Kozmikus porképződés vizsgálata szupernóva–robbanások környezetében

PhD értekezés

Zsíros Szanna
okleveles fizikus

Témavezető:
Szalai Tamás PhD, adjunktus
SZTE TTIK Fizikai Intézet, Kísérleti Fizikai Tanszék

Szegedi Tudományegyetem
Természettudományi és Informatikai Kar

Fizika Doktori Iskola

Szeged
2024

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés **1**

2. Elméleti áttekintés **4**

2.1. Bevezetés a magösszeomlásos szupernóvák asztrofizikájába 4

2.1.1. A magösszeomlásos szupernóva-robbanások folyamata 4

2.1.2. Kölcsönhatások a csillagkörüli anyaggal 8

2.1.3. A magösszeomlásos szupernóvák osztályozása 10

2.2. A csillagközi por és forrásai 14

2.2.1. Az AGB csillagok 16

2.2.2. A magösszeomlásos szupernóvák 17

2.2.3. További csillagszerű porforrások 21

3. A szupernóvák környezetében lévő por modellezése **23**

3.1. A porszemcsék lehetséges forrásainak vizsgálata a magösszeomlásos szupernóvák környezetében 24

3.2. A porszemcsék termális sugárzásának modellezése 28

3.2.1. Infravörös pontforrás-fotometria és a SED-ek meghatározása . . 28

3.2.2. Az analitikus pormodellek 31

3.2.3. A sugárzási transzferegyenlet 34

3.2.4. A MOCASSIN-kód 35

3.3. Az optikai vonalprofilok modellezése 38

3.3.1. A DAMOCLES-kód 39

3.3.2. Az optikai vonalprofilok modellezésének menete 42

3.4. Pormodellek vizsgálata statisztikai módszerekkel 43

3.4.1. A statisztikus megközelítés 43

3.4.2. Konvergenciavizsgálat 46

4. Porképződés vizsgálata az SN 1993J környezetében **48**

4.1. Az SN 1993J 48

4.2. Megfigyelések és az adatok elemzése 49

4.2.1. IRAC és MIPS adatok 51

4.2.2. IRS-spektrum . . . 52
4.3. Analízis . . . 54
4.3.1. Közép-infravörös fénygörbe . . . 54
4.3.2. Analitikus pormodellek . . . 56
4.4. Konklúziók – lehetséges porforrások az SN 1993J környezetében . . . 61
4.4.1. Frissen keletkező porszemcsék . . . 61
4.4.2. Ütközés útján felfűtött porszemcsék . . . 65
4.4.3. Sugárzás útján felfűtött porszemcsék . . . 67

5. Porképződés vizsgálata az SN 1980K környezetében 70
5.1. Az SN 1980K . . . 70
5.2. A porszemcsék termális sugárzása . . . 72
5.2.1. *Spitzer*/IRAC és MIPS adatok . . . 72
5.2.2. *JWST*/MIRI adatok . . . 73
5.2.3. Analitikus pormodellek . . . 73
5.2.4. Numerikus pormodellek . . . 81
5.3. Optikai vonalprofil-aszimmetriák analízise . . . 83
5.3.1. Késői optikai spektrum . . . 83
5.3.2. Optikai vonalprofil-modellek . . . 84
5.4. Konklúziók – lehetséges porforrások az SN 1980K környezetében . . . 89
5.4.1. Ütközés útján felfűtött porszemcsék . . . 89
5.4.2. Sugárzás útján felfűtődött porszemcsék . . . 91
5.4.3. Frissen keletkező porszemcsék . . . 93

6. Pormodellek Bayes-féle analízise 96
6.1. A Bayes-féle megközelítés a magösszeomlásos szupernóvák körüli por modellezésében . . . 97
6.2. A vizsgált pormodellek és eredményeik . . . 98
6.3. További alkalmazási lehetőségek – kitekintés . . . 103

Összefoglalás 105

Summary 109

Köszönetnyilvánítás 112

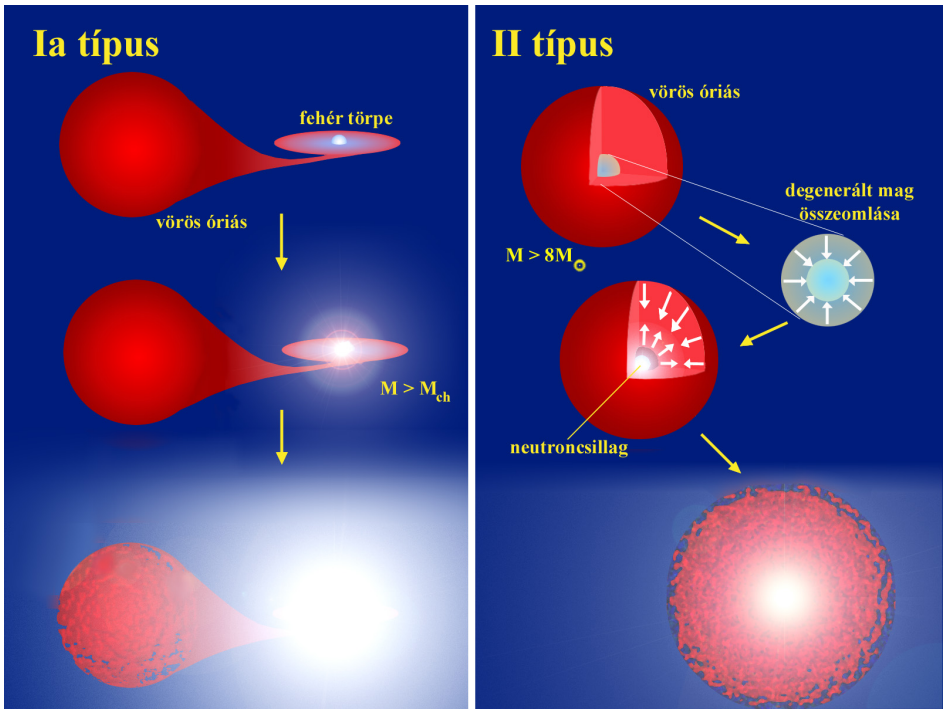
Hivatkozások 113

1. fejezet

Bevezetés

A szupernóvák (SN-ek) nagy energiájú kataklizmikus események. A robbanás fizikai háttere alapján megkülönböztetünk termonukleáris (Ia típusú), illetve magösszeomlásos szupernóvákat (1.1. ábra). A magösszeomlásos, más néven kollapszár szupernóvák (”core collapse supernovae”, CCSN) a nagy tömegű ($M > 8\ M_{\odot}$, ahol $M_{\odot}$ a naptömeget jelöli, lásd pl. Woosley et al., 2002) csillagok életútját lezáró robbanások. Ezek az egyedülálló események lehetőséget nyújtanak nem csupán a robbanás mechanizmusának, hanem a késői csillagfejlődési folyamatok, és a robbanások környezetükre gyakorolt hatásnak a vizsgálatára is. A szupernóvák emellett elengedhetetlen szerepet töltenek be a kozmikus anyagkörforgásban: biztosítják a vasnál nehezebb elemek fúziójához szükséges feltételeket, valamint a csillagközi por potenciális forrásai. A csillagközi porszemcsék a Világegyetem alapvető építőkövei. Számos asztrofizikai folyamatban játszanak fontos szerepet, egészen a molekulaképződéstől a galaxisok fejlődéséig. Jelenlegi tudásunk szerint a Föld létrejöttében is ilyen porszemcsék működtek közre. Mindezek ellenére a kozmikus porszemcsék forrásai a mai napig nem teljesen ismertek. Az elmúlt évtizedek megfigyelései és elméleti modelljei alapján a magösszeomlásos szupernóvák a porszemcsék egyik fő forrásai lehetnek, a Világegyetem portartalmához való hozzájárulásukat azonban számos nyitott kérdés övezi.

A magösszeomlásos szupernóvák vizsgálata több évtizede jelentős nemzetközi érdeklődésre tart számot, és napjaink asztrofizikájának egyik meghatározó, dinamikusan fejlődő kutatási területe. Dolgozatomban a magösszeomlásos szupernóvák körüli porképződést vizsgáltam többcsatornás, elsősorban űrtávcsöves méréseket felhasználva, fejlett analitikus és numerikus modellek segítségével. Ennek során a közép-infravörös (közép-IR) spektrális energiaeloszlásokat, valamint optikai vonalprofil-aszimmetriákat modelleztem a tudományterületen alkalmazott legmodernebb módszerekkel. Munkám meghatározó részét képezi két különleges objektum, az SN 1993J és az SN 1980K jelű szupernóva részletes analízise, amelyek egy-egy vezető szerzőként jegyzett nemzetközi referált, Q1-es folyóiratcikkben kerültek



1.1. ábra. *A szupernóva-robbanások két alapvető típusa: a termonukleáris (balra) és a magösszeomlásos (jobbra) szupernóvák (az ábra forrása: http://astro.u-szeged.hu/ismeret/szuperno/szuperno.html). A robbanások mechanizmusának részleteit lásd a 2.1. fejezetben.*

publikálásra. Mindkét szupernóva vizsgálata során jelentős mennyiségű port sikerült kimutatni több évtizeddel a robbanást követően, ami egyértelműen megerősíti a szupernóvák porképződésben betöltött elengedhetetlen szerepét.

Az elmúlt években az asztrofizikában egyre jelentősebb szerepet töltenek be a statisztikus megközelítésen alapuló modellezési eljárások, amelyek lehetővé teszik a nem-analitikus problémák gyors és hatékony megoldását. Ezek alkalmazását elsősorban a fizikailag relevánsabb, fejlett modellek kiszélesedett paramétermezői és a potenciálisan megjelenő paraméterdegenerációk (azaz egy adott megoldás több különböző paraméter-konfigurációval állítható elő ugyanazon a paramétermezőn) indokolja. Kutatómunkám során a magösszeomlásos szupernóvák spektrális energiaeloszlásait leíró modellek Bayes-féle analízisén is dolgoztam. Első eredményeim egy része egy vezető szerzőként jegyzett konferenciakiadványban kerültek elfogadásra.

Kutatómunkámat a Szegedi Tudományegyetem Fizikai Intézetében működő Asztrofizikai Kutatócsoportban végeztem, Dr. Szalai Tamás témavezetésével. 2022-ben meghívást kaptam egy nemzetközi kutatócsoportba, amely a James Webb-űrtávcső első és második mérési ciklusában is több pályázatot elnyert. Ezáltal lehetőségem nyílt a kutatási témám kidolgozásában a tudományos közösség legmodernebb eszközeit is felhasználni, valamint napjaink vezető nemzetközi szupernóva-kutatói közösségével együttműködni. Emellett 2021-től lehetőségem volt együttműködni Prof. Dr. Ilse De

Looze-zal (Genti Egyetem), akitől sokat tanulhattam a pormodellek fejlett statisztikai analíziséről és a DAMOCLES-kód alkalmazásáról mind a szakmai látogatások, mind a rendszeres konzultációk alkalmával.

A dolgozatom következő két fejezetében a szakirodalom alapján bevezetést adok a szükséges asztrofizikai háttérbe (2. fejezet) és a felhasznált vizsgálati módszerekbe (3. fejezet). Ennek során kitérek a magösszeomlásos szupernóvákkal és a kozmikus porképződéssel kapcsolatos jelenlegi ismereteinkre, jelentőségükre és a vizsgált kutatási terület aktualitására, valamint a témaválasztásom motivációjára. Továbbá, ismertetem az általam alkalmazott vizsgálati módszereket és kódokat.

Az ezt követő fejezetekben bemutatom a szupernóva-robbanások környezetében lévő kozmikus porszemcsékkel kapcsolatban végzett kutatómunkámat. Az ennek során ismertetett analízis kutatócsoportban végzett munka eredménye, így kiemelem azokat a részeket, amelyekben jelentősen közreműködtem, valamint az önálló eredményeimet.

A 4. és a 5. fejezetekben ismertetek két esettanulmányt az SN 1993J és az SN 1980K jelű szupernóvákról. A szupernóvák esetén részletezem az adatok feldolgozásának, és modellezésének a folyamatát, valamint behatóan vizsgálom a kimutatott por paramétereit és lehetséges forrásait. A 6. fejezetben a pormodellek statisztikus megközelítésével kapcsolatban végzett kutatómunkánkat ismertetem és rövid kitekintést adok a megközelítés jövőbeli alkalmazási lehetőségeivel összefüggésben.

2. fejezet

Elméleti áttekintés

2.1. Bevezetés a magösszeomlásos szupernóvák asztrofizikájába

A csillagok életútját nagymértékben meghatározza a kezdeti tömegük: ez alapján megkülönböztetünk kis és nagy tömegű csillagokat, amelyek evolúciója a kiinduló fázisok után jelentősen különbözik. A következőkben a szakirodalomban jelenleg elfogadott megfontolások szerint rövid bevezetést adok a magösszeomlásos szupernóvák asztrofizikájába.

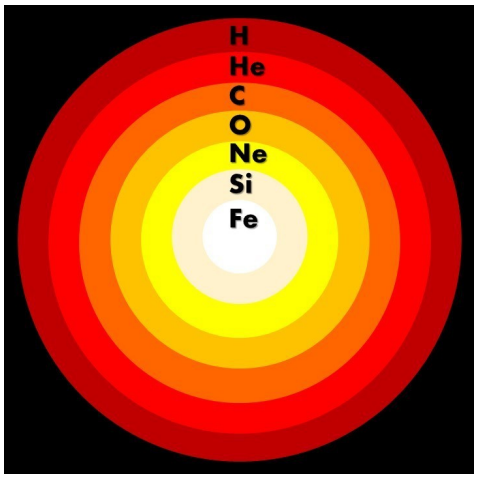
2.1.1. A magösszeomlásos szupernóva-robbanások folyamata

Az alábbiakban röviden összefoglalom a nagy tömegű csillagok fejlődésének és a magösszeomlásos szupernóva-robbanásoknak a főbb szakaszait, amelyhez Dr. Szalai Tamás PhD értekezését[1] (Szalai, 2013), valamint Dr. Vinkó József MTA doktori értekezését[2] (Vinkó, 2017) vettem alapul.

A csillagok élettartamuk egy jelentős hányadát az ún. *fősorozat*on töltik, amely során magjukban a hidrogén héliummá való fúziójával termelnek energiát. Ez a közelítőleg egyensúlyi állapot egészen addig tart, amíg a csillagok magjából kimerül a hidrogén, majd a fúzió leáll. Egy folyamatos átmenetet követően a hidrogén fúziója a mag körüli vékony héjban folytatódik, amely során a csillag héliummagjának tömege tovább növekszik (a héjbeli fúzió eredményeként keletkező hélium atommagok járuléka miatt). Amikor a csillag magjának nyomása már nem képes ellensúlyozni a rá nehezedő külső rétegek súlyából származó nyomást, akkor hirtelen megnövekszik az összehúzódásának és felmelegedésének az üteme, és ráfejlődik az ún. *óriás*ra.

Ezen a ponton a kis és nagy tömegű csillagok fejlődése élesen szétválik egymástól.

[1] Dr. Szalai Tamás PhD értekezése: https://doktori.bibl.u-szeged.hu/id/eprint/1782/.
[2] Dr. Vinkó József MTA doktori értekezése: https://real-d.mtak.hu/1027/.



2.1. ábra. *A nagy tömegű csillagok fúziós folyamatainak végére kialakuló ún. hagymahéj-szerkezet sematikus ábrája (az ábra forrása: https://svabhegyicsillagvizsgalo.hu/hirek/blog/letepett-kopenyu-szupernovak). A jellegzetes szerkezet kialakulásának részleteit lásd a 2.1. fejezetben.*

A kis tömegű csillagok magjának anyaga elfajult lesz (azaz nyomása már független a hőmérsékletétől), így a hőmérséklet növekedésének hatására a csillag anyaga nem kezd tágulásba, és a hélium fúziója robbanásszerűen következik be. Ezzel ellentétben a nagy tömegű csillagok magjának az anyaga a hélium fúzió beindulásakor még nem kerül elfajult állapotba, mivel a külső rétegeiből konvekció útján elegendő mennyiségű hidrogén tud a magba áramlani. A nagy tömegű csillagok későbbi fejlődési fázisainak vizsgálata a mai napig aktív kutatások tárgya. A szakirodalomban széleskörűen elfogadott elképzelés szerint a további fúziós folyamatok beindulása nem eredményez termonukleáris robbanást a csillag magjában. A héliumégést követően különféle folyamatok révén egyre növekszik a neutrínók száma, amelyek jelentős energiát visznek el a csillagtól. A csillag az egyensúlya megtartásához ezt az energiát a fúziós ráta növelésével igyekszik ellensúlyozni, amely azt eredményezi, hogy a beinduló további fúziós folyamatok – szén, neon és oxigén fúziója – időskálája egyre csökken.

A folyamat utolsó lépése a szilícium fúziója, amely végeredményeként kialakul a csillag ún. *hagymahéj-szerkezet*e. Belsejében helyezkedik el az exoterm módon fuzionálni már nem képes elemekből – elsősorban $^{56}_{26}$Fe, $^{54}_{26}$Fe és $^{56}_{28}$Ni – álló vasmag, külső rétegeiben pedig sorra szilíciumban, oxigénben, szénben, héliumban és hidrogénben gazdag héjak (lásd 2.1. ábra). A külső rétegek nagyságát a csillag tömegvesztési folyamatai határozzák meg. Ezek pontos lefolyása napjainkban sem teljesen ismert, azonban általánosságban elmondható, hogy a nagyobb kezdeti tömegű csillagok intenzívebb tömegvesztési epizódokon mennek keresztül. Ezek a folyamatok jelentős hatással vannak a fejlődésükre, valamint a végállapotaikra (obszervációs szemszögből egy áttekintő tanulmányért lásd pl. Smith, 2014). A megfigyelések alapján a

tömegvesztési ráták sok nagyságrenden belül változhatnak a csillag tömegének és csillagszelének függvényében: egy tipikus vörös szuperóriás csillag (”red supergiant”, RSG) évente 10^{-6}-10^{-5} $M_\odot$ tömeget, míg egy fényes kék változó (”luminous blue variables”, LBV) időszakonként 1-10 $M_\odot$ tömeget veszíthet (Smith, 2014, 1. táblázata).

