN 1993J felfedezése óta eltelt időhöz képest, tehát közel egyidőben készültek a mérések. Ebből kifolyólag minden epochához 5 különböző hullámhosszon készült mérést tudtam rendelni. Az analízishez végül 4 különböző epochát használtam fel, mivel a MIPS-kamerával készített 2004 októberi mérések között eltelt rövid időre (2 nap) való tekintettel a 16-i mérések feldolgozásától eltekintettem, és a továbbiakban csak a 18-i adatokkal dolgoztam.

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 (ld. 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 fénygörbéjét (a jelen dolgozatom eredményeit is tartalmazó fénygörbét ld. 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 eredményeim egy részét 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 szoftvercsoomag *phot* nevű taszkjának segítségével, illetve általam írt awk-szkriptek felhasználásával végeztem. A szupernóva galaktikus környezetéből és az űrtávcső műszereinek felbontásából (az IRAC 3,6, 4,5, 5,8 és 8,0 μm -es és a MIPS 24 μm -es csatornáin) adódóan a felhasznált képek mindegyikén pontforrásként tudtam azonosítani az objektumot. Ebből kifolyólag az összes PBCD-képen mindkét műszer esetén *apertúra-fotometria* volt alkalmazható, amely során az objektum fluxusát az azt körülvevő adott sugáron belül mérhető teljes fluxus, illetve az azzal koncentrikus gyűrűben mérhető átlagos fluxus (háttér) különbségeként határoztam meg.

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

A Spitzer-űrtávcső műszerei direkt módon a felületi fényességet detektálják (ennek az asztrofizikában szokásos mértékegysége a MJy/sr, ahol $1 \text{ Jy} = 10^{26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), amely az

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 korrekciós 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.)*

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). Ezek a mennyiségek az (1) egyenlet szerint, a fotometrálsból közvetlenül megkapott felületi fényességértékek és az egy pixelre eső térszög szorzatával határozhatók meg.

Mivel a Spitzer műszereit egy előre rögzített apertúrasugárra kalibrálták, így a külső szoftverrel való feldolgozás esetén (esetemben az IRAF-fel való munka) korrigálni kell az apertúraméretekre, azaz a fenti értékeket még be kell szorozni az adott hullámhosszra és az apertúrára jellemző apertúra-korrektíós faktoral⁴. (Az űrtávcső IRAC-kamerája esetén 3,6 ' ', míg a MIPS esetén 5,0 ' ' apertúrasugárral dolgoztam. Az általam használt konfigurációkat és a hozzájuk tartozó megfelelő korrekciókat ld. 1. táblázatban.) A fenti műveletek elvégzése után a monokromatikus fluxusokat μJy -ben kapjuk meg. A fenti számolás az IRAC-kamera esetén:

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

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_λ – dolgoztam, amelyeket, a fénysebességre vonatkozó $c = \nu \cdot \lambda$ összefüggést (ahol $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ a fénysebesség) felhasználva, az alábbi módon kaptam:

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

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

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} \cdot F_\nu. \quad (5)$$

⁴<http://irsa.ipac.caltech.edu>

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. Továbbá az MJD a módosított Julián-dátumot jelöli, amelyet a Julián-dátumból 2400000,5 napot levonva kaphatunk. (A Julián dátum definció szerint a Kr.e. 4713. január 1. 12:00 UT óta eltelt napok számával egyezik meg.)

A fenti számításokból kapott monokromatikus fluxusokat (ld. 2. táblázat) a hullámhossz vagy a frekvencia függvényében ábrázolva adódnak az ún. *spektrális energieloszlások*, a továbbiakban csak az angol elnevezésből származó rövidítésével SED-ek (spectral energy distribution). A fotometriai feldolgozás során figyelembe kell venni, hogy a csillagközi anyagon való áthaladás közben a szupernóvából érkező sugárzás szóródik és elnyelődik. Ennek a mértéke az *intersztelláris extinkció*. Mivel ez a közép-infravörös tartományon elhanyagolhatóan kicsi értéket vesz fel, a meghatározott fluxusok ezen korrekciójára nem volt szükség, a feldolgozás során eltekintettem tőle. Munkám további részében az így kapott pontpárookra analitikus és numerikus modellekből származó görbékkel 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 SN 1993J felfedezése óta eltelt időhöz képest. Az analízishez végül 4 különböző időpontpárban készült méréseket használtam fel (ld. 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 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, ld. 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. 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 (ld. még pl. Szalai, 2013). Ezekben a modellekben a luminozitás a következőképpen adható meg (Meikle és mtsai., 2007):

$$L_\lambda = 2\pi^2 R^2 B_\lambda(T) [\tau_\lambda^{-2}(2\tau_\lambda^2 - 1 + (2\tau_\lambda + 1)\exp(-2\tau_\lambda))], \quad (6)$$

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

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B\lambda T}\right) - 1}, \quad (7)$$

ahol pedig k_B a Boltzmann-állandó és h a Planck-állandó. Könnyen látható, hogy optikailag vastag közegre a feketetest-sugárzást leíró klasszikus összefüggés egyszerűsödik a (7)-es formula:

$$L_\lambda = 4\pi^2 R^2 B_\lambda(T) \quad (8)$$

Mivel a SED-eknél F_λ szerepel a hullámhossz függvényében ábrázolva, a továbbiakban a (6) egyenletben szereplő luminozitást fluxussá kell átkonvertálni. Erre szolgál az alábbi, jól ismert összefüggés:

$$F_\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi d^2} \quad (9)$$

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. A fentiek szerint az optikai mélységet a következőképpen kaphatjuk (ld. még pl. Meikle és mtsai., 2007):

$$\tau_\lambda = \frac{4}{3} \pi k \rho \kappa_\lambda R \frac{1}{4-m} [a_{max}^{4-m} - a_{min}^{4-m}], \quad (10)$$

ahol κ_λ az adott anyag egységnyi tömegére jellemző abszorpciós együttható és ρ a szemcsék anyagsűrűsége. A paraméterek az eredeti MRN-cikk szerint (ld. még Szalai (2013) tanulmányában), 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):

$$\kappa_\lambda = 0,1 \cdot (\lambda \cdot 10^{-6})^{-0,91} \quad (11)$$

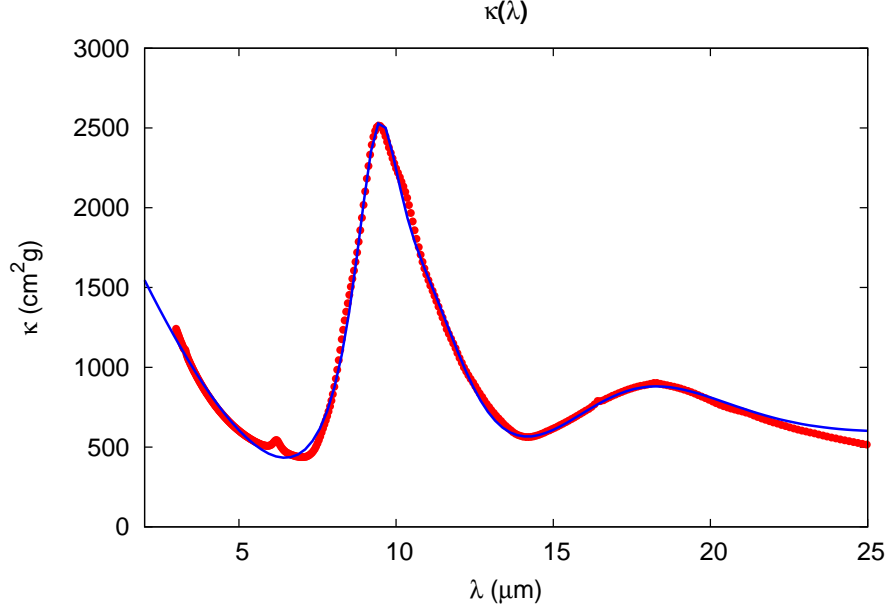
A szilikátos modellekhez Weingartner és Draine (2001) által alkotott C-SI-PAH (a szakirodalomban egyszerűen csillagászati szilikátként fordul elő, ld. pl. Szalai (2013)) keveréket és az általuk is használt $\rho = 3,0 \text{ g/cm}^3$ értéket használtam (a PAH mozaikszó a policiklikus aromás szénhidrogénekre utal). Az analitikus modellezés során szükségem volt az összetételt leíró κ_λ függvény közelítő alakjára, amelyet Bruce T. Draine honlapjáról⁵ letöltött (Weingartner és Draine (2001) cikkéhez tartozó), megfelelő adatsorra történő függvényillesztéssel határoztam meg. A modell szempontjából elegendő volt a kb. 2 és $25 \mu\text{m}$ közötti tartományt leillesztenem, amelynek eredményeképpen a pontsor egy negyedfokú polinomfüggvény és három Lorentz-függvény összegeként állt elő:

$$\kappa_\lambda = 2177 - 466 \cdot \lambda + 1,91 \cdot \lambda^2 + 2,16\lambda^3 - 0,095\lambda^3 + 0,0012\lambda^4 + \frac{1411}{(1 + \frac{\lambda-10,98}{2,116})^2} + \frac{2033}{(1 + \frac{\lambda-9,42}{0,998})^2} + \frac{1471}{(1 + \frac{\lambda-17,36}{5,540})^2} \quad (12)$$