A vasmag kialakulása után az elfajult elektrongáz nyomása tart egyensúlyt a gravitációval. A mag stabilitását azonban csökkenti a vasatomok fotobomlása és az inverz béta-bomlás (neutronizáció). Ez utóbbi folyamat hatására ugyanis a magban folyamatosan csökken a szabad elektronok száma, amely csökkenti az elfajult elektrongáz nyomását:

$$p^+ + e^- \rightarrow n + v_e. \tag{2.1}$$

Ezt tovább fokozza a vasmagok fotobomlása α-részecskékké és neutronokká:

$$^{56}_{26}Fe + \gamma \rightarrow 13^4_2He + 4n. \tag{2.2}$$

A vasmag nyomásának csökkenése az egyensúlyi helyzet megszűnését eredményezi. Ennek következtében a vasmag a saját és a rá nehezedő külső rétegek súlyának hatására összeomlik, amely beindítja a magösszeomlásos szupernóva-robbanást. Az összeomlás során a magban egyre növekszik a neutronizáció foka, amely hatására végeredményben létrejön egy kizárólag neutronokból álló belső régió. A szabadesési időskálán lejátszódó összeomlást végül a keletkező elfajult állapotú neutronok állítják meg. A felsőbb rétegek ennek ellenére továbbra is zuhannak befelé, ami azt eredményezi, hogy a neutrongömbre hulló rétegek visszapattannak (mivel a neutroncsillag nyomás lényegesen nagyobb, mint a behulló anyagé) a belső régióról és ütköznek a még befelé hulló anyaggal. Az ütközés pedig elindít egy a centrális régiótól kifelé terjedő lökéshullámot, amely eleinte gyorsabban mozog, mint a saját sugárzása. A *lökéshullám felbukkanása* (”shock breakout”) a szakirodalomban az a pillanat, amikor a lökéshullám már áthaladt a sűrű, ionizált mag körüli közegen, és elérte a csillag felszínét.

A csillag összeomlása során felszabaduló energia nagyságrendi becslését a kezdeti állapotban lévő vasmag és a végállapotban lévő neutrongömb gravitációs potenciális energiájának a különbsége adja. Feltéve, hogy a rendszer konzervatív, tehát a vasmag és a neutrongömb tömege megegyezik:

$$\Delta E \simeq G M_{\text{mag}}^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_{\text{mag}}} \right), \tag{2.3}$$

ahol R_{mag} a vasmag és R_n a neutroncsillag sugara, G a gravitációs állandó, M_{mag} pedig a vasmag tömege. Az energiának mindössze $\sim$ 0,01 százaléka ($\approx 10^{51}$ erg) sugárzódik ki, mivel a keletkező energia közel 99 százalékát a neutrínók viszik el, a

fennmaradó részt pedig tovább csökkentik a robbanáskor beinduló fúziós folyamatok.

A magösszeomlásos szupernóva-robbanások után a szülőcsillagból visszamaradó kompakt objektum a szülőcsillag kezdeti tömegének függvényében neutroncsillag vagy fekete lyuk lehet. A neutronizáció következtében a szülőcsillag belsejében létrejön egy neutrongömb, amelyben kisebb kezdeti tömeg ($\leq$ 25-30 $M_{\odot}$) esetén az elfajult gáz nyomása egyensúlyt tud tartani a gravitáció hatásával. Ez az objektum az ún. *neutroncsillag*, amely átlagsűrűsége az egyik legnagyobb a Világegyetemben ($\sim 10^{14}$-10^{15} g cm^{-3}). Emellett a befagyási tétel következtében erős mágneses tér jellemzi őket, az impulzusmomentum megmaradásából adódóan pedig nagyon kicsi periódusidővel forognak.

Amennyiben a szülőcsillag tömege nagyon nagy ($\geq$ 25-30 $M_{\odot}$), a csillag magjának az összehúzódását nem képes megállítani az elfajult neutrongáz hatása, így a szupernóva-robbanás után visszamaradó központi objektum egy ún. *fekete lyuk*ká omlik össze. A fekete lyukak gravitációs tere kivételesen erős. Felszínükön, az ún. *eseményhorizont*on a szökési sebesség egyenlő a vákuumbeli fénysebességgel, ebből adódóan a közvetlen megfigyelésük nem lehetséges. Fontos kiemelni, hogy a galaxisok középpontjában található, rendkívül nagy tömegű fekete lyukak feltehetően nem ilyen folyamatok során jöttek létre.

A robbanás során felfűtött és ledobott külső rétegek nagy sebességgel, közel homológ módon tágulnak (azaz a tágulási sebesség a robbanás centrumától vett távolsággal egyenesen arányos: v(R)$\sim$R). A maradvány adiabatikusan tágulása során bekövetkező energiaveszteség hatására – a megfigyelésekkel ellentétben – néhány nap/hét alatt teljesen kihűlne. A lökéshullám által felfűtött és ionizált burokban lévő hidrogén atomok rekombinációja, valamint a radioaktív elemek (elsősorban a ^{56}Ni és ^{56}Co) bomlása azonban több hónapon keresztül képes biztosítani a maradvány sugárzásához szükséges energiát. A rekombináció egy adott hőmérsékleten játszódik le, ezáltal kijelöl a maradvány belsejében egy tartományt, amely mentén a szabad elektronok koncentrációja meredeken lecsökken. A maradvány ebben az időszakban optikailag vastag, illetve a spektruma összességében egy csillagéhoz hasonlít, ezért erre a fejlődési szakaszra a szakirodalomban *fotoszférikus fázis*ként hivatkoznak.

Ezt követően a szupernóva fokozatosan átlátszóvá válik a fotonok számára az optikai tartományban, megjelennek a szülőcsillagának a belső régiói és belép az ún. *nebuláris fázis*ba. Ekkortól a szupernóva sugárzását már a radioaktív bomlásból származó energia dominálja és fényességét főként a ^{56}Co bomlási üteme határozza meg. Emellett a spektrumban láthatók lesznek az ionizált gázfelhők tipikus emissziós színképvonalai – utalva a fejlődési szakasz elnevezésére is. A magösszeomlásos szupernóvák esetén ebben az időszakban indulhat meg a porképződés, amelynek ugyancsak egyértelmű jelei vannak mind a fénygörbén, mind a spektrumban (részletesen lásd

3. fejezet).

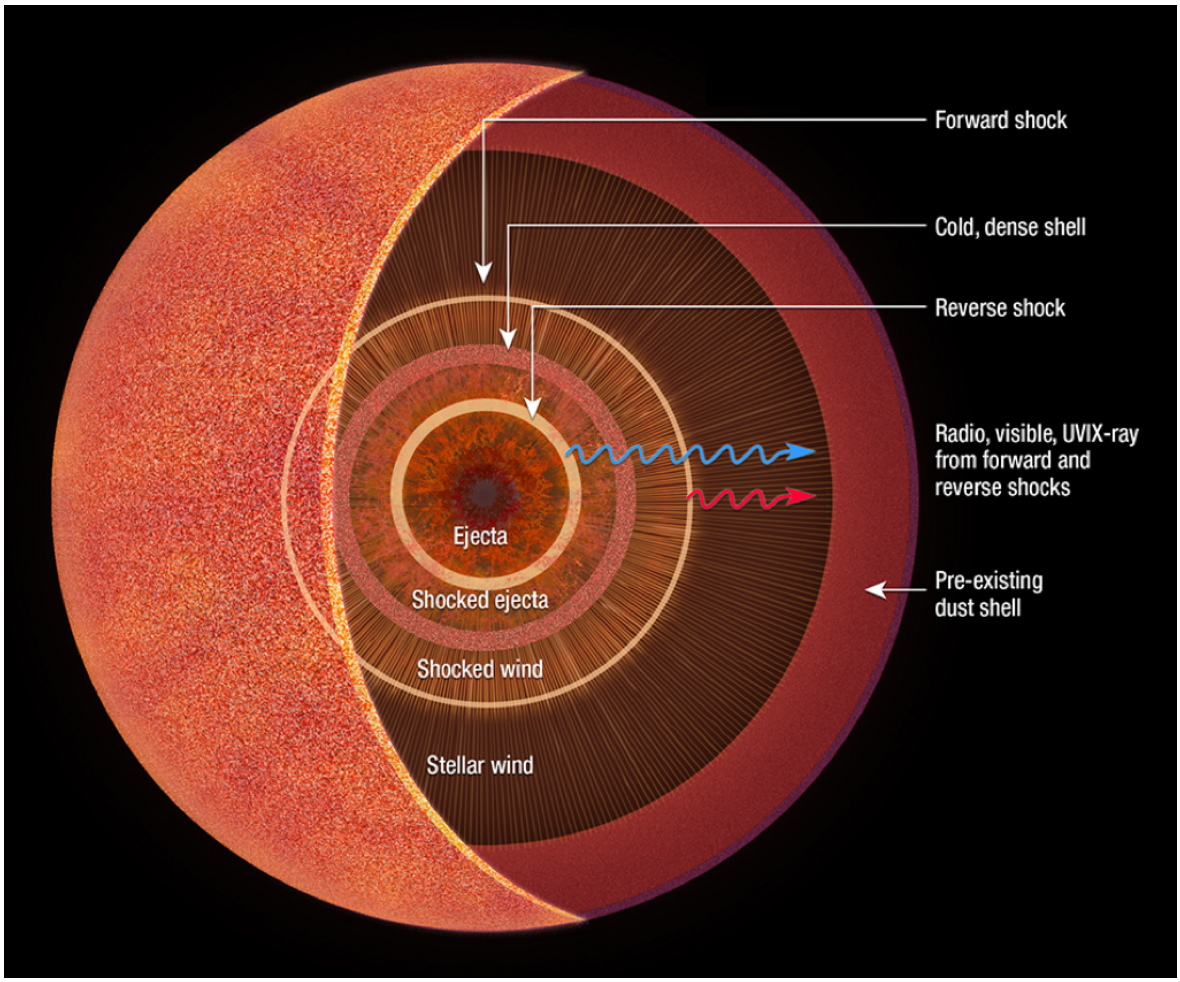
Egy-két évtizeddel a robbanást követő periódus az ún. *átmeneti időszak*. Ekkor a robbanáskor ledobott anyag a tágulás következtében már jelentősen megritkult, a burok tömege azonban még nagyobb, mint a szupernóva-lökéshullám által elért és meglökött csillagkörüli anyagé. Ebben az időszakban a radioaktív bomlást a ^{44}Ti – kisebb mértékben pedig a ^{60}Co – bomlása dominálja. Ennek értéke a részletesen vizsgált SN 1987A esetén kisebb, mint 10^3 $L_\odot$ luminozitást eredményezett (lásd pl. Fransson & Kozma, 2002), amely értéket jó közelítéssel alkalmaznak ebben a fejlődési szakaszban lévő, más magösszeomlásos szupernóvák luminozitásának nagyságrendi becsléséhez is (lásd pl. Tanaka et al., 2012).

2.1.2. Kölcsönhatások a csillagkörüli anyaggal

A magösszeomlásos szupernóva-robbanások során bizonyos esetekben jelentős mennyiségű csillagkörüli anyag (”circumstellar matter”, CSM) van jelen, mivel a szülőcsillagaik intenzív tömegvesztési folyamatokon mennek keresztül (lásd 2.1.1. fejezet). A csillagokat életútjuk végén a csillagszél hatására ledobódott anyag veszi körül, amely a szupernóva-robbanás során kölcsönhatásba lép a robbanási lökéshullámmal és később a szupernóva által ledobott anyaggal. A robbanás következtében a táguló maradvány egy, a centrális régióktól kifelé terjedő, előre haladó lökéshullámot indít el (”forward shock”) a CSM-ben, amely hatására a CSM egy ezzel ellentétes irányú, visszalökődő hullámot (”reverse shock”) kelt. A kettő hullám közötti régióban a termodinamikai paraméterek ugrásszerűen változnak (lásd Vinkó, 2017). Ezt a kontakt diszkontinuitást nevezik a szakirodalomban *hideg sűrű héj*nak (”cool dense shell”, CDS). A lökéshullámok által elért egyes tartományok jelentős szereppel bírnak a szupernóvák körüli porképződés mechanizmusában (lásd 3. fejezet). A magösszeomlásos SN-ek környezetének egy sematikus modelljét ábrázolja a 2.2. ábra.

A szupernóva-robbanáskor ledobott anyag és a CSM kölcsönhatásának jellemzésére a szakirodalomban általánosan alkalmazott megközelítés az ún. *s*tandard csillagközi kölcsönhatás modell (”standard circumstellar interaction model”, SCIM Chevalier, 1982a,b; Chevalier & Fransson, 1994, 2003). A modell egy táguló szupernóvamaradványban visszafelé haladó lökéshullám és a csillagközi anyag realisztikus kölcsönhatását írja le, amelyben a homogénen táguló gáznak és a stacionárius környező anyagnak is hatványfüggvénnyel megadható sűrűségprofilja van.

A fenti modellt sűrű héj és nem egyenletes tömegvesztés esetére Moriya et al. (2013) általánosította. Ez a modell ugyancsak hatványfüggvénnyel írja le a ledobott anyag – mind a belső ($\rho_{\rm ej} \propto r^{-\delta}$), mind a külső ($\rho_{\rm ej} \propto r^{-n}$) részében – és a CSM ($\rho_{\rm CSM} = Dr^{-s}$) sűrűségprofilját, valamint felteszi, hogy a kölcsönhatás energiáját az ütközésből származó kinetikus energia biztosítja. Moriya et al. (2013) kölcsönható szupernóvák bolometrikus fénygörbéjének a modellezésére alkalmazta a megoldásu-



2.2. ábra. *Egy sematikus modell a magösszeomlásos SN-ek környezetéről (© Dr. Ori D. Fox, STScI), amelyet a táguló maradvány evolúciója és a korábban ledobott anyag együttesen határoz meg. A szupernóva szerkezete, valamint az egyes porképződés szempontjából fontos rétegek jelölve vannak az ábrán (részletes leírást lásd a 3. fejezetben). A robbanás centrumától kifelé haladva a robbanás során ledobott anyag, illetve annak a lökéshullám által elért és meglökött része következik. Ezt követi a tömegvesztési folyamatok során ledobott/lefújt anyag, amelynek a belső részét már elérte a lökéshullám, míg a külső (sötétbarnával jelölt) részét még nem. A maradványt kívülről pedig a már korábban ledobott anyagban kialakult porhéj veszi körül. Az előrehaladó lökéshullám a csillagfejlődés során ledobott/lefújt anyagot, míg a visszafelé haladó lökéshullám a robbanáskor ledobott anyag két részét választja el (sárgával jelölt két héj). A piros és kék nyilak az ezekről érkező rádió-, optikai, ultraibolya és röntgensugárzást jelölik.*

kat.

Kutatómunkám során a késői infravörös fénygörbét illesztettem a fenti modell segítségével (lásd a 4.4.2. fejezet). Miután a kölcsönható régió belépett a ledobott anyagba, a maradvány bolometrikus luminozitása a következő formulával írható el:

$$L(t) = 2\pi\epsilon D r_{\text{héj}}(t)^{2-s} \left(\frac{(3-s)M_{\text{ej}}\sqrt{\frac{2E_{\text{ej}}}{M_{\text{ej}}}}}{4\pi D r_{\text{héj}}(t)^{3-s} + (3-s)M_{\text{ej}}} \right)^3 , \tag{2.4}$$

ahol D és s a CSM sűrűségprofilját leíró paraméterek, $r_{\text{héj}}(t)$ a táguló sűrű héj sugara egy adott t időpontban, M_{ej} és E_{ej} a szupernóva-robbanáskor ledobott anyag tömege és a robbanás energiája, valamint ϵ a kinetikus és sugárzási energia közötti konverziós hatásfok (0,1) (Moriya et al., 2013). Egyenletes tömegvesztést feltételezve a robbanás előtti tömegvesztési ráta kifejezhető a D értékéből és a szülőcsillag csillagszeléből (v):

$$D = \frac{\dot{M}}{4\pi v}, \tag{2.5}$$

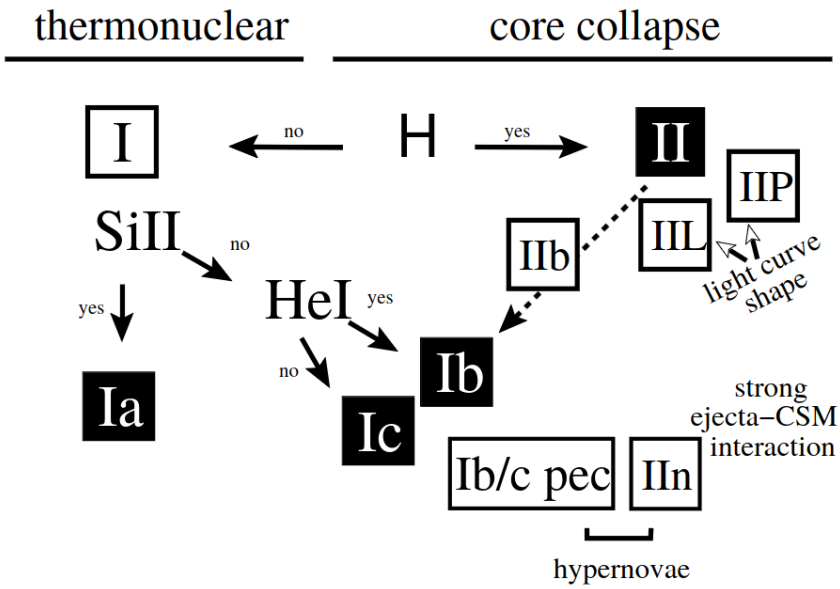
amelyből becsülhető a szülőcsillag tömegvesztési rátája ($\dot{M}$). A modell segítségével tehát vizsgálható a magösszeomlásos szupernóvák környezetében lévő porszemcsékkel kapcsolatos fűtési mechanizmusok (részletesen lásd a 3. fejezet).