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

A port tartalmazó modellek esetén az illesztéseket három paraméterre végeztem el: a

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



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

táguló maradványt jellemző porképződési térrész sugarára (R) és átlagos hőmérsékletére (T), illetve a porszemcsék számsűrűségét leíró skálafaktorra (k) (ld. Szalai, 2013). A feketetest-sugárzást leíró modellek esetén csupán két paraméterrel dolgoztam (R , T). A futtatásokat mindkét esetben egy általam C-nyelven írt, legkisebb négyzetek módszerén alapuló, globális minimumkereső program segítségével valósítottam meg (egy konkrét példát ld. a Függelékelnél), 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 paraméterekből számolható portömegek. Ehhez Lucy és mtsai. (1989) (ld. még pl. Meikle és mtsai., 2007) összefüggését alkalmaztam:

$$M_d = \frac{4\pi R^2 \tau_\lambda}{3\kappa_\lambda} \quad (13)$$

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

4.3. A numerikus modellek

Az SN 1993J jelű szupernóva vizsgálata során végeztem numerikus modellszámításokat, amelyhez a MOCASSIN (MONte CARlo SimulationS of Ionized Nebulae szavakból alkotott) nevű szoftver 2.02.72-es verzióját használtam fel. 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 Ercolano és mtsai., 2007). Ez a fejlesztés lehetővé tette a kollapszár szupernóvák környezetében megfigyelhető interstelláris por fizikailag releváns jellemzését is (ld. pl. Ercolano és mtsai., 2007; Szalai és mtsai., 2011). Ennek ellenére a mai napig csupán néhány esetben használták a több mint tíz éves szupernóva-robbanások körüli folyamatok leírására (pl. Sugerman és mtsai., 2012 és Wesson és mtsai., 2015). Az SN 1980K esetén ugyan a Spitzer által készített méréseket is felhasználták a modellezés során, viszont a MOCASSIN-nal kapcsolatos eredmények csak összehasonlításként szolgáltak egy másik, fél-analitikus kóddal való munkálatoknál (Sugerman és mtsai., 2012).

A MOCASSIN segítségével a szupernóva-robbanást egy a központban lévő, pontszerű sugárzó forrás helyettesítette, míg magát a porképződési térrészt egy gömbszimmetrikus, tisztán porból álló közeg reprezentálta (Ercolano és mtsai., 2007). 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 rácpontban vizsgálja a lehetséges fény-anyag kölcsönhatásokat (abszorpció, szórás, illetve emisszió), mindaddig, amíg el nem éri az adott közeg határát. Ennek során az intenzitásváltozást matematikailag a következőképpen szokás felírni:

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s + \left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_e \quad (14)$$

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:

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_a = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda \quad (15)$$

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

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

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

$$\left(\frac{dI_\lambda}{ds}\right)_s = -\chi_\lambda \rho I_\lambda + \chi_\lambda \rho J_\lambda \quad (17)$$

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

$$\frac{1}{\rho(\kappa_\lambda + \chi_\lambda)} \frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + S_\lambda, \quad (18)$$

ahol

$$S_\lambda = \frac{\chi_\lambda J_\lambda + j_\lambda}{\kappa_\lambda + \chi_\lambda} \quad (19)$$

a *forrásfüggvény*, amely arányszáma a fotonkeltés és fotonelnyelődés hányadosával egyezik meg a szórásmentes esetben.

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-profilról rögzíteni, majd a gerjesztő forrás (luminozitása (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 (ld. Szalai, 2013). Sok esetben azonban még ekkor sem volt kielégítő a futtatás eredménye, amely további megszorító feltételekhez vezetett (bővebben a numerikus modellezés eredményeinél tárgyalom).

Megjegyzendő, hogy az idős – többtíz éves – szupernóva maradványok környezetének modellezésével kapcsolatban csupán néhány tanulmány született, amelyek többnyire a mellőzik a technikai részleteket, és a modellek paraméterezéséről szűkszavúan írnak (ld 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 változtatására nem volt szükség, elég a fenti paramétereket összefoglaló bemeneti fájl változtatása. A futtatás után kapott kimeneti fájl többek között a generált elméleti SED-eket és a munkám szempontjából kifejezetten fontos paramétert, a számolt portömegeket tartalmazta.

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

D (Mpc)	T_{BB} (K)	T_{AmC} (K)	t_{BB} (K)	t_{AmC} (K)	R_{BB} (10^{16} cm)	R_{AmC} (10^{16} cm)	r_{BB} (10^{16} cm)	r_{AmC} (10^{16} cm)	m ($10^{-6} M.$)
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.

megegyeznek a Spitzer-űrtávcső fotometriai pontosságának tekintett 10 százalékos hibahatárral. Ebből kifolyólag munkám során ezt az általánosan elfogadott értéket tekintettem a SED-en lévő mérési pontok hibáinak.) Ezek mellett 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). 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 (ld. a 4. táblázatban). A szupernóva környezetében lévő por-és gázanyag hőmérsékletei szinte minden esetben azonos értéket vettek fel – legalábbis a futtatásokra jellemző 10K-es lépésközn belül. A maradvány méretét jellemző zónasugarak a hideg komponensre 9-13 százalékos, a melegre 8-19 százalékos hibahatáron belüli egyezést mutattak. Továbbá a számolt portömegek mindhárom esetben azonos nagyságrendbe estek (ezred M_{\odot} körüli nagyságúak). Ezek alapján megállapítható, hogy az SN 1993J távolságának méréséből és a fotometriai feldolgozásából fakadó bizonytalanságok a szupernóvára illesztett modellgörbét és a porképződéssel kapcsolatosan levonható következtetéseket szignifikánsan nem befolyásolták. (Érdemes megjegyezni, hogy 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 bizonytalanságot is. 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 (ld. Zsíros, 2017). Mostani dolgozatomban azonban a szelekciós folyamat során fontos kritérium volt, hogy mind az IRAC-kamera 4 csatornáján (3,6; 4,5; 5,8 és 8,0 μm), mind a MIPS-kamera 24 μm -es csatornáján közel egyidőben készüljenek mérések, hiszen ezzel minden naphoz 5 mérési pontot tudtam rendelni. (A szülőgalaxis portartalma, illetve a műszer felbontása 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. Az illesztett paraméterek korrelációját egyik esetben sem tapasztaltam.