2.1.3. A magösszeomlásos szupernóvák osztályozása

A szupernóvák elsődleges csoportosítása elsősorban a színképükön alapul, amelyhez néhány esetben a fénygörbék alakja is társul. Azok az objektumok, amelyek spektrumában megfigyelhetők a hidrogénvonalak, II-es típusúak, míg amelyekből hiányzik, I-es típusúak (a szupernóvák klasszifikációját lásd pl. Filippenko 1997; Turatto 2003). Ennél pontosabb besorolás adódik a robbanás fizikai hátterének vizsgálatával (lásd 2.3. ábra).

Ez alapján egyedi csoportot alkotnak az Ia típusú szupernóvák, más néven termonukleáris szupernóvák, amelyek szülőobjektumai feltehetően kettős rendszerben keringő fehér törpecsillagok (lásd 1.1. ábra). Ezek az objektumok a kis tömegű csillagok végállapotai, amelyek kettős (vagy többes) rendszerekben keringve tömeget adhatnak át egymásnak. Ennek hatására a fehér törpe tömege elérheti az ún. *Chandrasekhar-féle tömeghatár*t ($\sim$ 1,44 $M_\odot$), amely következtében gravitációsan instabillá válik, és Ia típusú szupernóva-robbanás során felrobban. Ezek az objektumok nem képezték a vizsgálataim tárgyát, így a továbbiakban alapvetően a magösszeomlásos szupernóvákra vonatkozó ismereteket tárgyalom.

A magösszeomlásos szupernóvák jelentősen különböznek a termonukleáris szupernóváktól: szülőobjektumaik nagy tömegű csillagok, amelyek belsejében a fúziós



2.3. ábra. *A szupernóvák jelenleg általánosan elfogadott csoportosítása (az ábra forrása: Turatto, 2003). A csoportosítása alapvetően az objektumok megfigyelhető jellemzői: a spektrumai és fénygörbéi alapján történik (a szupernóvák optikai spektrumát lásd pl. Filippenko, 1997). Ennek során meghatározó a szupernóva hidrogén-, hélium- és szilícium-tartalma. A robbanás mechanizmusa alapján ugyanakkor megkülönböztetnek termonukleáris és magösszeomlásos szupernóvákat (részletesen lásd a 2.1.1. fejezetben).*

folyamatok egészen az ^{56}Fe izotópig játszódnak le. A magösszeomlásos szupernóvákat a szülőcsillagaik és a fénygörbéjük jellemzői alapján további alcsoportokba szokás sorolni (lásd pl. Smartt, 2009). A szakirodalomban napjainkban általánosan elfogadott besorolást a 2.3. ábra mutatja be. A porképződésben betöltött szerepüket nagy mértékben befolyásolják a robbanás előtti tömegvesztési folyamataik, ugyanis a robbanás előtt ledobott anyag meghatározza a robbanás lefolyását. A magösszeomlásos szupernóvák sorba állíthatók az alapján, hogy a szülőcsillaguk a külső rétegeinek mekkora részét vesztette el a robbanás előtt: II-P, II-L, IIb, Ib és Ic (Nomoto et al., 1995), amely összhangban van a porképződésben betöltött szerepükkel (lásd pl. Sarangi et al., 2018).

Az alábbiakban az egyes magösszeomlásos szupernóvatípusokat foglalom össze elsősorban Sarangi et al. (2018) áttekintő tanulmánya alapján, kiemelve az egyes objektumok porképződésben betöltött szerepét.

- **A II-P típusú szupernóvák:** A megfigyelések szerint ezek a leggyakrabban előforduló magösszeomlásos SN-ek, amelyek spektrumai erős hidrogénvonalakat mutatnak, fénygörbéiket pedig egy közel állandó fényességű (”platós”, ahogy nevük is utal rá) szakasz határozza meg a robbanást követő ∼2-3 hónapos időszakban. (Ezt az állandó fényességű szakaszt a robbanáskor ionizálódott hidrogén atomok folyamatos rekombinációja biztosítja). Szülőobjektumaik tipikusan

a 8-25 $M_\odot$ tömegű vörös szuperóriás csillagok.

Az evolúciós folyamataik során a legkevesebb anyagot a II-P szupernóvák veszítik. Ebből adódóan nagy mennyiségű robbanáskor ledobott anyaguk van, amely a külső hidrogénben gazdag réteg hatására lassan tágul. Ez pedig azt eredményezi, hogy a II-P-k a leghatékonyabb és legnagyobb porhozammal leírható magösszeomlásos szupernóva-típusok (lásd pl. Kotak et al., 2009; Szalai & Vinkó, 2013; Sarangi & Cherchneff, 2015).

- **A II-L típusú szupernóvák:** A II-P szupernóvákhoz nagyon hasonló objektumok, amelyek spektrumai hidrogént mutatnak, fénygörbéik azonban (magnitúdóskálán) lineáris lefutásúak. Szülőcsillagaiknak jellemzően vékonyabb, hozzávetőlegesen egy nagyságrenddel kisebb robbanás előtti hidrogénburkuk van (lásd pl. Turatto, 2003). Érdemes megjegyezni, hogy a mai napig vitatott, hogy a II-L szupernóvák valóban különböző szülőcsillaggal jellemezhetők, mint a II-P típusúak (lásd pl. Anderson et al., 2014; Valenti et al., 2016).

- **A IIb típusú szupernóvák:** Ezek a szupernóvák egy átmeneti csoportot képeznek (nevüket is innen kapták) a hidrogénben gazdag II-es és a hidrogénben szegény Ib/c típusú magösszeomlásos SN-ek között (lásd pl. Filippenko et al., 1993; Nomoto et al., 1993). A spektrumaikban a robbanást követő korai szakaszban a II-es típusú objektumokhoz hasonlóan erős hidrogénvonalak, később azonban az Ib szupernóvák spektrális jellemzői figyelhetők meg. Szülőobjektumaik valószínűleg kettős rendszerekben keringő Wolf-Rayet- vagy szuperóriás csillagok. A IIb szupernóvák tankönyvi példája az SN 1993J, amely környezetében mind a korai, mind a késői adatsorai alapján porszemcsék jelenlétét mutatták ki (a késői közép-infravörös adatok analízisét lásd a 4. fejezetben).

  A IIb szupernóvák fénygörbéjének leszálló szakasza az egyéb II típusúakkal összehasonlítva sokkal rövidebb. Ez feltehetően a robbanáskor ledobott kisebb mennyiségű anyaggal magyarázható, amely összhangban van az intenzívebb robbanás előtti tömegvesztési folyamataikkal. Hidrogénrétegük nagy részét tehát még a robbanás előtt elveszítik, amely hiányában a robbanáskor ledobott anyag nagyobb tágulási sebességre tesz szert, a sűrűsége pedig kisebb lesz a II-P szupernóvákhoz képest (Nozawa et al., 2010). Az elméleti modellek szerint ekkor nem várható olyan intenzív porformálódás, a létrejövő szemcsék kis méretűek ($<< \ 0,01\ \mu$m) és a visszafelé haladó lökéshullám jelentős részüket megsemmisíti (lásd pl. Kozasa et al., 2009; Gall et al., 2011). Az egyik eddigi legalaposabban vizsgált IIb, a $\sim$350 éves Cassiopeia A maradvány, amelyben részletes infravörös és szubmilliméteres adatsorok alapján ennek ellenére jelentős mennyiségű port mutattak ki (Barlow et al., 2010; Arendt et al., 2014; De Looze et al., 2017). Ez további kérdéseket vet fel a IIb-k körüli porszemcsék

képződésének és felfűtődésének mechanizmusai kapcsán.

- **Az Ib/c típusú szupernóvák:** Ezek a típusú szupernóvák olyan nagy tömegű csillagok (> 25 $M_\odot$) végállapotai, amelyek a robbanás előtt elvesztették a hidrogénben – és esetenként a héliumban – gazdag külső rétegüket. Színképükben nem találhatók sem hidrogén, sem szilícium nyomai. Rövid idővel a robbanás után a lökéshullám és a korábban ledobott sűrű csillagkörüli anyaggal való kölcsönhatás tipikus jeleit mutatják (Chevalier, 1982b). Több esetben mutatták ki porszemcsék jelét Ib/c típusú objektumok körül, a porképződésben betöltött szerepük azonban egyelőre vitatott.

A fenti osztályozáson kívül léteznek még további szupernóvák, az ezekről alkotott kép az elmúlt évek felfedezései során dinamikusan fejlődött. Az egyik ilyen csoport a szűkebb, illetve tágabb csillagkörüli környezetükben elhelyezkedő anyaggal **kölcsönható szupernóvák**é. A legrégebben kategorizált és legtöbb szupernóvát tömörítő csoport a IIn típusúaké (Schlegel, 1990). (Ezek mellett azonban ismerünk Ibn, Icn típusú, illetve akár a robbanást követően évekkel később kölcsönhatást mutató SN-eket.) Általánosan elmondató, ezek a szupernóvák a színképükben található lassan fejlődő és erős, szélességüket tekintve pedig keskeny, közepes és széles spektrumvonalak alapján lettek csoportosítva, amely a táguló maradvány és a CSM különböző részeivel való kölcsönhatásból származik. Környezetükben számos esetben azonosítottak – feltehetően a kölcsönhatási folyamatok hatására felfűtött – port (lásd pl. Gall et al., 2014).

Megjegyzendő továbbá, hogy az említett szupernóvatípusokon kívül, elméleti megfontolások alapján létezhetnek olyan, még különlegesebb objektumok, amelyekre egyelőre nincsen megfigyelési bizonyíték. Az egyik ilyen különleges csoport a pár-instabilitási szupernóváké. A robbanási mechanizmus alapján a szülőcsillagaik magjában olyan magas hőmérséklet uralkodik, amely lehetővé teszi az elektron-pozitron párok keltését, amely a sugárnyomás rohamos csökkenését okozza és a mag teljes összeomlását eredményezi. A pár-instabilitási szupernóvák robbanáskor ledobott anyagában lejátszódó porképződési folyamatokra sincs egyelőre megfigyelési bizonyíték, azonban elméleti modellek szerint a nagyon fiatal galaxisok portartalmának egyik elsődleges forrásai lehetnek (jelentős mennyiségű, 0,1 $M_\odot$ port becsültek szupernóva-robbanásonként, Cherchneff & Dwek, 2009). Egy másik ilyen csoport a szuperfényes szupernóvák csoportja, amelyek kapcsán több esetben sikeresen mutattak ki porképződést (lásd pl. Sun et al., 2022; Smith et al., 2024).

Végül, a szakirodalomban találhatók további rendkívüli objektumok, például szupernóva-imposztorok és fényes vörös tranziensek, amelyek létrejötte számos különböző folyamattal magyarázható. Ilyen többek között: a pár-instabilitás, az elektron-befogásos folyamatok, a centrális objektumra visszahulló akkréció vagy a

csillag-összeolvadás. Az elméleti megfontolások megfigyeléssel való alátámasztása azonban ezekben az esetekben is egyelőre várat magára.

2.2. A csillagközi por és forrásai

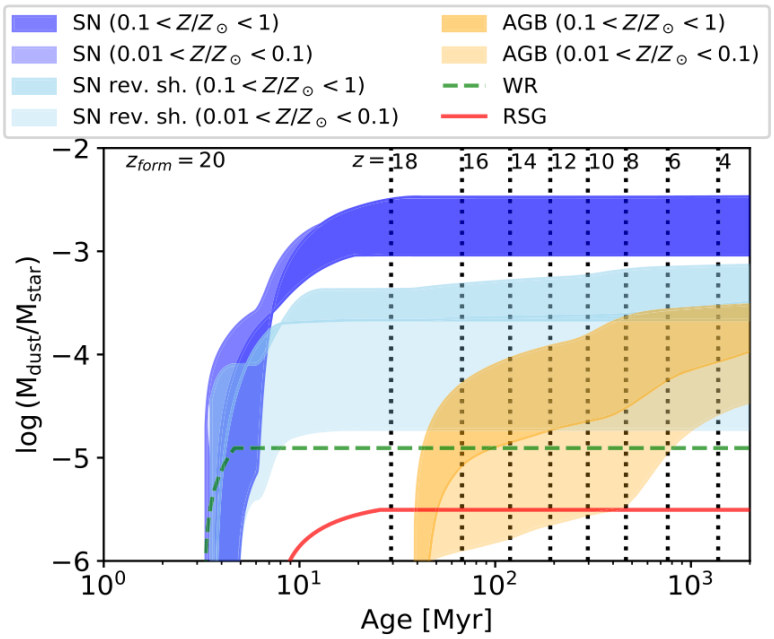
Jelenlegi ismereteink szerint a csillagközi anyag gázból, valamint változatos méretű és összetételű szilárd porszemcsékből áll. A kozmikus por összetételét tekintve sokrétű, főként szén (amorf szén és grafit), szilikátok (amorf és kristályos), fémek és PAH-ok (policiklikus aromás szénhidrogének), néhány század-tized mikrométer átmérőjű szemcséi alkotják. Jelenlegi tudásunk szerint a Tejútrendszer csillagközi anyagának hozzávetőleg 1 százalékát teszi ki por, ennek ellenére a szemcsék szinte minden pontján megtalálhatók. Fontos megjegyezni, hogy számos olyan galaxis létezik, ahol a csillagközi por aránya sokkal nagyobb a Tejútrendszerben megfigyelttel összevetve. Bizonyos galaxisok sugárzásának közel felét a por infravörös sugárzása teszi ki, tehát nélkülözhetetlen információt hordoz azok tulajdonságairól.

A csillagközi por alapvető építőeleme az intersztelláris anyagnak, és központi közreműködője számos asztrofizikai folyamatnak. A porszemcséknek kiemelkedő szerepük van az intersztelláris anyag hűlésében, amely segít megteremteni a csillagok születéséhez szükséges gravitációs összehúzódás feltételeit. A csillagközi porszemcsék alapvetően az ultraibolya, optikai és a közeli-infravörös tartományban szórnak és nyelnek el fényt. Majd az így abszorbeált energiát a közép-IR és a szubmilliméteres tartományban termális sugárzás formájában bocsátják ki.

Annak ellenére, hogy a kozmikus porszemcsék asztrofizikája évtizedek óta aktívan kutatott terület, forrásai a mai napig nem teljesen ismertek. A porszemcsék képződéséhez elsősorban megfelelő nyomás és hőmérséklet, valamint fémekben[3] gazdag környezet szükséges. Ilyen fizikai körülmények jellemzően az aszimptotikus óriáscsillagok (AGB) kifúvásaiban uralkodnak. Miközben ezek a csillagok kitágulnak és lehűlnek, intenzív keveredési folyamatok játszódnak le, amelyek ideális körülményeket teremtenek a gáz-fázisú elemek – főként szén, szilikátok és oxigén – kondenzációjához és ahhoz, hogy a létrejövő szemcsék a csillagközi térbe kerülhessenek.

A nagy portartalmú galaxisok széles körű kutatások tárgyai voltak az elmúlt évtizedekben. A megfigyelések alapján a fiatal galaxisok, mindössze $\sim$1 milliárd évvel az Ősrobbanás után számottevő portartalommal bírnak ($z \approx$ 6-9, lásd pl. Watson et al., 2015; Tamura et al., 2019; Hashimoto et al., 2019). Ugyanakkor ezek a galaxisok túl fiatalok ahhoz, hogy nagyszámú AGB csillagnak adjanak otthont, amelyek fedezni tudnák a megfigyelt portartalmat, távlatot nyitva ezzel további lehetséges porforrásoknak. Az AGB csillagokkal összehasonlítva a nagy tömegű csillagok evolúciója sokkal rövidebb időskálán játszódik le. Csupán néhány millió év alatt elérik

[3] A csillagászatban minden a héliumnál nehezebb elemre ”fém”-ként hivatkoznak.



2.4. ábra. *A jellemző csillagszerű porforrások hozamának elméleti időskáláját a korai Világegyetemben bemutató grafikon (az ábra forrása: Schneider & Maiolino, 2024). A szupernóvák járulékát a kék sávok jelölik, a különböző árnyalattal színezett régiók a fémesség hatását szemléltetik. A sárga területek az AGB-k, a piros folytonos vonal az RSG-k, a zöld szaggatott vonal pedig a Wolf-Rayet-csillagok járulékát jelöli. A grafikon jól szemléltei a Világegyetem korai szakaszában a magösszeomlásos SN-ek porképződésben betöltött domináns szerepét összevetve a többi csillagszerű forrással.*

életútjuk végét és felrobbannak, amely során fémekkel telítik be a csillagközi anyagot (lásd 2.4. ábra). A magösszeomlásos szupernóva-robbanások tehát ígéretes forrásai lehetnek a fiatal galaxisok magas portartalmának (lásd pl. Gall et al., 2011).

A csillagközi por forrásai tehát változatosak, legnagyobb mennyiségben az AGB csillagok kifúvásaival kerül a csillagközi térbe. Megjegyzendő, hogy bizonyos aktív galaxismagok (”active galactic nuclei”, AGN) környezetében is fennállhatnak a porképződéshez megfelelő fizikai körülmények (Elvis, 2000), és anyagkiáramlásaikkal jelentős mennyiségű por kerülhet a Világegyetembe. Számos galaxis magja azonban inaktív. A porképződéssel kapcsolatos általános érvényű megállapításokhoz olyan forrásokat célszerű vizsgálni, amelyek a legtöbb galaxisban előfordulhatnak. Ezek elsősorban a csillagszerű források, amelyek jelenléte elengedhetetlen a teljes portartalom magyarázatához (2.4. ábra). Az alábbiakban jelenlegi ismereteink alapján bemutatom a csillagközi por elsődleges, csillagszerű forrásait, valamint részletesen tárgyalom a magösszeomlásos szupernóvák szerepét.

2.2.1. Az AGB csillagok

A fősorozatról elfejlődve a kis tömegű csillagok ($\leq$ 8 $M_\odot$) magjában a fúziós folyamatok egészen az oxigénig folytatódnak, mialatt külső rétegeiben még a hidrogén és a hélium fúziója megy végbe. A csillag ebben a fázisban fokozatosan veszít az anyagából. A visszamaradó inaktív mag a fehér törpecsillag, a ledobott rétegekből pedig létrejön az ún. *planetáris köd*. Ezt az intenzív tömegvesztési folyamatokkal és termális pulzusokkal teli fejlődési szakaszt nevezik a Hertzsprung-Russel diagramon aszimptotikus óriáságnak. Az itt elhelyezkedő csillagok az egyik legjelentősebb forrásai az Univerzum portartalmának és kémiai anyagokban való feldúsulásának. Az AGB csillagok tömegvesztésével kapcsolatos modellek, mechanizmusok és megfigyelések részletes leírását lásd pl. Höfner & Olofsson (2018).

A következőkben röviden összefoglalom az AGB-k porképződéssel kapcsolatos jelentőségét Schneider & Maiolino (2024) áttekintő tanulmánya alapján. Az AGB csillagok erős tömegvesztési folyamatainak magyarázatára a legígéretesebb elméleti irány a pulzációval és a porszemcsék együttes hatásával hajtott kiáramlást leíró (a szakirodalomban általában "Pulsation-Enhanced Dust-DRiven Outflow", PEDDRO-ként hivatkozott) modellek, amelyek a porszemcsék atmoszférikus lebegésén és a sugárzásos gyorsításán alapulnak (Höfner & Olofsson, 2018). A megközelítés eredményei összességében jó egyezést mutatnak a megfigyelésekkel összevetve. Fontos kiemelni, hogy a porszemcsék fizikai paramétereit jelentősen befolyásolja a csillag atmoszférájának kémiai összetétele, amely az evolúciós folyamatok (tömegvesztés és felkeveredési epizódok) során folyamatosan változik. Elméleti modellek eredményei alapján elmondható, hogy a szén összetételű szemcsék forrásai elsősorban a $\sim$ 2-3,5 $M_\odot$ tömegű AGB csillagok, míg az ennél kisebb ($\leq$ 2 $M_\odot$) vagy a 4-5 $M_\odot$-nél nagyobb tömegű objektumok jellemzően szilikátos port termelnek. Továbbá az AGB-k a fiatal csillagontó galaxisokban főként a szilikátos összetételű porszemcsékhez járulnak hozzá.

Kiterjedt, többhullámhosszú mérések eredményeit sikeresen magyarázták az AGB csillagok által termelt por segítségével mind a Tejútrendszer (lásd pl. Dell'Agli et al., 2023), mind más galaxisok esetén (lásd pl. Nagy Magellán-felhő, Dell'Agli et al., 2015). Fontos kiemelni, hogy az AGB csillagokat leíró radiatívtranszfer-modellek segítségével lehetséges az egyes források karakterizációja és az adott galaxis globális jellemzőinek meghatározása is. Végül érdemes megjegyezni, hogy a jelenlegi milliméteres és optikai megfigyelések az AGB csillagok körül csomós és inhomogén porstruktúrákat fedtek fel (Montargès et al., 2023).

2.2.2. A magösszeomlásos szupernóvák

Az alábbiakban megfigyelési szempontból adok egy rövid áttekintést a magösszeomlásos szupernóvák porképződésben betöltött szerepéről és a kutatási témámban alkalmazott űrtávcsövekhez köthető eredményekről. Ugyan a magösszeomlásos SNek körül lejátszódó porképződés évtizedek óta aktívan kutatott tudományterület, az objektumok pontos szerepét egyelőre több megválaszolatlan kérdés övezi. Az Univerzum korai fejlődése során legfeljebb 400-500 millió év állt a fiatal galaxisok rendelkezésére ahhoz, hogy nagy mennyiségű por halmozódjon fel bennük (Gall et al., 2011). Ebből adódóan gyors és hatékony porképző mechanizmusokra volt szükség, amely egyik valószínű forrásai lehetnek a magösszeomlásos szupernóvák (lásd 2.4. ábra).

A porszintézis-modellek megerősítik a magösszeomlásos szupernóvák porképződésben betöltött hangsúlyos szerepét és $\sim$ 0,1-1 $M_{\odot}$ port jósolnak a környezetükben (lásd pl. Todini & Ferrara, 2001; Nozawa et al., 2003; Sarangi & Cherchneff, 2015). Fontos megjegyezni, hogy a szupernóvák környezetében a kondenzációs modellek a robbanást követő már néhány száz napos időskálán jelentős mennyiségű por formálódását jelzik (Dwek et al., 2019; Sarangi, 2022). Emellett az is lehetséges, hogy a portömegek a robbanást követő évtizedek során folyamatosan növekednek (Gall et al., 2014; Wesson et al., 2015). Az ellentét jellemzően az optikailag vastag porcsomók jelenlétével igyekeznek feloldani, azonban ez még vizsgálatok tárgya (lásd pl. Wesson & Bevan, 2021).

Ahogyan fentebb részletesen tárgyaltam, jelenlegi ismereteink szerint a különböző típusú szupernóvák változatos mértékben járulnak hozzá az Univerzum portartalmához. Az elméleti megfontolások alapján a legjelentősebb hozzájárulást a II-P típusú szupernóvák adhatják. Ezzel szemben más típusú magösszeomlásos szupernóvák esetén a robbanást megelőző intenzív tömegvesztési folyamataik következtében a maradványban nem várható nagyobb mennyiségű, robbanás utáni porképződés (mivel a ledobott anyaguk átlagos sűrűsége jóval alacsonyabb, mint a II-P típusúaknak).

Az elméleti modellek alapján várt portömegeket a közeli (D$\sim$50 kpc) SN 1987A (Indebetouw et al., 2014; Matsuura et al., 2011, 2019), a Tejútrendszerben lévő szupernóva-maradványok, mint pl. a Cassiopeia A (Cas A, Barlow et al., 2010; Arendt et al., 2014; De Looze et al., 2017) és a Rák-köd (Gomez et al., 2012; Temim & Dwek, 2013; De Looze et al., 2019), valamint számos további galaktikus maradvány esetén (Chawner et al., 2019) távoli infravörös, szubmilliméteres és milliméteres tartományon készült megfigyelések igazolták is.

Ezek a hosszú hullámhossztartományon végzett mérések azonban a műszerek érzékenységéből és a közvetlen galaktikus környezetünkben jelenlévő porszemcsék hatásából adódóan sokáig nem voltak kivitelezhetők extragalaktikus magösszeomlásos szupernóvák esetén. Továbbá, csupán néhány extragalaktikus szupernóva szolgált

közvetlen megfigyelési bizonyítékkal (lásd pl. Kotak et al., 2009; Szalai & Vinkó, 2013; Gall et al., 2014; Szalai et al., 2019, 2021), és ezek esetén is az elméleti modellek által jósolt portömegeknek csupán a töredékét mutatták ki ($\sim 10^{-2}$–10^{-3} $M_\odot$). Fontos megjegyezni, hogy ezek a mérések a meleg (> 500 K) por kimutatására és/vagy a robbanástól számított korai időpontokra (< 5 év) irányultak, azaz nem zárják ki további, nagy mennyiségű (hideg) por jelenlétét.

További bizonyítékul szolgálnak a magösszeomlásos SN-ek porképződésben betöltött szerepével kapcsolatban ugyanakkor az optikai vonalprofilok modellezésének eredményei. A szupernóva ledobott anyagában elhelyezkedő porszemcsék fényt nyelnek el a robbanáskor ledobott anyag távolodó részén, amellyel gyengítik az optikai tartományon megfigyelhető emissziós vonalakat (részletesen lásd a 3.3. fejezetben). Ez alapján számos további esetben mutattak ki jelentős mennyiségű port ($> 10^{-2}$ $M_\odot$) néhány éves és több évtizedes magösszeomlásos szupernóvák esetén (Bevan & Barlow, 2016; Bevan et al., 2017; Bevan, 2018; Niculescu-Duvaz et al., 2022, 2023). Megjegyzendő, hogy ezzel a közvetett módszerrel nem lehetséges a porszemcsék hőmérsékletének a meghatározása.

A magösszeomlásos SN-ek környezetében található porszemcsékkel kapcsolatos megfigyelések elsődleges forrása az elmúlt években a 2020-ig működő **Spitzer-űrtávcső** volt. Az elektromágneses spektrum közeli- és közép-infravörös tartománya számos előnyt biztosít a szupernóvák késői fejlődésének nyomon követésére. Ezek a hullámhosszak:

- különösen érzékenyek a hűlő és táguló maradvány sugárzásának megfigyelésére;
- számos a meglökött és hűlő gázban keletkező jellegzetes atomi és molekuláris emissziós vonalat lefednek (Reach et al., 2006);
- valamint, az általuk lefedett tartományban a csillagközi anyag fényelnyelő hatása kevésbé jelenik meg – a *Spitzer*-űrtávcső mérései esetén elhanyagolhatóan kicsi.

Az infravörös-űrtávcső 2003 és 2009 között teljes kapacitással, majd a hűtőanyag kifogyása után már csak a rövidebb csatornáin, ún. *meleg üzemmód*ban (”Warm Mission”) működött tovább. Az űrtávcső programjai között szerepeltek kiterjedt szupernóva felmérések. Ilyenek voltak a közeli galaxisokban található tranziensekre irányuló égbolt felmérő program, a SPIRITS (SPitzer InfraRed Intensive Transient Survey Tinyanont et al., 2016; Kasliwal et al., 2017; Jencson et al., 2019), illetve további, a kölcsönható IIn típusú szupernóvákra fókuszáló kutatások (Fox et al., 2011, 2013).

Ezek mellett az űrtávcső számos önálló objektumot is megfigyelt, amelyek eredetileg nem szerepeltek a mérendő objektumok listáján, a mérések azonban rendkívüli

eredményekkel szolgáltak. Az archív adatok legátfogóbb analízisében, szegedi vezetésű munka során Szalai et al. (2019, 2021) 120 magösszeomlásos szupernóvát azonosított sikeresen $\sim$1100 közép-infravörös potenciális forrás helyén. Ezek a tanulmányok elsősorban az űrtávcső InfraRed Array Camera (IRAC) detektora két rövidebbik hullámhosszú csatornáján (az űrtávcső műszereinek részletes leírását lásd a 3.2.1. fejezetben) készített mérések vizsgálatára építettek és rávilágítottak a szupernóvák porképződésben betöltött fontos szerepére.

Kiterjedt *Spitzer*-adatsorok analízisével több II-P típusú szupernóva esetén mutatták ki csillagközi por jelenlétét (Kotak et al., 2009; Fabbri et al., 2011; Meikle et al., 2011; Szalai et al., 2011; Szalai & Vinkó, 2013). Ezek mellett más típusú magösszeomlásos SN környezetében is találtak porképződésre utaló jeleket, úgy mint a IIn típusú SN 1978K (Tanaka et al., 2012), vagy a pekuliáris SN 1987A (lásd pl. Dwek et al., 2010) esetén. Ugyan általánosságban a IIb típusú szupernóvák környezetében nem várható jelentős mennyiségű por, a kutatócsoportunk a késői *Spitzer*-képek alapján mégis számottevő por mutatott ki az SN 1993J esetén (Zsíros et al. 2022, részletesen lásd a 4. fejezetben).

Mindezek ellenére, a rendelkezésre álló műszerek felbontásából, valamint a galaktikus környezetünkben jelenlévő porból adódóan az extragalaktikus objektumok részletes megfigyelése – hosszabb hullámhosszú méréseket is beleértve – jelentős korlátokba ütközött. A magösszeomlásos SN-ek porképződésével kapcsolatos kutatásokban a **James Webb-űrteleszkóp** (”James Webb Space Telescope”, továbbiakban *JWST*) nyitott új távlatokat. A *JWST* hasonló hullámhossz-tartományban működik, mint a *Spitzer*-űrtávcső, azonban sokkal nagyobb fénygyűjtő felülete van (míg a *Spitzer* főtükrének átmérője 0,85 m, a *JWST* – összességében – 6,5 m-es méretével közel 60-szor nagyobb felületen képes fotonokat detektálni). Ez lehetővé teszi a halvány extragalaktikus szupernóvák emissziójának vizsgálatához szükséges felbontás elérését.

Az űrtávcső kivételes érzékenysége lehetőséget biztosít:

- a hideg ($<\sim$ 200 K) porszemcsék detektálására 4,5 μm hullámhossz felett;
- a 10 μm-nél található jellegzetes szilikát csúcs megfigyelésére, amely a por összetételének meghatározásában játszik kulcsfontosságú szerepet;
- valamint a nagyon késői ($>$2000 nap), halvány, extragalaktikus szupernóvák sugárzásának detektálására (akár több, mint 40 évvel a robbanás után, lásd pl. az SN 1980K esetén, Zsíros et al. 2024), amelyeket bármely más űreszközzel már nem lehet megfigyelni.

Az űrtávcső 2022 nyarán kezdte meg tudományos működését, és már az első évében áttörést hozott a szupernóvák környezetében zajló porképződéssel kapcsolatos kutatásokban. Kutatómunkám során lehetőségem volt témavezetőmmel együtt

csatlakozni egy nemzetközi szupernóva kutatókból álló együttműködéshez, amely az űrtávcső első és második mérési ciklusában is több pályázatot elnyert. Az űrteleszkóp első tudományos ciklusának **GO (General Observers) 2666 jelű program**ja[4] (PI: Ori D. Fox) során kutatócsoportunk a magösszeomlásos SN-ek környezetében a hosszabb hullámhosszakon eddig feltehetően rejtve maradó, nagy mennyiségű hidegebb port tartalmazó területek megfigyelését tűzte ki céljául. A legújabb megfigyelések eredményei afelé mutatnak, hogy a magösszeomlásos SN-ek esetén megfigyelt folyamatos porképződés akár évtizedeken keresztül fennállhat. Azonban az továbbra sem egyértelmű, hogy a megfigyelt pormennyiség valóban növekszik az évek során vagy az erős kölcsönhatások hatására a szemcsék fokozatosan széttöredeznek. Az új porszemcsék formálódása közben, a korábban jelenlévők lassan hűlnek, ezzel pedig nagy tömegű hideg port tartalmazó területeket hoznak létre, amelyek – termális sugárzásukból adódóan – a hosszabb hullámhosszakon rejtve maradhatnak.

Ennek vizsgálatára a GO 2666 programunkban az űrtávcső öt, a porképződés szempontjából legígéretesebb, II-P típusú szupernóvát figyelt meg. Ezek közül már kettő – plusz egy –, az SN 2004et és az SN 2017eaw esetén jelentős mennyiségű port mutattunk ki (Shahbandeh et al., 2023). Továbbá, az SN 2004et mérései felfedték az extragalaktikus szupernóvák esetén eddig észlelt második legnagyobb frissen keletkező portömeget: $\geq 10^{-2}$ $M_{\odot}$ (a legnagyobb portömeget az SN 1987A esetén detektálták). Az űrtávcső kivételes érzékenysége, valamint az SN 2004et szerencsés detektálása azt is lehetővé tette, hogy a több, mint négy évtizeddel ezelőtt felrobbant SN 1980K is beazonosítható legyen a képein. Az SN 1980K *JWST*-adatainak és a környezetében kimutatható porképződésnek a vizsgálatát a vezető szerzőségemmel megjelent cikkben publikálta kutatócsoportunk (részletesen lásd a 5. fejezetben, Zsíros et al. 2024).

Tehát mind a fiatal galaxisok és az idős szupernóva-maradványok magas portartalma, mind az elméleti modellek arra utalnak, hogy a magösszeomlásos szupernóvák a csillagközi por jelentős csillagszerű forrásai lehetnek, pontos szerepük azonban a mai napig vitatott. Ennek jobb megértése érdekében fontos, a jelenlegi megfigyelések és elméleti becslések között fennálló inkonzisztenciák feloldása. A porképződés mechanizmusait, a szemcsék összetételét és elhelyezkedését a szupernóvák környezetben továbbra is számos nyitott kérdés övezi, amelyek megválaszolásához a táguló maradvány és a környezetével való kölcsönhatásának többcsatornás vizsgálata nyújthat segítséget.

[4] A *JWST*-űrtávcső GO 2666 programjának leírása:
https://www.stsci.edu/jwst/phase2-public/2666.pdf.

2.2.3. További csillagszerű porforrások

A csillagközi portartalomhoz kevésbé jelentős mértékben ugyan, de további objektumok is hozzájárulhatnak. Az alábbiakban ezeket ismertetem alapvetően Schneider & Maiolino (2024) friss összefoglaló tanulmánya alapján.

- A **vörös szuperóriás csillagok** a 12-30 $M_\odot$ kezdeti tömegű csillagok rövid evolúciós állomásai, amelyek magjában hélium-fúzió zajlik. A Tejútrendszerben található RSG csillagok esetén megállapították, hogy a környezetükben lévő többi csillaghoz képest jelentősebb fénygyengülést szenvednek, amely a csillagközi por jelenlétének tulajdonítható (Massey et al., 2005; Levesque et al., 2006).