5. Porképződés az SN 1993J környezetében

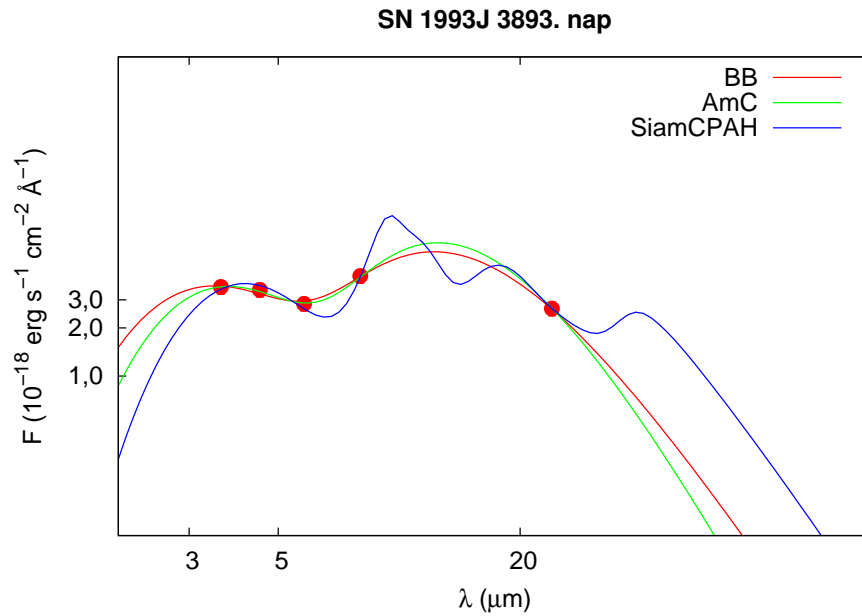
5.1. Az analitikus modellillesztések eredményei

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 többszáz éves maradványokra szorítkozik. A köztes, tranziens fázisban lévő objektumok részletes megfigyelése eddig jóval kevesebb vizsgálat tárgyát képezte (vö: Tanaka és mtsai., 2012). Ebből adódóan a szupernóvák körüli porképződés ezen időszakára vonatkozó elméletek sem teljesen kiforrottak.

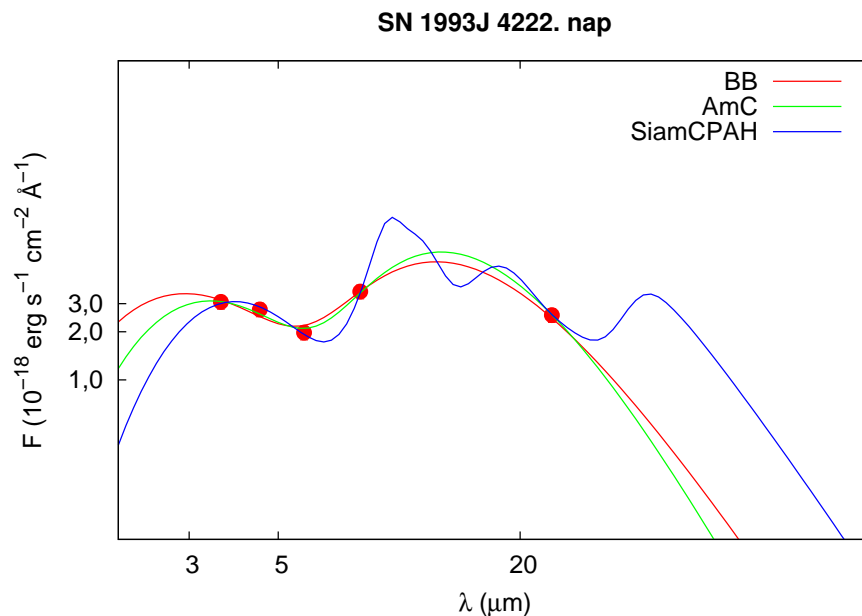
Dolgozatomban az SN 1993J több, mint tíz éves maradványának jellemzéséhez a Spitzer-űrtávcső közép-infravörös tartományban készített mérései szolgáltatták az adatokat, a porképződéssel kapcsolatos vizsgálataim módszere pedig az ezekből kinyert SED-ek analízise volt. Abban az esetben, ha a SED-ek változást mutatnak az idő függvényében, az infravörös tartományban észlelt többletsugárzás egyértelműen a szupernóvához köthető (ld. pl. Szalai, 2013). Ezt fontos 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 (Fransson és Kozma, 2002). Az SN 1987A jelű szupernóvára végzett számítások alapján ez a folyamat mindössze 10^{36} - 10^{37} erg/s nagyságú bolometrikus luminozitást eredményezett (Fransson és Kozma, 2002), amely becslés jó közelítéssel alkalmazható az SN 1993J-re is. Ez közelítőleg két nagyságrenddel kisebb, azaz csupán töredéke a szupernóva közép-infravörös tartományban – a Spitzer által – mérhető luminozitásának, az analízis szempontjából elhanyagolható mértékű. Tehát a maradvány saját nukleáris folyamatai nem eredményezhetik az infravörös tartományban mért többletintenzitást és sugárzást.

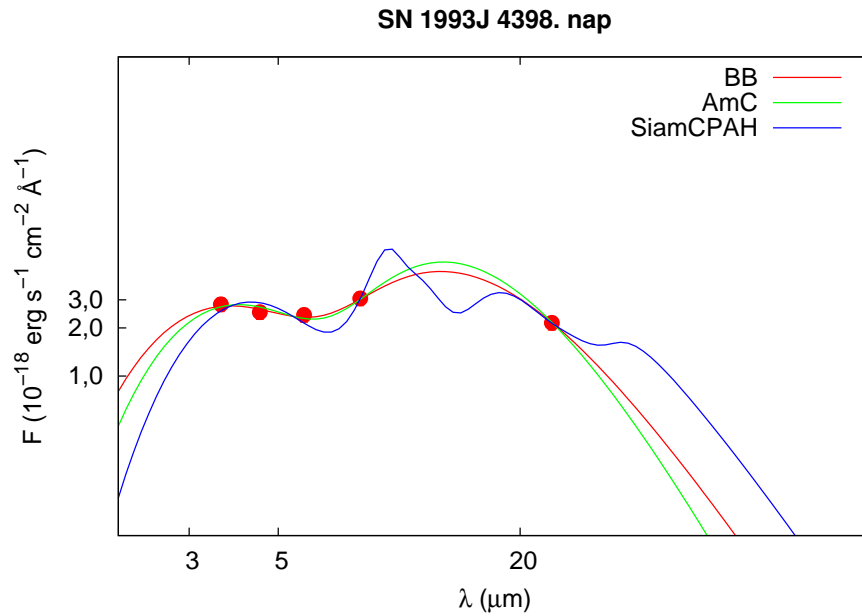
A következőekben bemutatom az analitikus modellek illesztésének folyamatát és eredményeit. A képek szelekciós kritériumából adódóan minden illesztést öt pontra végeztem. Ezzel nem csupán az illesztés pontossága volt növelhető, hanem komplexebb, kétkomponensű modellek használata is lehetővé vált, amelyekkel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



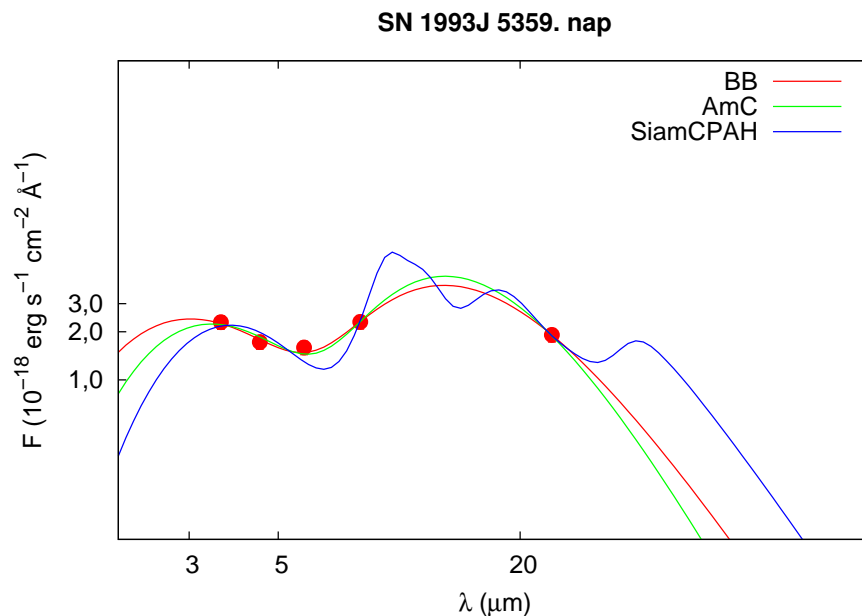
3. ábra. Az SN 1993J jelű szupernóva maradványának a robbanást követő 3893. napjára illesztett analitikus görbék. (Az ábrán látható jelölések: *BB* – a feketetest-sugárzást leíró, *AmC* – az amorf szenes és a *SiamCPAH* – a szilikátos összetételű (*C-SI-PAH*) eset.)



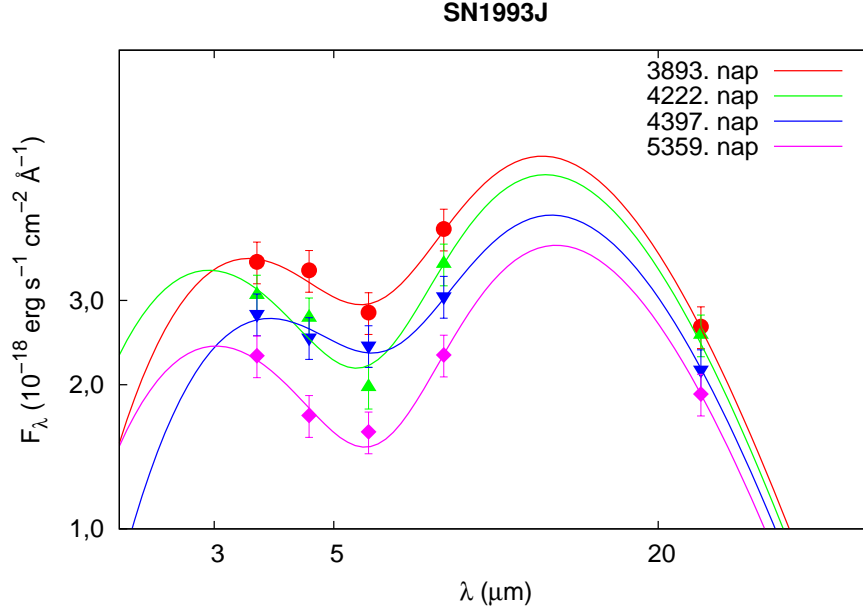
4. ábra. Az SN 1993J jelű szupernóva maradványának a robbanást követő 4222. napjára illesztett analitikus görbék. (Az ábrán látható jelölések: *BB* – a feketetest-sugárzást leíró, *AmC* – az amorf szenes és a *SiamCPAH* – a szilikátos összetételű (*C-SI-PAH*) eset.)



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 (C-SI-PAH) 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 (C-SI-PAH) eset.)



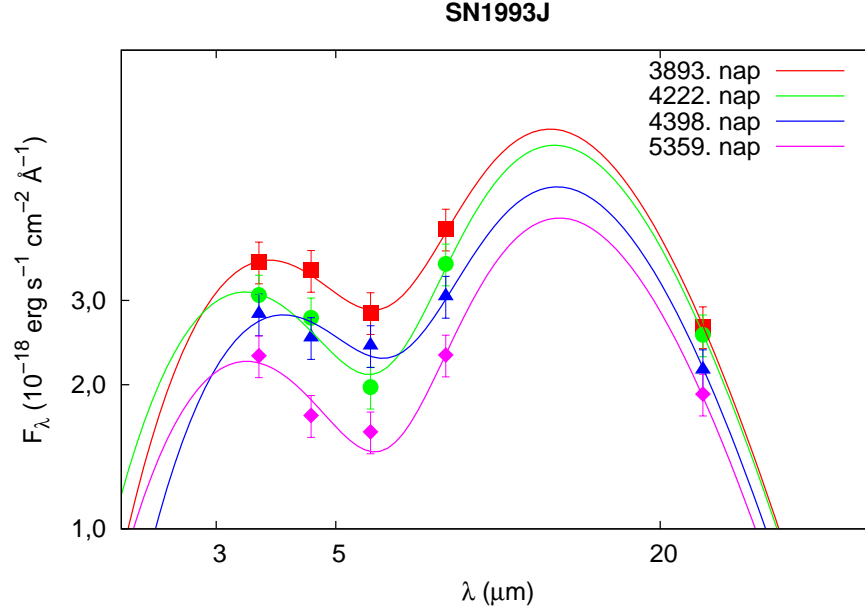
7. ábra. Az SN 1993J SED-jeire legjobban illeszkedő kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró analitikus modellgörbék.

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 szénese modellek már nem használhatóak. Megjegyzendő ugyanis, hogy az egykomponensű szilikátos modellek a pontos szemcsőösszetétel függvényében akár több inflexiós ponttal is rendelkezhetnek a közép-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



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.

ún. hígított feketetest-modellek segítségével kaphatunk. A Planck-görbék illesztése azonban elengedhetetlen lépése az analízisnek, mivel egyrészt a maradványt jellemző fizikai paraméterekre egy jó becslést biztosít, másrészt pedig ezekből adódnak a minimális zónasugarak és a maximális porhőmérsékletek. 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 közegként feltételeztem a maradvány körüli porképződési területet. Hasonlóan a feketetest-modellekhez, ebben az esetben sem írható le a maradvány csupán egykompo-

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.

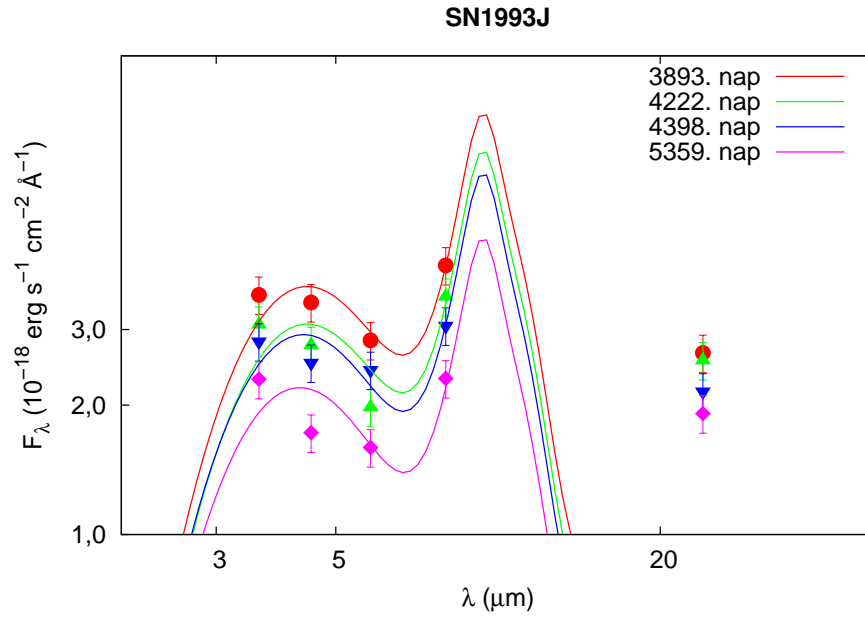
nensű görbékkel, a SED-ek alapján indokolt volt a kétkomponensű modellek alkalmazása. A legjobban illeszkedő modellekből kapott paraméterek (ld. 6. táblázat) nagyságrendileg megegyeznek a feketetest-modellekével, azaz a két leírási mód egymással összhangban van. Ugyanakkor az elméleti megfontolásoknak 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) (ld. még Meikle és mtsai., 2007) összefüggésével becsültem (nálam a (13) egyenlet). A (13) egyenletből kapott értékek a meleg komponensre $10^{-7} M_{\odot}$, míg a hideg esetén $10^{-3} M_{\odot}$ nagyságrendbe estek (ld. 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 felteleztem 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. (A legjobban illeszkedő egykomponensű modellgörbémét ld. 9. ábrán.) Így a szilikátos modellek esetén is kétkomponensű modellek segítségével kaptam a legjobb illeszkedést (a görbék paramétereit ld. a 8. táblázatban).