  Továbbá azt is kimutatták, hogy a RSG csillagok portermelési rátája korrelál azok bolometrikus luminozitásával (Massey et al., 2005). Figyelembe véve a bolometrikus luminozitás és az RSG csillagok tömegére vonatkozó becsléseket (Levesque et al., 2005), egy 10-25 $M_\odot$ kezdeti tömegű csillag a magösszeomlásos szupernóvákkal (a visszafelé haladó lökéshullám pusztító hatásával is számolva) összemérhető mennyiségű port képes termelni (Schneider & Maiolino, 2024). Érdemes megjegyezni, hogy az RSG csillagok által termelt szemcsék a porhozam csupán néhány százalékát teszik ki a Tejútrendszerben, de szélsőséges környezetekben (pl. a csillagontó vagy nagyon távoli galaxisokban) jelentőségük meghatározó lehet (Massey et al., 2005).

- **Wolf-Rayet-csillagok**nak nevezzük a hidrogénrétegüket elvesztő, 30 $M_\odot$-nél nagyobb kezdeti tömegű csillagok egyik lehetséges késői fejlődési állapotát. Porképződést a szénben gazdag, ún. *WC csillag*ok esetén muttattak ki, azonban feltehetően ezek esetén is szükség van egy társcsillag jelenlétére (lásd pl. Crowther, 2003). A WR csillagok szénben és héliumban gazdagok, valamint változatos mennyiségben tartalmaznak oxigént, amelyből adódóan az elméleti modellek elsősorban szén alapú szemcsék formálódását jósolják a környezetükben (Cherchneff et al., 2000). Galaktikus WC csillagon végzett analízisből megállapították, hogy hozzávetőleg 10^{-10}-10^{-6} $M_\odot$ év^{-1} port termelnek és ennek 0,002-40 százaléka szén összetételű, összhangban az elméleti modellek által becsültekkel (Lau et al., 2020). Fontos azonban kiemelni, hogy az WC csillagok alapvetően nagyon ritka objektumok a Világegyetemben, így nem játszanak domináns szerepet a csillagközi por forrásai között.

- A **klasszikus nóvarobbanások**nak a kettős rendszerekben keringő fehér törpecsillagok felszínén, a társcsillagukról akkretált anyag hatására bekövetkező termonukleáris túlszaladásokat nevezik. Ezek az objektumok fémekben gazdag gázt dobnak le magukról. Továbbá, infravörös megfigyelések megerősítették

szén, szénhidrogének, SiC és oxigénben gazdag szilikátos összetételű részecskék kondenzációját a ledobott anyagban (lásd Starrfield et al. 2016 és hivatkozásai).

Derdzinski et al. (2017) a nóva kifúvások intenzív sugárzó lökéshullámai mögött elhelyezkedő, hideg sűrű héjban zajló porképződést vizsgálta. Modelljeik alapján megállapították, hogy a szemcsképződés gyorsan megy végbe és a szemcsék képesek nagy méretűre megnőni ($\gtrsim$ 0,1 μm), összhangban az infravörös megfigyelések tapasztalataival. Számításaik szerint 0,1 μm-es szemcsék esetén $\sim 10^{-10}$–10^{-7} $M_\odot$ por képződése várható a hideg sűrű héjban. Mindez arra utal, hogy a klasszikus nóvák ugyan viszonylag gyakori jelenségnek számítanak a Tejútrendszerben, nem valószínű, hogy számottevően hozzájárulnának a teljes csillagközi portartalomhoz (Schneider & Maiolino, 2024).

- Az **Ia szupernóvák** esetében egészen napjainkig nem találtak meggyőző megfigyelési bizonyítékot a lokális porképződésre. Ezt elsősorban a szoros környezetükben uralkodó, a porképződés szempontjából kedvezőtlen fizikai körülményekkel, valamint a visszafelé haladó lökéshullám romboló hatásával magyarázzák (lásd lentebb). Ugyan *Spitzer*- és *Herschel*[5]-mérések alapján a híres Kepler (SN 1604; Blair et al., 2007; Gomez et al., 2012) és Tycho (SN 1572; Williams et al., 2013; Gomez et al., 2012) Ia típusú szupernóva-maradványok esetén is megfigyeltek IR többletsugárzást, azonban ezt a már korábban jelenlévő és a robbanás során felfűtött csillagkörüli porhoz kötötték.

  Az evolúciós folyamataik során ezek az objektumok elvesztették a hidrogénrétegüket, amelyből adódóan a környezetükben lévő gáz sűrűsége alacsony. Nozawa et al. (2011) elméleti modelljei szerint így az Ia szupernóvák környezetében átlagosan kicsi (legfeljebb $\sim$0,01 μm sugarú) szemcsék formálódnak – sokkal kisebbek, mint a porképződést bizonyítottan mutató II-P típusú szupernóváknál esetén. A fenti modellek szerint az Ia-k esetében tipikusan $3 \cdot 10^{-4}$–0,2 $M_\odot$ por várható, figyelembe véve azonban a visszafelé haladó lökéshullám hatását, a szemcsék szinte teljes egésze feltehetően széttöredezik, megsemmisül mielőtt a csillagközi térbe kerülhetne.

[5] A *Herschel*-űrtávcső az 57-670 μm-es hullámhosszak között, a távoli infravörös tartományon működött 2009-től 2013-ig. Az űrtávcső hivatalos weboldala: https://www.herschel.caltech.edu/.

3. fejezet

A szupernóvák környezetében lévő por modellezése

A magösszeomlásos szupernóváknak bonyolult környezetük van, amelyet a táguló maradvány és a korábban ledobott anyag együttesen határoz meg. A környezetük sematikus modelljét és a porszemcsék formálódásában, valamint felfűtődésében szerepet játszó régiókat a 2.2. ábra szemlélteti. Ebben az összetett környezetben a szakirodalomban általánosan elfogadott kép szerint a szupernóvák körül lévő csillagközi porszemcsék alapvetően két csoportba sorolhatók:

- egyrészt lehetnek **frissen keletkező** szemcsék, amelyek lokális porképződés eredményei. Újonnan formálódott porszemcsék elhelyezkedhetnek a szupernóva által ledobott anyagban vagy a hideg sűrű héjban (a szupernóva-robbanáskor ledobott és a lökéshullám által meglökött anyag, valamint a korábban ledobott és a lökéshullám által elért csillag körüli anyag közötti térrészben, lásd 2.2. ábra) (lásd pl. Chugai et al., 2004; Pozzo et al., 2004; Smith et al., 2008a, 2009; Mattila et al., 2008).

- Másrészt lehetnek a szupernóva-robbanás előtt, már **korábban jelenlévő porszemcsék**, amelyek a szülőcsillag tömegvesztési folyamataival keletkeztek és a robbanást követően hosszabb idő elteltével felfűtődhetnek. Majd az így nyert többletenergiájukat termális sugárzás formájában adják le. Ez a folyamat a lökéshullám által meglökött csillagkörüli anyagban ütközés útján megy végbe. Míg a szupernóvától nagyobb távolságban található porszemcséket, amelyeket a lökéshullám még nem ért el, feltehetően sugárzás útján, a szupernóva csúcsluminozitásából vagy a csillagközi anyaggal való kölcsönhatásból származó nagy energiájú fotonok fűtik fel. Ezzel pedig létrehoznak egy ún. *infravörös visszfény*t (”light echo”, lásd pl. Bode & Evans, 1980; Dwek, 1983; Graham & Meikle, 1986; Sugerman, 2003; Smith et al., 2008b; Kotak et al., 2009; Fox et al., 2010; Andrews et al., 2011).

3.1. A porszemcsék lehetséges forrásainak vizsgálata a magösszeomlásos szupernóvák környezetében

A porszemcsék térbeli eloszlásának ismerete fontos segítséget nyújt a forrásaik meghatározásában. Ebből adódóan a szupernóva és környezetének geometriáját leíró jellegzetes méretek megállapítása az analízis egyik központi lépése. A következőkben a magösszeomlásos SN-ek egyes, a porképződés szempontjából jelentős méreteinek becslésére vonatkozó, a dolgozatomban is alkalmazott módszereket tekintem át (Zsíros et al., 2022) és (Zsíros et al., 2024) alapján.

Frissen képződő porszemcsék esetén:

A robbanástól számított több évvel vagy évtizeddel később a táguló maradvány már optikailag nem vastag, így a feketetest-sugárzást leíró modellek nem adnak fizikailag releváns képet (ehhez ún. *hígított feketetest-modell*ekre van szükség). Ennek ellenére a feketetest-modellek segítségével a csillagkörüli port tartalmazó területek minimális mérete megállapítható (alkalmazásokat lásd pl. Fox et al., 2010, 2011; Szalai et al., 2019; Shahbandeh et al., 2023). Gömbszimmetriát és homológ tágulást feltételezve, a feketetest-sugárzást leíró modellek sugara adja a minimális zónasugarakat, valamint a maximális átlagos porhőmérsékleteket (lásd pl. Fox et al., 2010, 2011). Ezek egy természetes határértéket biztosítanak a pormodellek eredményeire vonatkozóan. Feltéve, hogy a porszemcsék homogén módon oszlanak el egy gömbszimmetrikus térrészben, akkor annak sugara (R_{BB}) megadható a következő formulával:

$$R_{\mathrm{BB}} = \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma T^4}} = \sqrt{\frac{4\pi D^2 \int F_\lambda d\lambda}{4\pi\sigma T^4}}, \tag{3.1}$$

ahol L a szupernóva luminozitása (egységnyi idő alatt kibocsátott energiája), D a megfigyelőtől vett távolsága, σ a Stefan-Boltzmann-állandó és F_λ a megfigyelt fluxus.

Időben egyenletes tágulást feltételezve a minimális zónasugarakból kiszámíthatók a minimális tágulási sebességek. A ledobott anyag porképződés szempontjából fontos elemekben gazdag rétegei ugyanis a megfelelő hatásfokú szemcseképződéshez II-P szupernóvák esetén jellemzően $\lesssim 2500$ km s^{-1} sebességgel tágulnak (Sarangi, 2022). Így a minimális tágulási sebességekkel összevetve a lokális porképződés lehetőségéről nyerhető információ.

A robbanáskor ledobott anyag mérete ugyanakkor becsülhető a mérésekből származó, valódi tágulási sebességéből (v_{ej}) is, amelyet a modellillesztés eredményeivel összevetve ugyancsak a frissen keletkező szemcsék lehetőségére tudunk következtetni. Egyenletes és gömbszimmetrikus tágulást feltételezve a ledobott anyag sugara ($R_{\mathrm{v_{ej}}}$) t idővel a robbanást követően:

$$R_{\mathrm{v_{ej}}} = v_{\mathrm{ej}} \cdot t. \tag{3.2}$$

Emellett a szupernóva-robbanáskor ledobott anyag és a csillagkörüli anyag kölcsönhatását leíró modell alapján (lásd a 2.1.1. fejezet) pontosabb becslés adható az egyes objektumok esetén a ledobott anyag sebességét leíró formulára (az SN 1993J-re lásd a 4.4.1. fejezetben).

Néhány esetben rendelkezésre állnak rádióinterferometriai mérések, amelyek segítségével közvetlenül meghatározhatók a szupernóva méretei. A standard csillagközi kölcsönhatás modell szerint egy magösszeomlásos SN rádiósugárzása az előre- és visszafelé haladó lökéshullám közötti régiótól (definíció szerint a CDS) származik (Chevalier, 1982a). Azaz, a rádiómérések közvetlenül kijelölik a CDS helyét, amely segítségével meghatározható a frissen keletkező porszemcsék potenciális elhelyezkedése. Vékony porhéjat feltételezve (a porhéj vastagsága elhanyagolható annak sugarához képest), a héj sugara közelíthető a rádiósugárzásból számolt méretekkel (az SN 1993J-re lásd a 4.4.1. fejezetben).

A szupernóva-robbanás előtt jelenlévő és felfűtődő porszemcsék esetén:

A robbanás előtt már jelenlévő és a szupernóva-robbanás hatására sugárzásos úton felfűtődő porszemcsék lehetőségének vizsgálatában fontos szerepe van az infravörös visszfénynek (lásd fentebb). Infravörös visszfény abban az esetben formálódhat egy magösszeomlásos SN körül, ha a porszemcséket tartalmazó héj sugara nagyobb, mint az az út, amelyet a fény a szupernóva optikai emissziójának ideje alatt megtesz, (Fox et al., 2010). Az infravörös visszfény időtartamából ($t_{\rm vf}$) pedig meghatározható az ún. *visszfénysugár* ($R_{\rm vf}$, lásd pl. Fox et al., 2010, 2011):

$$R_{\rm vf} = \frac{t_{\rm vf} \cdot c}{2}, \tag{3.3}$$

ahol c a fénysebesség. A visszfény részletes leírásához szükség van a szupernóva közvetlen környezetének körvonalazására is.

A robbanás előtt már korábban jelenlévő szemcsék a szupernóvától távolabbi régiókban helyezkednek el, amely az alábbi modellel írható le (Bode & Evans, 1980; Dwek, 1983, 1985). Tegyük fel, hogy a megfigyelt sugárzás egy gömbszimmetrikus porhéjról érkezik, amelyet egy centrális pontforrás fűt, illetve a héj egy átlagos hőmérséklettel és egy sugárértékkel jellemezhető (a sematikus elrendezést lásd Dwek, 1983, 1. és 2. ábra). A robbanás után a szupernóva csúcsluminozitása elpusztítja a korábban jelenlévő porszemcsék nagy részét és egy pormentes üreget hagy maga után, amelyet az ún. *vaporizációs (párologtatási) sugár* határoz meg (Dwek, 1985):

$$R_{\rm v} = \sqrt{\left(\frac{L_{\rm SN}}{16\pi\sigma T_{\rm v}^4 \langle Q \rangle} \right)}, \tag{3.4}$$

ahol L_{SN} a szupernóva UV-optikai tartományon mérhető csúcsluminozitása, $T_{\rm v}$ a

porszemcsék vaporizációjához szükséges hőmérséklete, $\langle Q \rangle$ pedig a porszemcsék emisszivitásának átlagos értéke. Feketetest-sugárzást feltételezve (azaz, $\langle Q \rangle = 1$ esetén) a vaporizációs sugár könnyen kiszámítható. Fontos kiemelni, hogy a vaporizációs sugárnak akkor van jelentős szerepe, ha a szupernóva-robbanás csúcsluminozitása fűti fel a korábban jelenlévő porszemcséket. Megjegyzendő, hogy több évtizeddel a robbanás után a vaporizációs méretek alapvetően nem befolyásolják a porforrások értelmezését, hiszen a lökéshullám már régen áthaladt ezen a tartományon. Az eredmények konzisztenciájának ellenőrzéséhez azonban fontos ennek a vizsgálata is.

A fűtő forrás természete és a már korábban jelenlévő por geometriája alapján az alábbi három fő elrendezés különböztethető meg (Fox et al., 2010):

- abban az esetben, ha a porszemcsék göbszimmetrikusan oszlanak el a szülőcsillag körül, akkor a szupernóva csúcsluminozitásának hatására a szemcsék egy része elpárolog, majd a megmaradó részüket a vaporizációs hőmérséklethez ($T_{\rm v}$) közeli hőmérsékletre melegszik fel.

- Ennek egy másik változata, ha a porszemcsék egy a vaporizációs sugárnál nagyobb méretű héj mentén helyezkednek el. Ekkor a csúcsluminozitás ugyancsak felmelegíti a belső régiókat, de csupán a megfigyelt hőmérsékletre.

- Amennyiben a szemcséket tartalmazó héj sugara a vaporizációs és az infravörös visszfény által meghatározott sugár között van, akkor a CSM-kölcsönhatásból származó késői optikai luminozitás melegíti a porhéjat. Erre az esetre szokás a szakirodalomban CSM-kölcsönható visszfény modellként is utalni (Gerardy et al., 2002). Ez a lehetőség tulajdonképpen a kölcsönhatási folyamatok során keletkező, optikai vagy még nagyobb tartományba eső energiájú fotonok abszorpciója és újbóli kisugárzása, nem pedig a fent tárgyalt, hagyományos értelemben vett infravörös visszfény.

Ezeket az értékeket összevetve egy adott szupernóva modellillesztésből kapott méreteivel, a szupernóva-robbanás előtt jelenlévő porszemcsék lehetőségére lehet következtetni.

A szülőcsillag egyenletes tömegvesztését feltéve (r^{-2} sűrűségeloszlás esete, ahol r a központtól mért távolság), gömbszimmetria esetén, a héj tömege felírható a következő formulával (Dwek, 1983):

$$M_{\rm héj} = 4\pi \left(\frac{4\rho a}{3Q_\nu} \right) \frac{\tau_d}{Z_{\rm d}} \times \frac{R_1 R_2^2}{R_2 - R_1}, \tag{3.5}$$

ahol $R_{1,2}$ a héj belső és külső sugara, $\tau_{\rm d}$ az UV-optikai tartományon alkalmazott optikai mélység, ρ a szemcsék anyagi sűrűsége, $Z_{\rm d}$ a por-gáz arány (állandó a héjban), Q_ν a szemcsék abszorpciós/emissziós koefficiense és a a sugaruk jellemző értéke (a továbbiakban a porszemcsék méreteként hivatkozok rá).

Amennyiben a szupernóva környezetében feltételezett porszemcsék sugárzása az optikai tartományba eső sugárzás újbóli abszorpciója, az ehhez szükséges optikai luminozitás a következő formulával adható meg (Fox et al., 2010, 2011):

$$L_{\text{opt}} = \frac{64}{3}\rho a R^2 \sigma T_{\text{SN}} \frac{\int B_\nu(T_{\text{por}})\kappa(\nu)d\nu}{\int B_\nu(T_{\text{SN}})Q_{\text{abs}}(\nu)d\nu}, \tag{3.6}$$

ahol T_{SN} a szupernóva feketetest-hőmérséklete, T_{por} a por hőmérséklete, $B_\nu(T_{\text{por}})$ a Planck-függvény, $\kappa(a)$ az adott anyag egységnyi tömegére jellemző abszorpciós együttható és R a porhéj belső sugara. A luminozitásokat összevetve a vizsgált szupernóva megfigyeléseiből becsült luminozitásaival, a fűtési mechanizmus valószínűségére lehet következtetni.

A szupernóva-robbanás előtt már jelenlévő porszemcsék ütközéses úton történő felfűtődését a SCIM tárgyalásmód segítségével írható le (részletesen lásd a 2.1.1). Tegyük fel, hogy a szupernóva lökéshulláma által elért gázzal való ütközés fűti a porhéjat és a gáz teljes tömegét meghatározza a sugárzó héj térfogata, valamint a szemcsék porladása. A por-gáz arányt 0,01-nek véve, az előre haladó lökéshullám által elért por tömege megadható a következő formulával (Fox et al., 2010):

$$M_{\text{d}}(M_\odot) \approx 0,0028 \left(\frac{v_{\text{s}}}{15\,000\ \text{km s}^{-1}}\right)^3 \left(\frac{t}{\text{év}}\right)^2 \left(\frac{a}{\mu\text{m}}\right), \tag{3.7}$$

ahol v_s a lökéshullám sebessége, t a robbanás óta eltelt idő, a pedig a szemcsék mérete (további alkalmazásokat lásd pl. Fox et al., 2011; Tinyanont et al., 2016; Szalai et al., 2019). Tehát ennek segítségével a megfigyelési adatokból becsülhető a lökéshullám által felfűtött por tömege.

Jelenlegi tudásunk szerint a kozmikus porszemcsék az UV, optikai és a közeli-infravörös tartományban szórják és nyelik el a fényt, majd az így nyert energiát a közép-infravörös és szubmilliméteres tartományban termális sugárzás formájában bocsátják ki. Számos esetben mutatták ki, hogy a magösszeomlásos szupernóvák késői közép-infravörös sugárzása a környezetükben található frissen keletkező, vagy a már jelenlévő, majd a lökéshullám által felfűtött porszemcséktől származik (részletesen lásd a 2.2.2. fejezetben). A szakirodalomban évtizedekre visszamenőleg a szupernóvák által ledobott anyagban frissen bekövetkező porképződésnek a következő megfigyelhető jeleit azonosították – elsőként a híres SN 1987A esetében:

- az optikai tartományban a fluxusok hirtelen csökkenése a porszemcsék fénygyengítő hatásának következtében;
- ezzel egyidőben az infravörös tartományban többletsugárzás figyelhető meg a keletkező porszemcsék termális sugárzásából adódóan (lásd pl. Bouchet & Dan-

ziger, 1993);

- emellett az emissziós vonalak folyamatos növekvő mértékű és szisztematikus aszimmetriája (vörös oldali gyengülése) tapasztalható, mivel a ledobott anyag megfigyelőhöz képest távolodó részén erősebb a frissen keletkező porszemcsék fénygyengítő hatása (Lucy et al., 1989);
- valamint a környező kontinuumhoz képest gyengülő vonalemisszió tapasztalható (lásd pl. Bouchet & Danziger, 1993).

Ha a fentiek közül három vagy akár mind a négy jelenség megfigyelhető egy adott szupernóva esetén, akkor egyértelműen a robbanáskor ledobott anyagban frissen keletkező porszemcsék jelenlétéről van szó (Sarangi et al., 2018).

A szemcsék termális sugárzásának (3.2. fejezet) és az optikai tartományban megfigyelhető emissziós vonalak aszimmetriájának modellezése (3.3. fejezet) a szakirodalomban széles körben elterjedt eljárás a porszemcsék fizikai jellemzőinek meghatározásához. Az alábbiakban ezek elméleti hátterét és a kutatómunkám során felhasznált technikákkal, kódokkal kapcsolatos információkat foglalom össze.

3.2. A porszemcsék termális sugárzásának modellezése

Tegyük fel, hogy egy magösszeomlásos SN körül észlelt közép-infravörös fluxus a környezetében lévő porszemcsék termális sugárzásától származik. Ekkor a spektrális energiaeloszlásaira (”spectral energy distribution”, továbbiakban SED) illesztett egyszerű feketetest-sugárzást leíró modellek, valamint analitikus és numerikus pormodellek segítségével jellemezhető a sugárzás forrása és megállapíthatók a porképződés szempontjából fontos fizikai paraméterek (tipikusan a porszemcsék mérete, összetétele, elhelyezkedése, átlagos hőmérséklete, a teljes portömeg és a szemcsék forrása).

3.2.1. Infravörös pontforrás-fotometria és a SED-ek meghatározása

A porszemcsék termális sugárzásának modellezéséhez elsőként szükség van a SED-ek meghatározására. Egy objektum monokromatikus fluxusait a hullámhossz vagy frekvencia függvényében ábrázolva kaphatók a SED grafikonok. A monokromatikus fluxus definíció szerint egy egységnyi felületen, egységnyi idő alatt és egységnyi frekvencia- vagy hullámhossztartományban a felületre merőlegesen átáramló energia nagysága:

$$F_\nu = \frac{E}{At\Delta\nu}, \tag{3.8}$$

ahol E az égitest által kibocsátott teljes energia, t az idő, A a felület nagysága és $\Delta\nu$ a frekvenciatartomány (vagy $\Delta\lambda$ hullámhossztérben).

A kutatómunkám során a *Spitzer*-űrtávcső IRAC és MIPS detektorainak, valamint a *JWST*/MIRI detektorának adataiból készített SED-ekkel dolgoztam. A jelen dolgozatban bemutatott kutatómunkám során a *Spitzer*-adatok fotometriai feldolgozását mindkét szupernóva esetén (SN 1993J és SN 1980K) én végeztem, míg a *JWST*-adatok feldolgozását a kutatócsoportunk más tagjai végezték. Emellett, mindkét űrtávcső méréseiből származó SED-ek esetén végeztem modellillesztéseket. Ebből adódóan az alábbiakban a *Spitzer*-űrtávcsövet és az adatainak fotometriai analízisét mutatom be részletesen az űrtávcsőről elérhető dokumentáció[1] alapján.

A *Spitzer*-űrtávcső a NASA "Nagy Obszervatóriumok" nevű ("Great Observatories") négy nagy űrteleszkópjának egyike. Az űrtávcső 2003-ban kezdte meg működését, majd 2009-ben – a hűtőanyag kifogyásával – a meleg küldetés szakaszba lépett, amely során az IRAC kamerájának csupán két rövidebb hullámhosszú csatornája működött. A tudományos küldetése végül 2020 januárjában ért véget. A *Spitzer*-űrtávcső három tudományos műszerének segítségével mind fotometriai, mind spektroszkópiai méréseket végzett az infravörös tartományban.

- Az **IRAC** egy négycsatornás képalkotó műszer (centrális hullámhosszai: 3,6; 4,5; 5,8 és 8,0 μm), amely nagy látómezejével és érzékenységével a közeli-infravörös tartomány legerősebb műszerei közé tartozott. A detektorok 256 $\times$ 256 darab 1,2″ $\times$ 1,2″ (natív skálán mérve) pixelből épülnek fel.

- A **MIPS** detektor emellett három szűrőben (centrális hullámhosszai: 24; 70 és 160 μm) szélessávú fotometriára, valamint kis felbontású spektrumok felvételére is alkalmas volt (55 és 95 μm között). A kutatómunkám során a MIPS 24 μm-es kamerájának képeivel dolgoztam, amely látómezeje 5 ′ $\times$ 5 ′ volt.

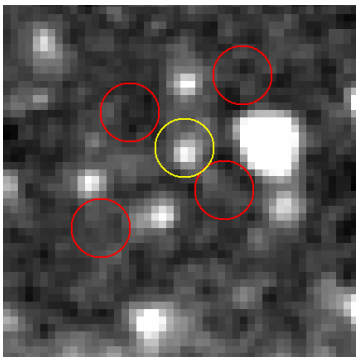
- Az **IRS** négy különböző módban működött, amellyel az 5,2 és 38 μm közötti tartományon kis és közepes felbontású spektrumok felvételére volt alkalmas.

A *Spitzer*-adatok feldolgozását a hivatalos weboldalon[2] elérhető információk és Szalai (2013) alapján végeztem. A kutatómunkám során az űrtávcső archívumában (Spitzer Heritage Archive[3], SHA) publikusan elérhető adatokkal dolgoztam. A fotometriai feldolgozáshoz az általános fluxuskalibráció utáni, tudományos munkára már alkalmas ún. *PBCD* ("post-basic calibrated") adatokat használtam, amelyek az

[1] A *Spitzer*-űrtávcső dokumentációja: https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/.

[2] A *Spitzer*-űrtávcső hivatalos weboldala az adatok feldolgozásáról: https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysistools/.

[3] Az SHA weboldala: https://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/.



3.1. ábra. *A galaktikus háttér hatékony és reprezentatív mintavételezésre alkalmazott apertúrakonfiguráció az SN 1980K Spitzer/IRAC 4,5 μm csatornájának 2005-ben készült képén. A szupernóva helyzetét a sárga apertúra jelöli, a háttér mintavételezése pedig a piros apertúrák alapján történt.*

SHA-ban ugyancsak publikusan elérhetők. A képeken mindkét vizsgált szupernóva esetén apertúra-fotometriát végeztem az IRAF *(Image Reduction and Analysis Facility)* szoftvercsomag[4] *phot* taszkjának segítségével. Ennek során az adott objektumot körbevesszük egy adott sugarú apertúrával és egy azzal koncentrikus gyűrűvel, az objektum fluxusa pedig az apertúrában mért teljes és a gyűrűben mért átlagos fluxus különbségeként definiálható.

Fontos megjegyezni, hogy azokban az esetekben, amikor a vizsgált objektum (szupernóva) galaktikus környezete zsúfolt, a hagyományos apertúra-fotometria nem alkalmazható. Helyette azonban lehetőség van egy alternatív megoldásra, amely során a hátteret nem egy gyűrűben mért átlagos fluxussal, hanem több, az apertúránkkal megegyező méretű körben mért fluxusok átlagával határozzuk meg (lásd pl. Fox et al., 2010, 2011). A gyakorlatban célszerű ezeket a háttérapertúrákat a mérendő objektum köré úgy elhelyezni, hogy a galaktikus háttér jól mintavételezhető legyen (lásd a 3.1. ábra). Az SN 1980K esetén a *Spitzer*-képeken ezt a módszert alkalmaztam a fluxusok meghatározásához (lásd 5.2. fejezet).

A *Spitzer*-űrtávcső műszerei közvetlenül a felületi fényességet detektálják, amely definíció szerint az egységnyi térszögbe eső monokromatikus fluxus. Az űrtávcső által mért monokromatikus fluxusok tehát a fotometriai feldolgozásból közvetlenül kinyert felületi fényességek és az adott detektor egy pixelére eső térszög szorzatából állnak elő. Mivel a *Spitzer*-műszerek rögzített apertúrasugárral dolgoznak, így valamely külső szoftverrel (jelen esetben az IRAF-fel) való fotometria során korrigálni kell az adott hullámhosszra jellemző apertúra-korrekciós faktorral (lásd a 3.1. táblázat). A monokromatikus fluxusok tehát az IRAC detektor esetén:

$$F_\nu = f \cdot A_{\text{korr}} \cdot 8,46, \tag{3.9}$$

míg a MIPS esetén:

$$F_\nu = f \cdot A_{\text{korr}} \cdot 141,07, \tag{3.10}$$

[4]Az IRAF elérhető: https://iraf-community.github.io/.

Konfiguráció	Korrekciós faktor			
(pixel)	3,6 μm	4,5 μm	5,8 μm	8,0 μm
2–2–6	1,213	1,234	1,379	1,584
3–3–7	1,124	1,127	1,143	1,234
5–12–20	1,049	1,050	1,058	1,068
($''$)	24,0 μm			
5–5–12	2,12			

3.1. táblázat. *A Spitzer-űrtávcső IRAC és MIPS detektorainak korrekciós faktorai különböző apertúrakonfiguráiók (az egyes számértékek az apertúra sugarát, valamint a háttérgyűrű belső és külső sugarát jelölik ebben a sorrendben) esetén (forrás: IRAC és MIPS Instrumental Handbooks, https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysistools/). Az egyes konfigurációk az egyes műszerekre jellemzők.*

ahol $A_{\rm korr}$ az adott konfigurációra és hullámhosszra jellemző apertúra-korrekciós faktor.

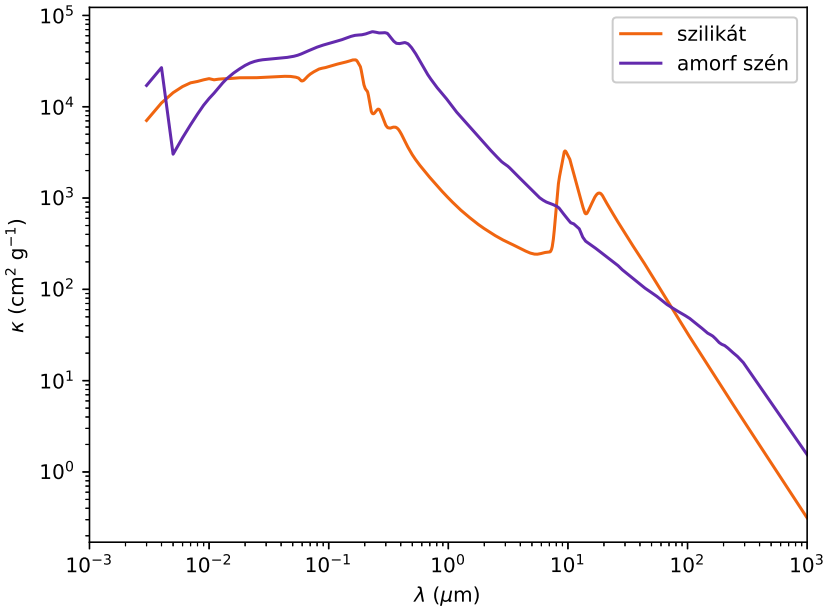
A frekvencia- (F_ν) és a hullámhossztérben (F_λ) meghatározott monokromatikus fluxusok között az alábbi összefüggés írható fel:

$$F_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} F_\nu, \tag{3.11}$$

ahol c a fénysebesség, λ pedig a hullámhossz. (A dolgozat további részeiben jellemzően az F_λ értékeket tüntettem fel.) A fotometriai feldolgozás egy fontos lépése a csillagközi anyagon való áthaladása során az abszorpció és szóródás következtében bekövetkező fénygyengülésre, az *intersztelláris extinkció*ra való korrekció. Mivel ennek értéke a közép-infravörös tartományban elhanyagolhatóan kicsi, a fenti lépés a *Spitzer*-adatok feldolgozása során kihagyható.

3.2.2. Az analitikus pormodellek

A szupernóvák körüli por termális sugárzásának leírásához egy széles körben használt analitikus modellt (Hildebrand, 1983) alkalmaztam (további alkalmazásokat lásd pl. Doty & Leung, 1994; Fox et al., 2010, 2011; Szalai et al., 2019; Shahbandeh et al., 2023). A modell feltételezi, hogy a maradvány gömbszimmetrikus és homológ módon tágul. A megfigyelt fluxust egy $M_{\rm por}^{\rm megf}$ megfigyelhető mennyiségű port tartalmazó, a megfigyelőtől D távolságban és $T_{\rm por}$ egyensúlyi hőmérsékleten lévő optikailag vékony gömbhéj esetén a következőképpen adható meg:



3.2. ábra. *Két példa a modellillesztés során alkalmazott κ-függvényekre (0,1 μm-es szemcsék esetén, az adatok forrása: Sarangi 2022). A narancssárga vonal a szilikátos, míg a kék az amorf szenes összetételű por esetét jelöli.*

$$F_\lambda = \frac{M_{\rm por}^{\rm megf} B_\lambda(T_{\rm por})\kappa(a)}{D^2}. \tag{3.12}$$

Az abszorpciós együttható ugyanakkor kifejezhető a szemcsék sugarával:

$$\kappa(a) = \frac{3}{4\pi\rho a^3}\pi a^2 Q_\nu(a) \tag{3.13}$$

ahol $Q_\nu(a)$ az emissziós együttható. A szupernóva-robbanáskor ledobott anyag legújabb evolúciós modelljei (Sarangi, 2022) és korábbi részletesen feltérképezett szupernóvák (pl. az SN 1987A Bouchet et al., 2006; Dwek et al., 2010; Arendt et al., 2014) esetén találtak alapján a robbanást követően néhány évtizeddel potenciálisan amorf szenes vagy szilikátos összetételű szemcsék találhatók a maradvány környezetében. Így a kutatómunkám során alapvetően amorf szenes, valamint egy C-Si-PAH keverékből álló (a továbbiakban szilikátos por, Weingartner & Draine, 2001) összetételt használtam.