A szupernóva körül képződő intersztelláris por tömegét – hasonlóan az amorf szenes esethez – a Lucy és mtsai. (1989) (ld. még Meikle és mtsai., 2007) megfelelő összefüggésével becsültem (nálam a (13) egyenlet). A portömegek a meleg komponensre $10^{-5} M_{\odot}$, míg a hideg esetén $10^{-3} M_{\odot}$ nagyságrendbe estek (ld. 9. táblázat). Tehát a szilikátos modellek esetében is a feltehetően keletkező pormennyiség nagyrésze a hideg komponensből származik. Megállapítható, hogy nagyságrendileg mindegyik pormodellnél közel azonos mennyiségű intersztelláris por becsülhető az SN 1993J maradványa körül, azonban a várakozásoknak megfelelően, a $\kappa(\lambda)$ függvényeik különbségei okán ezek az értékek többszöröse



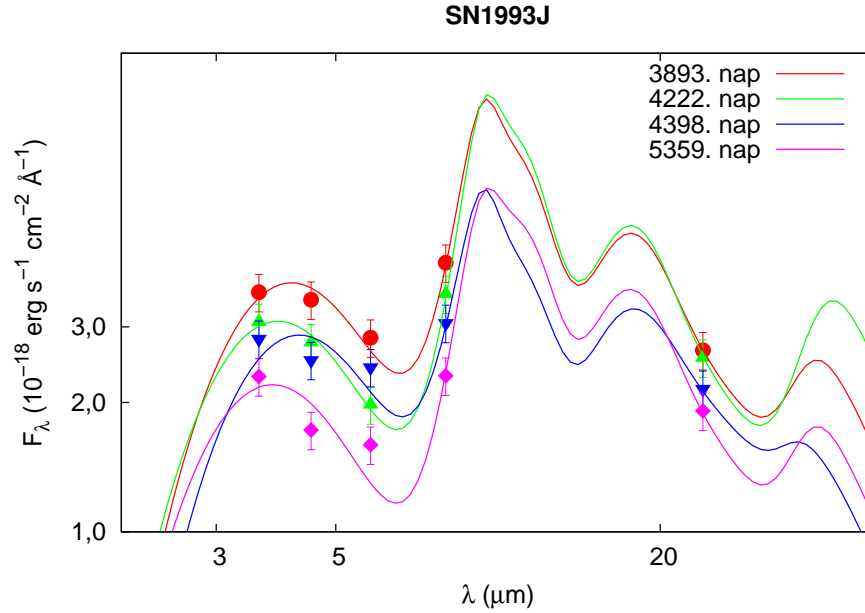
9. ábra. Az SN 1993J SED-jeire legjobban illeszkedő egykomponensű szilikátos analitikus modellgörbék. Ahogyan az ábrán látható, az egykomponensű szilikátos összetételű modellek ugyan több inflexiós ponttal rendelkeznek, a 24 μm -nél lévő MIPS-mérésből származó pontot nem illesztik le jól.

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.

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 porkomponenseire (m) számított portömegek, a robbanás napjától számított epochákra.

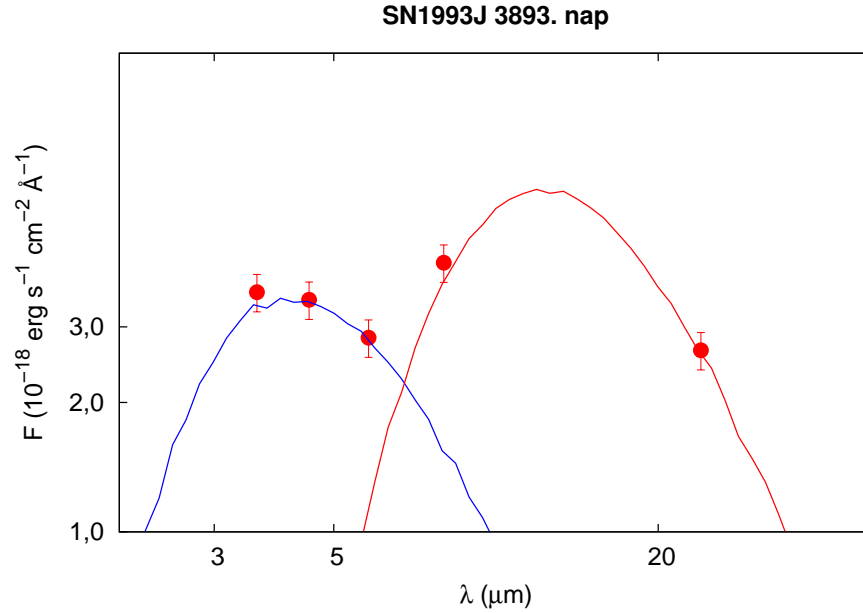


10. ábra. Az SN 1993J SED-jeire legjobban illeszkedő kétkomponensű szilikátos analitikus modellgörbék.

az amorf szenes illesztések során kapottaknak. (A szilikátos esetben várható a legnagyobb tömegű poranyag, amelyre az összetételt jellemző $\kappa(\lambda)$ függvényből következtethetünk.)

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 100 százalékban poranyagból álló intersztelláris térrészt leírja, mégis, további fejlesztések révén alkalmassá vált erre (Ercolano és mtsai., 2003, 2005 és 2007). A kód – a táguló maradvány belsejében lezajló fény-anyag kölcsönhatások modellezése révén – ténylegesen figyelembe veszi a porszemcsék fotonokkal való kölcsönhatását, ellentétben az analitikus modellekkel, amelyeknél azt feltételezzük, hogy a mért fluxus alapvetően a por saját termikus sugárzásából ered. A numerikus modellek tesztelése során SED-enként öt pont állt rendelkezésre, ezért a konvergencia futtatások érdekében négy változónál többel nem volt célszerű dolgozni. A hideg és a meleg porkomponenst leíró numerikus modellek azonban ennél jelentősen több paraméterrel rendelkeznek, tehát minden SED előállítására csupán irányított módon történhet. Ennek következtében a porképződéssel kapcsolatban biztosan csak azt tudtam megállapítani, hogy a maradvány leírása egy komponenssel nem lehetséges, ehhez minimum két porkomponens szükséges, ahogyan ez a 11. és 12. 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



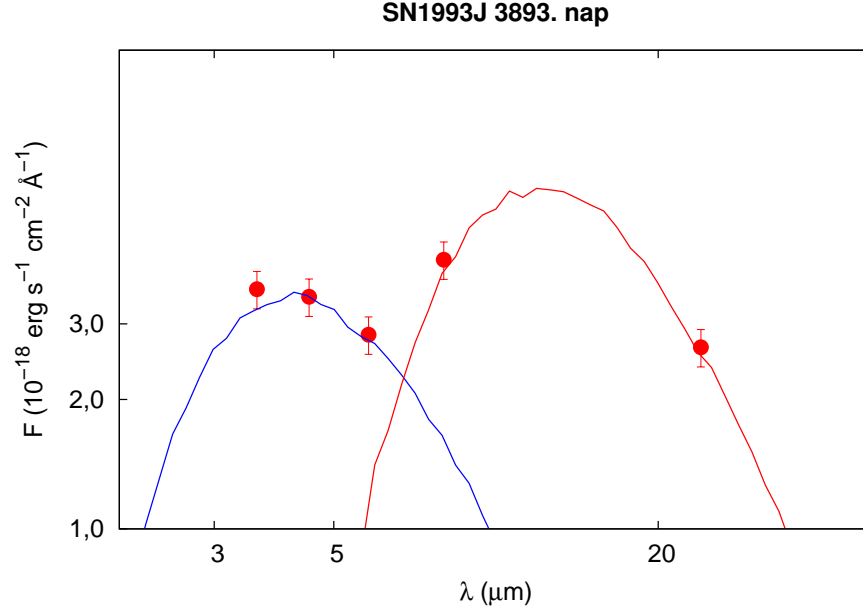
11. ábra. Az SN 1993J 3893. napjához tartozó SED-jére legjobban illeszkedő amorf szenes porösszetételű numerikus modellgörbék.

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 oldalán⁶ 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 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 modellgörbék esetén a 11. és 12 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.

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



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

5.3. A porképződéssel kapcsolatos 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 modellgörbékkel való illesztését. A következőkben a modellezések eredményeiből az objektum környezetében lejátszódó porszemcséképződéssel kapcsolatban levonható következtetéseket ismertetem.

A SED-ek időbeli változása alapján 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 feketetest-sugárzást leíró esetben kapott minimális sugarakból (az objektum robbanása óta eltelt idő, t_{exp} ismeretében) a (20) egyenlet alapján számolt minimális tágulási sebességek a porképződésnél jellemző értékhez képest kisebbek legyenek. Mivel a tágulás ezen szakaszában már optikailag vékony közegről beszélünk, az optikailag vastag feketetest-sugárzást leíró formula a határértékeket szolgáltatja, azaz a maradványra jellemző minimális méreteket és sebességeket (időben egyenletes tágulást feltételezve az alábbi formulával számolhatók a sebességek):

$$v_{BB} = \frac{r_{BB}}{t_{exp}}. \quad (20)$$

A táguló maradványban ugyanis a porképződés szempontjából jelentős elemekben (főleg C, Si, O, néhány esetben Mg, Fe és Al) gazdag rétegek tipikusan legfeljebb 2-3000 km/s-os sebességet érhetnek el a kellően magas hatásfokú szemcséképződéshez (ld. pl.