Az idős szupernóvák esetén (több évtizeddel a robbanás után) jó közelítéssel alkalmazható az optikailag vékony közelítés, a fiatalabb objektumoknál azonban vizsgálni kell az optikailag vastag esetet is. Amennyiben a modell nem optikailag vékony, a megfigyelésekből megállapított portömeg ($M_{\rm por}^{\rm megf}$) és a tényleges portömeg ($M_{\rm por}$) az infravörös fotonok ún. *szökési valószínűségével* ($P_{\rm sz}$, azaz annak a valószínűségével, hogy a kibocsátott infravörös fotonok elhagyják az emittáló térrészt) kapcsolható

össze (Fox et al., 2010; Dwek et al., 2019):

$$M_{\text{por}} = \frac{M_{\text{por}}^{\text{megf}}}{P_{\text{sz}}(\tau)}, \tag{3.14}$$

ahol P_{sz} az optikai mélység ($\tau(t, \lambda)$) függvénye (Cox & Mathews, 1969). Feltéve, hogy az abszorbeáló és emittáló közeg (ebben az esetben mindkettő szerepét a porszemcsék töltik be) homogén módon oszlik el a vizsgált térrészben, a szökési valószínűség a következő formulával írható le (Cox & Mathews, 1969):

$$P_{sz}(\tau) = \frac{3}{4\tau}\left(1 - \frac{1}{2\tau^2} + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{2\tau^2}\right)e^{-2\tau}\right). \tag{3.15}$$

Kihasználva, hogy a vizsgált maradvány gömbszimmetrikus és homológ módon tágul (t a robbanás óta eltelt idő), az optikai mélység kifejezhető a por anyagi sűrűségével, a gömbhéj sugarával és az abszorpciós együtthatóval (Shahbandeh et al., 2023):

$$\tau(t, \lambda) = \rho(t)R(t)\kappa(\lambda). \tag{3.16}$$

A fenti modell jól alkalmazható a magösszeomlásos SN-ek portömegeinek és hőmérsékleteinek becslésére, azonban az eredmények értelmezésekor érdemes megvizsgálni a korlátait is. Az optikai mélység jelentősen befolyásolja az illesztett modellek paramétereit, mivel hatása révén akár jelentős mennyiségű por maradhat rejtve. Az optikai mélységek becslésével viszont ellenőrizhető a modellillesztés során alkalmazott kiinduló feltevés (lásd pl. Fox et al. 2010). Egy porhéj optikai mélysége ($\tau_{\text{héj}}$) felírható (Lucy et al., 1989):

$$\tau_{\text{héj}} = \frac{M_{\text{por}}}{4\pi R^2}\kappa_{\text{átl}}, \tag{3.17}$$

ahol M_{por} a porhéj tömege, R sugara és $\kappa_{\text{átl}}$ az átlagos tömegegységre vonatkozó abszorpciós együttható. Jelen dolgozatomban az SN 1993J és az SN 1980K szupernóváknak több évtizeddel a robbanása után készült adataival dolgoztam, amikor már fizikailag releváns az optikailag vékony közelítés. Ennek ellenére a modellillesztés önkonzisztenciájának ellenőrzéseként mindkét objektumnál a fenti módon becsültem az optikai mélységeket.

Fontos továbbá megjegyezni, hogy az analitikus modellek homogén és gömbszimmetrikus port tartalmazó régiót feltételeznek, azonban mind az elméleti modellek, mint a megfigyelések alátámasztják, hogy a szupernóvák által ledobott anyagot csomós és inhomogén szerkezet jellemzi. A szupernóva szerkezetében bekövetkező keveredési folyamatok hatására inhomogén szerkezet jön létre, amely egy meredeken változó sebességprofilt hoz létre, ez pedig a ledobott anyag csomósodásához vezet

röviddel a szupernóva-robbanás után (lásd pl. Sarangi et al., 2018).

Érdemes kiemelni, hogy a felhasznált modell abból indul ki, hogy a megfigyelt infravörös sugárzás teljes egészében a szupernóva környezetében elhelyezkedő porszemcséktől származik. Ez a feltevés nem feltétlenül alkalmazható általánosan, és mivel az illesztett hőmérsékletek egy tömeggel súlyozott átlagos hőmérséklet írnak le, segítségével alulbecsülhetők a tényleges portömegek (lásd pl. Priestley & Whitworth, 2020).

Végül fontos azt is megjegyezni, hogy a közép-infravörös adatsorok modellezése során a hidegebb porszemcsék közvetlen hatását nem lehet megfigyelni. A SED-modellek a porszemcséknek csupán a közép-infravörös tartományban érzékelhető hatást írják le, az alacsony hőmérsékletű por termális sugárzása viszont jellemzően a távoli-infravörös tartományba esik. Ezzel ellentétben az optikai tartományon kifejtett integrált, közvetett hatásuk alapján megállapíthatók a jellemzőik (lásd 3.3. fejezet).

A feltételezett csillagközi por jellemzőinek a megállapításához mind analitikus, mind numerikus pormodellek használhatók. Az analitikus modellek segítségével meghatározható a porszemcsék átlagos (egyensúlyi) hőmérséklete, a szemcsék összes tömege, valamint bizonyos esetekben becsülhető a porképződési térrész mérete. Ebből adódóan a szupernóvák körüli csillagközi por paramétereinek becsléséhez általában analitikus modelleket használnak. Ezek a modellek azonban nem adnak információt a porszemcsék térbeli eloszlásáról, valamint a különböző fűtési mechanizmusokról, amelyek elengedhetetlenek a porszemcsék forrásainak meghatározásában.

3.2.3. A sugárzási transzferegyenlet

Egy asztrofizikai közegben jelenlévő porszemcsék jelentősen befolyásolhatják a sugárzási transzfert és a gáz paramétereit. A gáz- és poranyag együttes leírásához, a lehetséges fény-anyag kölcsönhatások nyomon követéséhez fotoionizációs kódok segítségére van szükség. A numerikus programok továbbá lehetőséget biztosítanak a komplex, fizikailag relevánsabb – csomós sűrűségeloszlást, különböző a szemcsék helyzetét és a porképződési térrészt leíró geometriák – modellek alkalmazására is.

Az általánosan elfogadott kép szerint (lásd pl. Vinkó, 2014), valamely közegben s utat megtevő sugárzás intenzitásváltozása ($\frac{\mathrm{d}I_\lambda}{\mathrm{d}s}$) az egyes fény-anyag kölcsönhatások – abszorpció, emisszió és szóródás – során bekövetkező intenzitásváltozások összege:

$$\frac{\mathrm{d}I_\lambda}{\mathrm{d}s} = \left(\frac{\mathrm{d}I_\lambda}{\mathrm{d}s}\right)_{\text{absz}} + \left(\frac{\mathrm{d}I_\lambda}{\mathrm{d}s}\right)_{\text{em}} + \left(\frac{\mathrm{d}I_\lambda}{\mathrm{d}s}\right)_{\text{sz}}, \tag{3.18}$$

ahol I_λ a fajlagos spektrális intenzitás (definíció szerint az egységnyi idő alatt, egységnyi felületről, egységnyi hullámhossztartományon és egységnyi térszögbe kibocsátott energia). Az egyes tagok definícióit behelyettesítve:

$$\frac{\mathrm{d}I_\lambda}{\mathrm{d}s} = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda + j_\lambda \rho - \chi_\lambda \rho (I_\lambda - J_\lambda), \tag{3.19}$$

ahol j_λ az egységnyi tömegre vonatkozó emissziós együttható, χ_λ az egységnyi tömegre vonatkozó szórási együttható, valamint J_λ a közepes intenzitás (definíció szerint a fajlagos spektrális intenzitás irány szerinti átlagértéke). Megjegyzendő, hogy a fenti formulában a spontán emisszió szerepel, valamint a szórás kapcsán a látóirányból ki- és beszóródó (izotróp esetben) fotonok járuléka. A folyamatok együttes hatását az ún. *sugárzási transzferegyenlet* írja le:

$$\frac{1}{\rho(\kappa_\lambda + \chi_\lambda)} \frac{\mathrm{d}I_\lambda}{ds} = -I_\lambda + S_\lambda, \tag{3.20}$$

ahol S_λ az ún. *forrásfüggvény*, definíció szerint:

$$S_\lambda = \frac{\chi_\lambda J_\lambda + j_\lambda}{\kappa_\lambda + \chi_\lambda}, \tag{3.21}$$

azaz, egy dimenziótlan arányszám, amely a szórásmentes esetben megadja a fotonkeltés- és elnyelődés hányadosát.

A sugárzási transzferegyenlet megoldására általánosságban nem ismert zárt analitikus formula (csupán egy formális megoldás), megoldásához numerikus módszerekre van szükség. Ezek segítségével a 3.20. egyenletből meghatározható egy vizsgált fotoncsomag intenzitása az egyes fény-anyag kölcsönhatások után. Az asztrofizikában a sugárzásitranszfer-problémák megoldására széles körben alkalmazzák a Monte Carlo-módszereket (MC-módszereket), amelyek segítségével hatékonyan mintavételezhetők nagy dimenziószámú rendszerek. Az eredeti ötletet Metropolis et al. (1953) mutatta be, majd Hastings (1970) általánosította. A módszerek alkalmazásának lényege, hogy az egyes fizikai változók viselkedését véletlenszerű számok generálásával írják le. (A pormodellek valószínűségi megközelítését részletesen lásd a 3.4.1. fejezetben.)

Az értekezésben bemutatott kutatómunkám során két különböző, MC-módszeren alapuló sugárzásitranszfer-kóddal dolgoztam. A porszemcsék termális sugárzásának modellezéséhez a MOCASSIN (a leírását részletesen lásd a 3.2.4. fejezetben), míg az optikai emissziós vonalprofilok modellezéséhez a DAMOCLES (lásd a 3.3.1. fejezetben) kódot alkalmaztam.

3.2.4. A MOCASSIN-kód

A MOCASSIN[5] (MOnte CArlo SimulationS of Ionized Nebulae, Ercolano et al., 2003, 2005, 2008) egy 3D Monte Carlo-módszeren alapuló fotoionizációs és

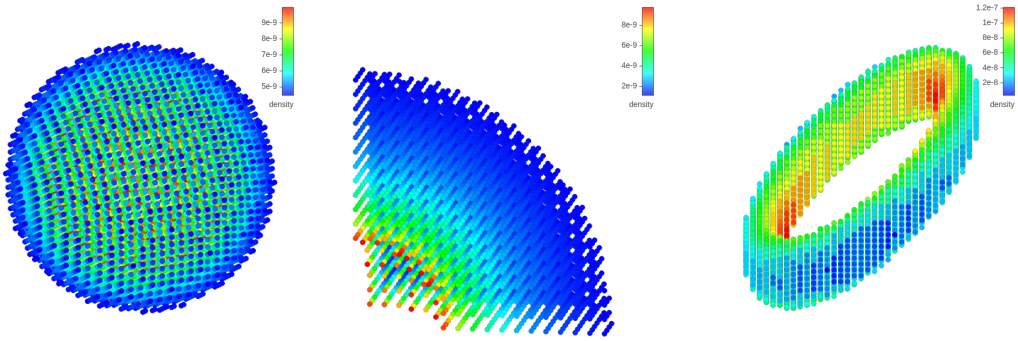
[5] A MOCASSIN-kód weboldala: https://mocassin.nebulousresearch.org/.

sugárzásitranszfer-kód. A programot eredetileg fotoionizációs területek leírására fejlesztették ki, későbbi verziói azonban alkalmasak már részben vagy teljesen port tartalmazó asztrofizikai közegek modellezésére. Azóta több porképződést mutató szupernóva esetén alkalmazták a szemcsék és a porképződési területek fizikai paramétereinek leírására (lásd pl. Ercolano et al., 2007; Wesson et al., 2015; Wesson & Bevan, 2021). A MOCASSIN segítségével realisztikus modellek készíthetők a port is tartalmazó fotoionizációs zónákról tetszőleges geometriai elrendezés és sűrűségprofil esetén, különféle sugárzóközeg mellett. A következőekben a MOCASSIN-kód működését mutatom be Ercolano et al. (2003) és Ercolano et al. (2005) alapján.

A kód ún. *sugárkövető* (”ray-tracing”) technikát alkalmaz, azaz a vizsgált rendszert egy Descartes-féle derékszögű koordináta-rendszerbe helyezi és annak minden egyes pontjában vizsgálja a lehetséges kölcsönhatásokat egészen a közeg határáig. A MOCASSIN diszkrét monokromatikus energiacsomagokkal írja le a sugárzási teret, a közepes intenzitást pedig minden pontban az egyes energiacsomagok útjából határozza meg. A rendszerbe juttatott energiacsomagok véletlen bolyongását a gáz részecskéi által okozott abszorpció és emisszió, valamint a porszemcsék okozta abszorpció, szórás és emisszió együttesen határozza meg (Ercolano et al., 2005).

A kód az energiacsomagok pozíciójának meghatározásához két MC-módszert alkalmaz. Az első során eldönti, hogy a vizsgált energiacsomag részt vesz-e fény-anyag kölcsönhatásban a modellrács egy adott pontjában, vagy egyszerűen továbbhalad. Majd a második teszt alapján meghatározza az egyes végbemenő kölcsönhatások természetét és helyzetét. Amennyiben egy energiacsomag elnyelődik, a folyamat a kizárólag gázt tartalmazó verzió szerint folytatódik tovább és azonnal, egy új irányban emittálódik (részletesen lásd Ercolano et al., 2003). Ezek frekvenciáját az adott helyzetben lévő gázra és porra jellemző emisszivitások határozzák meg. Azoknak az energiacsomagoknak, amelyek szóródnak, csupán az irányuk változik meg, a frekvenciájuk nem (a kód alapvetően izotróp szórással dolgozik). Végül, azok az energiacsomagok, amelyek elérték a modellrács szélét és kijutottak abból, létrehozzák a megfigyelt SED-et. Fontos megjegyezni, hogy ellentétben az egyetlen egyensúlyi hőmérsékletből számolt SED-ekkel, a MOCASSIN a szemcsék sugárzását a teljes méreteloszláson és összetételen integrált mennyiségként határozza meg. Ebből adódóan pedig a kiválasztott összetételre és méreteloszlásra jellemző SED-eket eredményezi (Ercolano et al., 2005).

Annak ellenére, hogy a kód a por- és a gázanyagot teljesen integrálva kezeli, lehetőség van csupán az egyik vagy másik komponenst tartalmazó modellek futtatására is. Mivel a kódban a porszemcsék opacitása látszólag független a hőmérséklettől, a kizárólag port tartalmazó modellek jelentősen gyorsabban konvergálnak a teljes fotoionizációs esettel összehasonlítva (Ercolano et al., 2005). Ebből adódóan ezeknek a modelleknek sokkal kisebb a számításigényük. (Ez a Bayes-féle statisztikus megkö-



3.3. ábra. *Példák a* MOCASSIN*-kód segítségével modellezhető különböző geometriával jellemezhető port tartalmazó régiókra. Az ábrák Dr. Roger Wesson által fejlesztett kóddal készültek (https://nebulousresearch.org/codes/gridmaker/).*

zelítés alkalmazása esetén fontos tényező, lásd 3.4.1. fejezet.)

A MOCASSIN-kód az effektív abszorpciós és szórási együtthatók meghatározásához Mie-féle szórást alkalmaz, azaz felteszi, hogy a porszemcsék mérete összemérhető a fény hullámhosszával. Az optikai konstansok megadásával tetszőleges összetételű porszemcsék modellezésére van lehetőség. A MOCASSIN azonban maga is tartalmazza a szakirodalomban leggyakrabban alkalmazott összetételekre vonatkozó szükséges konstansokat (pl. amorf szén és csillagászati szilikátok). A kód tetszőleges számú különböző méretű szemcsét és tetszőleges méreteloszlást tud kezelni, valamint képes több, a modellrács különböző részén definiált porszemcse-összetétellel és/vagy méreteloszlással is dolgozni. A modellrács egy adott pontjában elhelyezkedő porszemcse hőmérsékletét pedig az összes fűtő és hűtő mechanizmus között fennálló egyensúlyból számítja ki (részletesen lásd Ercolano et al., 2005).

A program emellett képes számos különböző a porképződési térrészt leíró geometriai elrendezés kezelésére. A MOCASSIN segítségével modellezhetők többek között gömbszimmetrikus, gyűrű és tórusz alakú régiók is (lásd 3.3. ábra). A program ezek mellett lehetőséget ad különböző sűrűségprofilok leírására, amellyel mind csomómentes, mind csomós pormodelleket készíthetők. Ugyan fizikailag relevánsabb képet adnak a csomós pormodellek, a csomómentes modellek is fontos szerepet töltenek be az analízisben; alkalmazásuk elengedhetetlenek az analitikus modellekből kapott eredményekkel való összevetéshez, valamint az egyes csomóparaméterek hatásának vizsgálatához.

A MOCASSIN-modellek inicializálását a felhasználó a bemeneti mappában összegyűjtött bemeneti fájlokon keresztül tudja megtenni. Ezekben a sugárzó forrás és a porszemcsék kezdeti paramétereit[6] kell megadni. Bizonyos bemeneti fájlok megadhatók manuálisan vagy akár a MOCASSIN-hoz fejlesztett, publikusan elérhető külső

[6]A MOCASSIN-kód bemeneti és kimeneti fájljainak részletes leírását és az egyes beépített kapcsolókat lásd: https://mocassin.nebulousresearch.org/manual/.

programok[7] segítségével is. Kutatómunkám során a szemcseméret-eloszlások és modellrácsok generálásához felhasználtam a publikusan elérhető segédkódokat. A csomós pormodellek esetén a modellrácsokat leíró bemeneti fájlokat Dr. Roger Wesson-tól kapott segédprogram segítségével készítettem el. A modellrácson áthaladó energiacsomagokból a kód meghatározza a kimeneti fájlokat, amelyek tartalmazzák a kapott SED-et is. A SED-eket saját fejlesztésű Python-kód segítségével ábrázoltam.

3.3. Az optikai vonalprofilok modellezése

A porszemcsék termális sugárzásának modellezése egy jól alkalmazható, a szakirodalomban széles körben elterjedt módszer a szupernóvák környezetében lévő por paramétereinek a vizsgálatára. Abban az esetben azonban, ha a rendelkezésre álló adatsor nem fedi le a távoli-infravörös tartományt is, a potenciálisan jelenlévő hideg szemcséknek csupán a közvetett hatása figyelhető meg. Jelenlegi tudásunk szerint az optikai és közel-infravörös tartományban megjelenő emissziós színképvonalak vörös és kék oldali (a vonalprofil centrális hullámhosszához képesti hosszabb és rövidebb hullámhosszak tartománya) aszimmetriája a szupernóva által ledobott anyagban frissen keletkező porszemcsék fénygyengítő hatásával magyarázható (Lucy et al., 1989; Milisavljevic et al., 2012; Bevan & Barlow, 2016; Bevan et al., 2017; Niculescu-Duvaz et al., 2022, 2023).