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.

Hivatkozás	m –	r_0 (10^{16} cm)	r (10^{16} cm)	t_0 (nap)
1	$0,845 \pm 0,005$	–	36,09	–
2	$0,860 \pm 0,011$	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 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).

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. Mivel az SN 1993J-re vonatkozó értékek jóval az említett jellemző felső sebességkorlát alatt vannak (10. táblázat), egyértelműen fennáll a lehetősége a maradvány körüli lokális porképződésnek.

A továbbiakban érdemes megvizsgálni az analitikus modellszámításokból kapott porképződési 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 (ld. pl. 11. táblázat). Amennyiben az ezek alapján kapott sugárnál nagyobb értékek adódnak a modellszámításokból, akkor az észlelt 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 tanulmányban publikált formula alapján végeztem számításokat. A 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 (a (21) 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.

$$r = r_0 \cdot \left(\frac{t_0}{t}\right)^m \quad (21)$$

(Megjegyzendő, hogy az összefüggések minden esetben mikroívmásodpercben (μs) adták meg a maradvány látszó szög méretét, 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 közép-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. Ugyanakkor a Matheson és mtsai. (2000) tanulmányában olvasható kölcsönhatási folyamatok a szupernóva tágabb környezetében is okozhattak porszemcseképződést és a szemcsék felfűtődését.

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 segítségével optikai spektrumokat modelleztek. Ezek alapján a robbanást követő 16. évben alapvetően néhány század és tized naptömegű – tehát az infravörös SED-modellezéseimből kapottaknál nagyobb – pormennyiséget jósoltak az SN 1993J környezetében, amely azonban a bemeneti paraméterek függvényében igen erősen fluktuált. Érdeemes megjegyezni, hogy Bevan és mtsai. modelljei kevesebb információval szolgálnak a por fizikai paramétereiről, mivel annak minőségére közvetett módon, a spektrumokon tapasztalható hatásából. Az idősebb szupernóva maradványoknál ténylegesen kimutatható nagy mennyiségű hideg poranyag (az SN 1987A körül: ld. pl. Matsuura és mtsai., 2011). Tehát, míg az általam használt módszer por minőségére és hőmérsékletére érzékeny, addig Bevan és mtsai. (2017) által alkalmazott módszer a por össztömegére

ad jó becslést.

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 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 vetettem össze.

A spektrumok modellezéséből tisztán amorf szén összetételű, $0,2 \mu\text{m}$ nagyságú porszemcsék esetén a $2,4 \cdot 10^{17}\text{cm}$ és $3,2 \cdot 10^{17}\text{cm}$ -es gömbhéjon belül számolt portömegek $0,005M_{\odot}$ -űnek adódtak (Bevan és mtsai., 2017), amely egy nagyságrendbe esik az általam kapott analitikus modellek paramétereiből számoltakkal (ld. 7. táblázat). A szilikátos összetételű esetben ugyanezen porképződési sugarak mellett $0,10M_{\odot}$ -ű portömeget publikáltak, amely azonban több mint tízszerese az ide vonatkozó eredményeimnek (ld. 9. táblázat). Összességében megállapítható, hogy az amorf szén 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).

6. Kölcsönhatások az SN 1993J környezetében

Dolgozatom fenti részében az SN 1993J körüli porképződést mások által még nem publikált módon (általám a szakirodalomban fellelt információk alapján), infravörös SED-ek modellezésével vizsgáltam, eredményeimet továbbá összevetettem mások optikai spektrummodellezéseinek eredményeivel (Bevan és mtsai., 2017). A szupernóvák körüli porképződéssel kapcsolatban levonható következtetések szempontjából azonban érdemes megvizsgálni az objektum robbanás előtti tömegvesztési folyamatait is. Ugyanis a robbanás előtt jelenlévő anyag mennyisége hasznos információkkal szolgálhat a robbanás utáni szemcseképződéssel kapcsolatban. A következő fejezetben ebből a szempontból vizsgálom az SN 1993J-t.

Az SN 1993J egyike az eddigi legalaposabban feltérképezett szupernóváknak. A különböző röntgen energiatartományokban is számos detektorral készültek mérések az objektumról, amelyek alapos áttekintése és összefoglalása megtalálható többek között Chandra és mtsai. (2009) tanulmányában. Számításaim során az összenergia és a táguló burok tömegét Nagy és Vinkó (2016) modellezéseiből származó eredményei alapján választottam ($E = 4,5 \cdot 10^{51}$ erg/s és $M_{ej} = 2,25M_{\odot}$), amelyeket pedig Chandra és mtsai. (2009) tanulmányában publikált mérési eredményekkel vetettem össze.

A robbanás előtti tömegvesztésre a szupernóvának a lágyröntgen-tartományban detektálható luminozitásából következtethetünk. A szupernóva-robbanás mechanizmusából ismert visszaverődő lökéshullám a tágulás folyamán hül és a röntgensugárzás vizsgálható részét a lágy tartományban kibocsátott emissziója dominálja (ld. Chevalier és Fransson, 2003; Kochanek és mtsai., 2012). Ebből kifolyólag a megfigyelt luminozitás közelíthető a visszaverődött lökéshullám luminozitását leíró képlettel, amely Chevalier és Fransson (2003) összefüggése szerint a következő:

$$L_{rev} = \frac{(n-3) \cdot (n-4)}{4 \cdot (n-2)^3} \frac{M \cdot V^3}{u_w} = 1,64 \cdot 10^{41} \cdot \frac{(n-3) \cdot (n-4)}{(n-2)^3} \cdot \dot{M}_{-5} \cdot u_w^{-1} \cdot V_4^3 \text{ erg/s} \quad (22)$$

ahol a fenti jelölések: L_{rev} a visszaverődő hullám luminozitása, n a lökéshullám sűrűségeloszlását leíró dimenziótlan szám (II-es típusú szupernóvákra jellemzően $n = 12$, míg más típusú szupernóva-robbanásokra jellemzően kisebb értéket vesz fel), \dot{M} a tömegvesztési ráta (szokásos mértékegysége $M_{\odot}/\text{év}$), V a táguló burok sebessége, ill. u_w a csillagszél sebessége.

A fenti összefüggést használja fel ($n = 12$)-re a II-es típusú SN 2012aw jelű szupernóva esetén Kochanek és mtsai. (2012). Kochanek és mtsai. (2012) röntgenluminozitásra vonatkozó egyenlete:

$$L_x \simeq 1.63 \cdot 10^7 \cdot E_{51}^{27/20} \cdot M_{e10}^{-21/20} \cdot \dot{M}_{-4}^{7/10} \cdot u_{w10}^{-7/10} \cdot t^{-3/10} L_{\odot} \quad (23)$$

ahol a fenti jelöléseket Chevalier és Fransson (2003) tanulmányának megfelelően átírtam,

továbbá t a robbanás óta eltelt idő napokban.

A fenti röntgenluminozitást egyenlővé téve a mért értékekkel (Chandra és mtsai., 2009) a táguló burok tömegének, a szupernóva-robbanás összenergiájának (Nagy és Vinkó, 2016) és a robbanás óta eltelt időnek az ismeretében, feltéve, hogy a csillagszél a szakirodalomban általánosan használt, vörös (sárga) óriás szülőcsillagokra vonatkozó érték ($u_w = 10$ km/s, ld. pl. Fransson és mtsai., 1996), kiszámítható a szupernóva tömegvesztési rátája (\dot{M}). (Ez a szakirodalom alapján kb. $10^{-5} M_\odot/\text{év}$, Fransson és mtsai., 1996.) Ebből a robbanás előtt ledobódott anyag mennyiségére tudunk következtetni, amely a robbanást követő, a csillagkörüli anyaggal lejátszódó kölcsönhatás eredményeként lejátszódó por-képződési folyamatokat alapvetően meghatározza. Az általuk levezetett összefüggésből az SN 1993J-re végzett számításaim a mért röntgenluminozitásoknál (Chandra és mtsai., 2009) kb. két nagyságrenddel nagyobb értékeket eredményeztek, azaz úgy tűnik, hogy a Kochanek és mtsai. (2012) által a II-es típusú szupernóvákra levezetett összefüggés nem alkalmazható fizikailag relevánsan IIb típusú objektumokra (pl. SN 1993J). A fentiek alapján tehát a II-es és IIb típusú objektumok fizikai folyamatai közötti eltérések indokoltá teszik egy a IIb-kre specifikusan levezetett összefüggés alkalmazását, amelyre vonatkozó összefüggést a fellelhető szakirodalomban nem találtam. Ennek levezetéséhez Chavalier és Fransson (2003) tanulmányában publikált összefüggésből indultam ki:

$$R_s(t) = \left(\frac{8 \cdot \pi \cdot \rho_0 \cdot t_0^3 \cdot V_0^n \cdot u_w}{(n-4) \cdot (n-3) \cdot \dot{M}} \right)^{1/(n-2)} \cdot t^{(n-3)/(n-2)} \quad (24)$$

amely hasonlóan a fenti jelöléseknek megfelelően értendő. Továbbá felhasználva a $V = \frac{R_s(t)}{t}$ táguló burok sebességére vonatkozó definíciót (ld. pl. Chevalier és Fransson, 2003), a következő képlet adódik:

$$V(t) = \left(\frac{8 \cdot \pi \cdot \rho_0 \cdot t_0^3 \cdot V_0^n \cdot u_w}{(n-3) \cdot (n-4) \cdot \dot{M}} \right)^{1/(n-2)} \cdot t^{-1/(n-2)}. \quad (25)$$

Ezt az összefüggést alakítottam át Nagy (2012) táguló burok össztömegére vonatkozó:

$$M_{ej} \approx \frac{4 \cdot \pi \cdot \rho_0}{3 \cdot (n-3)} \cdot n \cdot (V_0 \cdot t_0)^3, \quad (26)$$

és Nagy (2012) kinetikus energiára vonatkozó képletét felhasználva:

$$E_{kin} \approx \frac{2 \cdot \pi \cdot \rho_0}{5 \cdot (n-5)} \cdot n \cdot V_0^5 \cdot t_0^3. \quad (27)$$

A levezetést az n paraméter függvényében végeztem el, amely eredményeképpen a táguló burok sebességére a következő összefüggést kaptam:

$$V = C(n) \cdot E_{kin}^k \cdot M_{ej}^l \cdot u_w^{1/(n-2)} \cdot t^{-1/(n-2)} \cdot \dot{M}^{-1/(n-2)} \quad (28)$$

amely hasonlóan a fenti jelöléseknek megfelelően értendő, $C(n)$ egy az n -től függő kons-

tans, továbbá $k, l \in Z^+$ kitevők az alábbi általam levezetett összefüggésekkel adhatók meg:

$$k = \frac{n - 3}{2 \cdot (n - 2)} \quad (29)$$

illetve

$$k = \frac{5 - n}{2 \cdot (n - 2)}. \quad (30)$$

Ezeket behelyettesítve ($n = 12$)-re előáll Kochanek és mtsai. (2012) által levezetett összefüggés (a (23) egyenlet), $n = 7$ esetén pedig a IIB-et leíró képlet adódik:

$$V = C(7) \cdot E_{kin}^{2/5} \cdot M_{ej}^{-1/5} \cdot u_w^{1/5} \cdot t^{-1/5} \cdot M^{-1/5}. \quad (31)$$

A (31) egyenletet a megfelelő (pl. Kochanek és mtsai., 2012 által is alkalmazott) egységekbe átváltva kaptam a következő összefüggést:

$$V = 24600 \cdot E_{51}^{2/5} \cdot M_{e10}^{-1/5} \cdot \dot{M}_{-4}^{-1/5} \cdot t^{-1/5} \cdot v_{w10}^{1/5} km/s \quad (32)$$

ahol $E = 10^{51} \cdot E_{51}$ erg/s az összenergia, $M = 10 \cdot M_{e10} M_{\odot}$ a táguló burok tömege, a $\dot{M} = 10^{-4} \cdot \dot{M}_{-4} M_{\odot}/\text{év}$, t a robbanás óta eltelt idő napokban és $v_w = 10 \cdot v_{w10}$ km/s.

Érdemes továbbá megjegyezni, hogy a lökeshullám tágulási sebességére levezetett (28) egyenletet a Chevalier és Fransson (2003) röntgenluminozitásra vonatkozó (22) egyenletbe behelyettesítve Kochanek és mtsai. (2012) által kapott (23) egyenlettel analóg összefüggést kapunk a IIB típusú objektumokra.

$$L_{rev} = 2,26 \cdot 10^{42} \cdot E_{51}^{6/5} \cdot M_{e10}^{-3/5} \cdot \dot{M}_{-4}^{2/5} \cdot t^{-3/5} \cdot v_{w10}^{-2/5} erg/s \quad (33)$$

Az így kapott összefüggésbe Nagy és Vinkó (2016) modellezéseiből származó értéket behelyettesítve a szakirodalomban általánosan használt érték ($u_w = 10$ km/s, ld. pl. Fransson és mtsai., 1996) mellett a tömegvesztési rátára a szakirodalom alapján várható értéknél (kb. $10^{-5} M_{\odot}/\text{év}$: Fransson és mtsai., 1996) 7-8 nagyságrenddel nagyobb értékek adódtak. Ugyan a szülőcsillag szélesebbessége értékének növelésével (ami a IIB típusú szupernóváknál a szülőcsillag bizonytalan kiléte miatt elég bizonytalanul ismert) a számolásaim egyre jobban konvertáltak a szakirodalmi értékhez, még a növelés releváns határértékénél sem érték el azt. Ebből kifolyólag arra következtethetünk, hogy a fenti képnek megfelelő tárgyalásmód a maradvány tágulásának csak a korai szakaszában alkalmazható. A robbanást követő 3-5000. nap környékén az általánosított modell alapján végezhetünk releváns számolásokat.

A maradvány lágyröntgen-tartományban mérhető luminozitását az általánosított modell alapján Chevalier és Fransson (2003) röntgenluminozitásra vonatkozó egyenlete, a

Hivatkozás	m –	r_0 (10^{16} cm)	r (10^{16} cm)	t_0 (nap)	V (km/s)	\dot{M} ($10^{-5}M_{\odot}/\text{év}$)
1	$0,845 \pm 0,005$	–	36,09	–	10730	0,17
2	$0,860 \pm 0,011$	26,93	32,18	3164	9570	0,23
3	0,781	17,95	20,21	2787	6010	0,94
4	0,77	30,28	32,53	3548	9670	0,23

12. táblázat. Az *SN 1993J* robbanástól számított 3893. napra számolt méretei, az azokból számolt tágulási sebességei és az – Chandra és mtsai. (2009) tanulmányában publikált mért értékekből általam számolt – $L_{rev} = 3,22 \cdot 10^{38} \text{erg/s}$ -os átlagos röntgenluminositásra számolt tömegvesztési rátái (m a formulákban szereplő hatványkitevő, r_0 a maradvány ismert t_0 időpontbeli mérete, r a 3893. napra számolt mérete, V a táguló burok sebessége és \dot{M} az ezekből számolt tömegvesztési ráta). 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 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).

(22) egyenlet írja le. A robbanás óta eltelt idő és a maradvány rádiótartományban mért méretének ismeretében (ld. 11. táblázat), lineáris tágulást feltételezve kiszámolható a táguló burok sebessége. Ezt felhasználva, a megfelelő mértékegységátváltások után, az SN 1993J-re vonatkozó $n = 7$ mellett a mérésekkel azonos nagyságrendbe eső luminositások adódtak (ld. 12. táblázat). (Számolásaim során Chandra és mtsai. (2009) tanulmányában szereplő mért értékek alapján a robbanás óta eltelt 3893. napra számolt átlagos értéket, $3,22 \cdot 10^{38} \text{erg/s}$ használtam.) A maradvány lágyröntgen-tartományban mért luminositása a robbanást követő 3000-5000 napokon kb. $2-6 \cdot 10^{38} \text{erg/s}$ (Chandra és mtsai., 2009). Ez pedig $10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{év}$ tömegvesztési rátának felel meg, összhangban a korábbi vizsgálatok eredményeivel.

Összefoglalás

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, az általam meghatározott szelektív kritériumnak megfelelő különböző időpontokban készült képeken apertúra-fotometriát végeztem el a megfelelő átszámítások és a korrekciók figyelembevételével. Ezután a kapott négy spektrális energieloszlásra egy általam írt globális minimumkereső C-programot felhasználva kétkomponensű analitikus modellgörbét illesztettem, illetve numerikus modellekkel is foglalkoztam. Az analitikus esetben kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró, amorf szén és szilikátos modellekkel (itt homogén, konstans sűrűségű poreloszlást feltételező, Meikle és mtsai. (2007) által készített analitikus modelleket illesztettem), míg a numerikus esetben a MOCASSIN nevű programot felhasználva amorf szén és szilikátos összetételű pormodellekkel dolgoztam. A legjobban illeszkedő görbék paramétereiből meghatároztam a szupernóva környezetében feltételezhető porkomponensek fizikai jellemzőit, továbbá becsültem a keletkezett por mennyiségét (Lucy és mtsai. (1989), ld. még pl. Meikle és mtsai., (2007) által leírt módon).

A feketetest-sugárzást leíró modellek illesztési folyamatának eredményeiből megállapítottam az egyes napokhoz tartozó minimális zónasugarakat és lineáris tágulást feltételezve kiszámoltam a hozzájuk tartozó tágulási sebességeket. A modellekből kapott, a táguló maradványon belüli hatékony porszemcséképződéshez szükséges elméleti határértékeknél kisebb sebességek egyértelműen alátámasztják az SN 1993J-hez köthető lokális porképződés lehetőségét.

A szupernóva analitikus modelljeiből kapott méreteit összevettem négy, az objektum méretét a rádiótartományban vizsgáló tanulmánnyal. Az eredményeim alapján a maradványnak a rádiómérésekből közvetlenül meghatározott méretei többszöröse a modellekből kapott méreteknél. Ezek alapján arra tudtam következtetni, hogy az analitikus modellezéseim során kapott poranyag teljes egészében a maradvány belsejében lokalizálódhat, azaz esély van a tisztán lokális porképződésre.

Ezt követően 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 amorfszenes, illetve a szilikátos analitikus modelleknél néhány ezred M_{\odot} mennyiséget kaptam, amely eredmények az amorfszenes 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 SN 1993J SED-jei numerikus modellekkel is jól illeszthetők, és ezekkel a porszemcsék képződéséről, optikai tulajdonságairól fizikailag pontosabb képet kapunk. Az SN 1993J SED-jeinek részletesebb numerikus modellezése és a bementi fájlok paraméterezésének optimalizálása a jövőbeli munkám részét képezi.

A fentiek mellett a szupernóva körüli porképződéssel kapcsolatban vizsgáltam a robbanás előtt ledobott anyag mennyiségét a lágyröntgen-tartományban mérhető röntgenluminositások segítségével. A tömegvesztési ráta vizsgálatához levezettem a szupernóvalökéshullámok sebességére általánosan használt formula egy speciális esetét, amely összefüggést a fellelhető szakirodalomban nem találtam meg, majd a számolásaim eredményeit összevettem űrtávcsöves röntgenmérések eredményeivel. Számolásaimat többek között a II-es és a IIb típusú szupernóvák fizikai folyamatai közötti eltérések indokolták. A szupernóvák nukleáris folyamatainak részletesebb megismerése távlati céljaimat képezi.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném kifejezni köszönetemet témavezetőmnek, **Dr. Szalai Tamás**nak, aki számos szakmai tanáccsal, meglátással, illetve munkám és dolgozatom ellenőrzésével segített. Köszönöm **Dr. Vinkó József**nek 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] Chandra, Poonam; Dwarkadas, Vikram V.; Ray, Alak; Immler, Stefan & Poolay, David, 2009, *ApJ*, 699, 388C.
- [7] Chevalier, R. A. & Fransson, C., 2003, *LNP*, 598, 171C.
- [8] Cohen, J. G.; Darling, J. & Porter, A., 1995, *AJ*, 110, 308C.
- [9] Draine, B. T. & Lee, H. M., 1984 *ApJ*, 285, 89D.
- [10] Ercolano, B.; Barlow, M. J.; Storey, P. J. & Liu, X.-W., 2003, *MNRAS*, 340, 1136E.
- [11] Ercolano, B.; Barlow, M. J. & Storey, P. J., 2005, *MNRAS*, 362, 1038E.
- [12] Ercolano, B.; Barlow, M. J. & Sugerman, B. E. K., 2007, *MNRAS*, 375, 753E.
- [13] Filippenko, Alexei V.; Matheson, Thomas & Ho, Luis C., 1993, *ApJ*, 415L, 103F.
- [14] 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.
- [15] Fransson, Claes; Lundqvist, Peter & Chevalier, Roger A., 1996, *ApJ*, 461, 993F.
- [16] Fransson, Claes & Kozma, Cecilia, 2002, *NewAR*, 46, 487F.
- [17] Gall, C., Hjorth, J., & Andersen, A. C. 2011, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 19, 43.
- [18] 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.

- [19] 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.
- [20] Kochanek, C. S.; Khan, R. & Dai, X., 2012 *ApJ*, 759, 20K.
- [21] 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.
- [22] Matheson, Thomas; Filippenko, Alexei V.; Barth, Aaron J.; Ho, Luis C.; Leonard, Douglas C.; Bershady, 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.
- [23] Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425.
- [24] 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.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] 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.
- [28] Nagy, A. P. & Vinkó, J., 2016, *A&A*, 589A, 53N.
- [29] Nagy, Andrea, "Szupernóvák keltette lökéshullámok kölcsönhatása sűrű csillagkörül anyaggal", MSc-s szakdolgozat, Szegedi Tudományegyetem, 2012.
- [30] Nozawa, T.; Kozasa, T.; Maeda, K.; Nomoto, K.; Umeda, H.; Tominaga, N. & Habe, A., 2012, *ASPC*, 458, 135N.
- [31] Ripero, J.; Garcia, F. & Rodriguez, D. 1993, *IAU Circ.*, No. 5731, 1R (Edited by Marsden, B. G.).
- [32] Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, *ApJ*, 377, 526.

- [33] 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.
- [34] Szalai, T.; Vinkó, J.; Balog, Z.; Gáspár, A.; Block, M. & Kiss, L. L., 2011, *A&A*, 527A, 61S.
- [35] Szalai T., „Nagy tömegű csillagok végállapotai: szupernóva-robbanásokhoz kötődő porképződés és az LS 5039 gammakettős vizsgálata”, doktori értekezés, Szegedi Tudományegyetem, 2013.
- [36] Szalai, Tamás; Zsíros, Szanna; Fox, Ori D.; Pejcha, Ondřej & Müller, Tomás , 2019, *ApJS*, 241, 38S.
- [37] Tanaka, Masaomi; Nozawa, Takaya; Sakon, Itsuki; Onaka, Takashi; Arimatsu, Ko; Ohsawa, Ryo; Maeda, Keiichi; Wada, Takehiko; Matsuhara, Hideo & Kaneda, Hidehiro, 2012, *ApJ*, 749, 173T.
- [38] 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.
- [39] 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.
- [40] Weingartner, Joseph C. & Drain, B. T., 2001, *ApJ*, 548, 296W.
- [41] Wesson, R.; Barlow, M. J.; Matsuura, M. & Ercolano, B., 2015, *MNRAS*, 446, 2089W.
- [42] Zsíros, Szanna, „Szupernóva-robbanásokhoz kapcsolódó porképződés vizsgálata,, BSc-s szakdolgozat, Szegedi Tudományegyetem, 2017.
- [43] Zsíros, Szanna, „Az SN 1993J jelű szupernóva körüli porképződés vizsgálata”, OTDK-dolgozat, Szegedi Tudományegyetem, 2019.

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*l + a2*pow(l,2) + a3*pow(l,3) + a4*pow(l,4) + a5*pow(l,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<=3e17)
{
R=6e15;
while (R<=3e16)
{
t=150;

```

```

while(t<=400)
{
T=500;
while (T<=900)
{

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();
}

```

NYILATKOZAT

Alulírott **Zsíros Szanna** Fizikus MSc szakos hallgató (ZSSWAAT.SZE) a „**Porképződés és kölcsönhatások az SN 1993J jelű szupernóva környezetében,**” című diplomamunka szerzője fegyelmi felelősségem 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, 2019. május 17.

hallgató aláírása