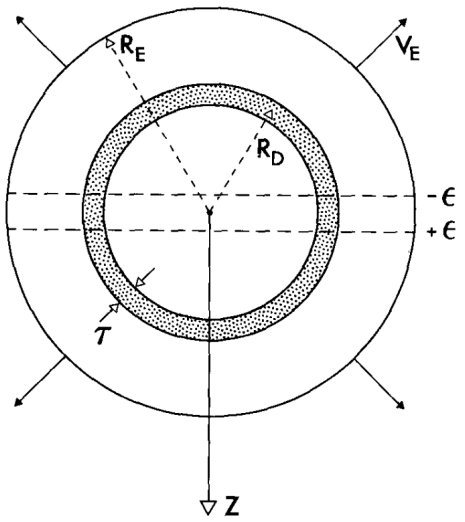
Ennek leírására Lucy et al. (1989) modelljében egy gömbszimmetrikus, radiálisan táguló ledobott anyagot vizsgál, amelynek pillanatnyi sugara $R_{\mathrm{E}} = v_{\mathrm{E}} \cdot t$, ahol t a robbanás óta eltelt idő, v_{E} pedig a sebességegység (lásd 3.4. ábra). Lucy et al. (1989) a következő eseteket különbözteti meg:

- Elsőként felteszi, hogy a színképvonalakat porképződést követően rövid időn belül detektálják: ekkor a port tartalmazó régió közelíthető egy vékony héjjal, valamint a porszemcsék még kicsik. Ebben az esetben azonban a porhéj mindkét oldaláról (z = $\pm\epsilon$ részekről, ha $\epsilon \rightarrow 0$) közel azonos mennyiségű foton érkezik a megfigyelőhöz.

- A következő esetben a por a megfigyelés időpontjában nem egy vékony héjban, hanem már nagyobb térfogatban helyezkedik el. Ha az R_E sugáron belül egyenletesen oszlanak el a porszemcsék, a z-tengely pozitív felének egy adott pontjából (v) gyengített sugárzás érkezik a negatív fél ugyanazon pontjához ($-v$) képest (Lucy et al., 1989):

$$I(v) = I(-v)e^{-2\tau v}, \tag{3.22}$$

[7]Publikusan elérhető segédkódok a MOCASSIN futtatásához: https://mocassin.nebulousresearch.org/accessories.



3.4. ábra. *Sematikus modell a magösszeomlásos SN-ek táguló ledobott anyagáról, amelyben egy (a pontozott régió) vékony héj mentén szemcseképződés játszódik le (az ábra forrása: Lucy et al., 1989). A modellben a gömbhéj középpontja z = 0-ban van és a megfigyelő a z-tengely mentén pozitív végtelenben helyezkedik el (részletesen lásd a 3.3. fejezetben).*

ahol τ a port tartalmazó régió optikai mélysége.

- Végül, feltéve, hogy a porszemcsék a megfigyelés előtt sokkal korábban képződtek, potenciálisan nagy méretű szemcsék is jelen vannak, amelyek esetén a szórás már nem elhanyagolható.

Az aszimmetriák értelmezése kapcsán fontos két dolgot kiemelni. Egyrészt, hogy a CSM-ben található por nem fejt ki ilyen hatást, mivel a szupernóva táguló ledobott anyagához képest ezek a szemcsék kívül helyezkednek el. Ebből adódóan mind a közeledő, mind a távolodó részéről egyformán nyelnek el fényt. Másrészt pedig, hogy a megfigyelt aszimmetriák feltehetően nem a szülőcsillag és/vagy a környezetében a robbanás előtt jelenlévő belső aszimmetriák következménye. Mivel ez azt eredményezné, hogy a vonalprofilok kék és vörös oldali aszimmetriái statisztikailag homogén módon jelennének meg, és hasonló számú kék- és vöröseltolódott vonalprofilt kellene detektálni, a megfigyelések azonban ezt nem támasztják alá (Niculescu-Duvaz et al., 2022).

3.3.1. A DAMOCLES-kód

Az optikai vonalprofilok modellezésére szolgáló jelenleg egyik legkorszerűbb program a DAMOCLES (Dust Affected Models Of Charachteristic Line Emission of Super-

novae, Bevan & Barlow, 2016; Bevan, 2018) publikusan elérhető[8] sugárzásitranszferkód. Az alábbiakban a DAMOCLES-kód működésének struktúráját, kapacitásait, valamint a következő fejezetben (3.3.2) a vonalprofilok modellezésének általam is alkalmazott menetét foglalom össze Bevan & Barlow (2016) és Dr. Maria Niculescu-Duvaz PhD értekezése[9] (Niculescu-Duvaz, 2022) alapján.

A DAMOCLES-kód Lucy et al. (1989) munkájára épít és az első olyan kód, amely képes egyedi emissziós vonalakat modellezni táguló port tartalmazó szupernóva környezetekben. A DAMOCLES segítségével a gáz- és porkomponensek egyidejűleg modellezhetők és megvizsgálhatók a szupernóva belső területein (azaz a robbanáskor ledobott – a lökéshullám által elért vagy még nem elért – anyagban) elhelyezkedő porszemcsék hatása a vonalprofilokon, valamint meghatározhatók a porszemcsék fizikai paraméterei.

A DAMOCLES – a MOCASSIN-hoz hasonlóan – Monte Carlo megközelítéssel dolgozik. A program feltételezi, hogy a sugárzási transzferegyenlet megoldása során a rendszer teljes energiája nem állandó a vizsgált hullámhossztartományon és a porszemcsék az összes elnyelt energiát ezen kívül sugározzák ki, azaz az elnyelt energiacsomagok tulajdonképpen kikerülnek a rendszerből. Emellett a porszemcsék extinkciója a hőmérséklettől független, azaz a megoldás során nem szükséges az egyes hőmérsékleteket kiszámítása. A program így a vizsgált vonalprofilok normált lenyomatát őrzi meg (Bevan & Barlow, 2016).

A kód egy Descartes-féle koordináta-rendszerben helyezi el a szupernóva ledobott anyagát, majd a modellrács véletlenszerűen kiválasztott pontjaiban, véletlenszerű irányítással létrehozza az egyes energiacsomagokat (ezek számát a felhasználó határozza meg), amelyek aztán végighaladnak a modellrácson. Eközben a kód minden cellában vizsgálja, hogy az adott fotoncsomag egy porszemcsével találkozva szóródik/elnyelődik vagy áthalad a következő cellába. Szóródás esetén az energiacsomag lecsökkent frekvenciával emittálódik, míg abszorpció esetén kikerül a rendszerből (részletesen lásd Bevan & Barlow, 2016). Minden egyes energiacsomagot, amely keresztülhalad a modellrácson és eléri a modellezési folyamat végét, a program összegyűjt és elkészíti belőlük az emissziós profilt. A kód tipikusan gömbszimmetrikus sugárzó közeggel dolgozik, így a kibocsátott fotonok iránya a kilépéskor nem befolyásolja a kapott vonalprofilokat. Érdemes megjegyezni, hogy emellett a kódban lehetőség van a látóirány megadására is.

A DAMOCLES segítségével számos emissziós vonal modellezésére van lehetőség, közöttük akár dublett vonalakra is – amelyek a magösszeomlásos SN-ek spektrumában jellemzően előfordulnak. (Lásd pl. az SN 1980K esetén általam modellezett [O I] 6300, 6363 Å vonalak (5.3.2. fejezet)). Ezek esetén az egyes emissziós vo-

[8] A DAMOCLES-kód publikusan elérhető a következő weboldalon: https://github.com/damocles-code/damocles.

[9] Dr. Maria Niculescu-Duvaz PhD értekezése: https://discovery.ucl.ac.uk/id/eprint/10145787/.

nalakat a kód egymástól függetlenül kezeli, majd a kapott fluxusokból, a kezdeti fluxusaránnyal súlyozva állítja elő a teljes fluxust.

A kód emellett számos porfajtát és tetszőleges porösszetételt tud kezelni, amelyet a felhasználó a relatív abundanciák megadásával tud definiálni. A porszemcsék mérete megadható egyetlen sugárparaméterrel, az eloszlásuk pedig leírható egy hatványfüggvény segítségével. A kód továbbá képes a Thomson-féle elektronszórást is figyelembe venni a vonalprofilok modellezése során. Ennek a hatása általában elhanyagolható, elsősorban nagy optikai sűrűségek esetén, a szupernóva korai szakaszában jelent számottevő változást (Bevan & Barlow, 2016). Így a kutatómunkám során, a késői optikai spektrumvonalak modellezésekor nem alkalmaztam.

Az egyes DAMOCLES-modellek inicializálását a felhasználó a bemeneti mappában összegyűjtött szöveges bemeneti fájlokon keresztül tudja megtenni. Ezekben szükséges megadni egyrészt a vizsgált vonalprofilt, másrészt a feltételezett porszemcsékre és gázanyagra vonatkozó bemeneti értékeket és fájlokat[10]. A kód a futtatás után elkészíti a kimeneti fájlokat[11], amelyek a kiszámított vonalprofilt, valamint annak paramétereit tartalmazzák.

A DAMOCLES lehetőséget biztosít megfigyelési adatok modellezésére is és képes kezelni a megfigyelés bizonytalanságát. Amennyiben megfigyelési adatok szerepelnek bemeneti vonalprofilként, a kód azonos felbontást alkalmaz a kimeneti modellprofilok esetén, így lehetőség van közvetlenül összehasonlítani a két adatsort. A kutatásom során a modellprofilok és a mért vonalprofilok összehasonlítására egy saját fejlesztésű Python-kód segítségével χ^2-módszert alkalmaztam, ahol:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(f_{\text{mod,i}} - f_{\text{obs,i}})^2}{\sigma_i^2}, \tag{3.23}$$

ahol $f_{\text{mod,i}}$ a skálázott modellfluxus, $f_{\text{obs,i}}$ a megfigyelt fluxus és σ_i a kombinált Monte Carlo- és megfigyelt bizonytalanság az i-edik binben (Niculescu-Duvaz, 2022). A modelleket az így számolt χ^2 értékeik alapján hasonlítottam össze. Továbbá, a szükséges ábrákat saját fejlesztésű Python-kód segítségével készítettem el.

Fontos ugyanakkor megjegyezni, hogy a DAMOCLES-kód futtatható interaktív módon (Niculescu-Duvaz et al., 2023), valamint létezik egy Bayes-statisztikán alapuló változata is (Bevan, 2018). Az interaktív változatban a modellek inicializálása egy interaktív kérdésablakon keresztül történik. A létrehozott modell egy speciális felületen jelenik meg, ahol csúszkák segítségével valós időben módosíthatók és a kapott modellprofilok pedig a bemeneti profillal együtt kerülnek ábrázolásra. A felülettel gyorsan vizualizálhatók az egyes paraméterek hatásai a vonalprofilokra, valamint jó

[10] A DAMOCLES-kód bemeneti fájljainak részletes leírását és az egyes beépített kapcsolókat lásd: https://github.com/damocles-code/damocles/wiki/Input-files.

[11] A DAMOCLES-kód kimeneti fájljainak részletes leírását és az egyes paraméterek leírását lásd: https://github.com/damocles-code/damocles/wiki/Output-files.

összehasonlítási alapot biztosít a modellek ellenőrzéséhez. A Bayes-statisztikát (a módszer lényegét és további alkalmazásait részletesen lásd a 3.4. fejezetben) alkalmazó verzió a beépített fizikát tekintve hasonló elveken alapul, mint a fent leírt változat. Azonban a kód Bayes-tételen alapuló statisztikai megközelítéssel keresi meg a legvalószínűbb modellparamétereket a vizsgált paramétermezőn.

3.3.2. Az optikai vonalprofilok modellezésének menete

A jelen dolgozatban bemutatott kutatómunkám során a DAMOCLES kód segítségével modelleztem az SN 1980K késői optikai spektrumának Hα és [O I] 6300, 6363 Å vonalait. Ennek során alapvetően ugyanazt a megközelítést alkalmaztam, mint Bevan & Barlow (2016) az SN 1987A esetén, valamint Niculescu-Duvaz et al. (2022) további 14 magösszeomlásos szupernóva esetén. Az optikai vonalprofilok modellezésének menetét ezen két publikáció alapján foglalom össze.

A DAMOCLES-modellek esetén a porszemcséket egy belső ($R_{belső}$) és külső ($R_{külső}$) sugarakkal megadható gömbhéjban elhelyezkedő szemcséket feltételeztem, amelyek azonos mérettel és $\rho \propto r^{-\beta}$ formulával (ahol r a centrumtól mért távolság) megadható sűrűségprofillal írhatók le. A modellek szabad paraméterei a portömeg, a port tartalmazó héj belső és külső sugarainak aránya ($R_{belső}/R_{külső}$), a sűrűségprofil kitevője (β) és a ledobott anyag maximális tágulási sebessége (v_{max}) voltak. A modellezés során feltéve, hogy a maradvány tágulása homogén, a porhéj külső sugara a robbanás óta eltelt idő és a maximális tágulási sebesség szorzataként határozható meg.

Az egyes paramétereket manuálisan térképeztem fel a legjobb modellek megtalálása érdekében. A módszer alapján elsőként a maximális tágulási sebességet állapítottam meg a vizsgált vonalprofil azon pontjából, amelynél a kék oldali fluxusok eltűnnek a spektrum zajában. Ezt követően a vonalprofil inflexiós pontjai alapján meghatározható a porhéj belső és külső sugarainak aránya, valamint a vonalprofil lecsengésének meredekségéből a sűrűségprofilt jellemző kitevő (tipikusan a vörös oldalt vizsgálva). Végül ezeket az értékeket rögzítve, a porszemcsék méretének és a teljes portömegének változtatásával megkereshetők a legjobb modellprofilok, amelyek illeszkednek a megfigyelt spektrumra (Niculescu-Duvaz, 2022).

Fontos megjegyezni, hogy a SED-modellekkel ellentétben – ahol, a nagyobb szemcseméretek tipikusan kisebb portömegeket eredményeznek a közép-infravörös SED-ek illesztésekor (lásd Wesson et al., 2015) – az optikai vonalprofilok analízise során a nagyobb szemcseméretek esetén nagyobb portömegek szükségesek ugyanakkora mértékű abszorpció illesztéséhez (Bevan & Barlow, 2016). Azonban az analitikus és MOCASSIN-modellek, valamint korábbi DAMOCLES-modellek (Bevan et al., 2017; Niculescu-Duvaz et al., 2022) eredményei alapján a vonalprofilok modellezésekor is azonos méretű (0,1 μm-es) porszemcséket alkalmaztam. Tehát a fenti lépésben rögzített szemcseméret mellett iteráltam a portömeget.

A DAMOCLES-modellek esetén mind egyenletes, mind csomós poreloszlást feltételező modellekkel dolgoztam, mindkét esetben feltettem, hogy a gázanyag egyenletesen oszlik el. A por- és gázanyagot pedig egymáshoz csatolva kezeltem a modellezés során, azaz a por- és gázanyaghoz azonos v_{max}, $R_{belső}/R_{külső}$ és β paramétereket rendeltem. A csomós pormodelleket további paraméterekkel, a csomók eloszlását leíró hatványfüggvény kitevőjével ($\beta_{csomó}$), a csomók kitöltési faktorával, valamint a csomókban eloszlatott por arányával (ezt minden modell esetén 1-nek vettem, azaz a porszemcsék 100 százalékát a csomókban helyeztem el) lehet leírni. Ilyenkor a porszemcsék sugárzásának kisebb része szóródik és nyelődik el. Ebből adódóan csomós sűrűségprofil esetén a DAMOCLES-modellek kevésbé kiszélesedett vörös szárnyat (a kiszélesedett vonalprofil centrális hullámhosszához képest nagyobb hullámhosszak irányában elnyúlt lecsengése) eredményeznek és kevésbé gyengítik azt, valamint (1,5-3)-szor nagyobb portömeg és más méretű szemcsék szükségesek összevetve az egyenletes sűrűségprofil esetével (Niculescu-Duvaz et al., 2022).

A kutatómunkámban (az SN 1980K késői optikai spektruma esetén) alkalmazott egyes modellek inicializálásának részletes menetét, valamint a kapott eredményeket és azok analízisét a 5.3.2. fejezetben tárgyalom.

3.4. Pormodellek vizsgálata statisztikai módszerekkel

3.4.1. A statisztikus megközelítés

A Bayes-féle statisztikus megközelítéssel kapcsolatos áttekintést elsősorban Gelman et al. (2014) és Foreman-Mackey et al. (2013), az MCMC-módszerek és az ”emcee” Python-csomag bemutatását Foreman-Mackey et al. (2013) alapján foglalom össze.

A valószínűségi adatelemzés, köztük a Bayes-tételen alapuló statisztikai megközelítés az elmúlt években gyökeresen megváltoztatta a tudományos kutatómunkát. A közelítő numerikus módszerek lehetővé tették a nem-analitikus problémák gyors és hatékony megoldását, így az asztrofizika számos területére voltak kifejezetten nagy hatással. Sok asztrofizikai problémánál elegendő információ kapható a legjobb illeszkedést biztosító megoldásokból, azaz a paraméterek legvalószínűbb értékeiből. Számos esetben azonban fontos információt hordoz az egyes paraméterek ún. *valószínűségi sűrűségfüggvény*e (”probability density function”, PDF), azaz, annak az ismerete, hogy egy paraméter az egyes értékeket milyen valószínűséggel veszi fel egy adott paraméterkonfiguráció esetén. A statisztikai megközelítést alkalmazó módszerek egy adott rendszer paramétereit leíró PDF-eket használják fel a legvalószínűbb megoldások megkereséséhez. Így a globális minimumkeresésen alapuló legjobb megoldással – lásd pl. az analitikus modellek esetén alkalmazott χ^2-statisztikát – összehasonlítva, a vizsgált paramétermező egy reprezentatívabb leírását adják.

A Bayes-féle megközelítés során az egyes modellparamétereket és a megfigyelésekből nem ismert mennyiségek jellemzőit valószínűségi modellek illesztéseiből, a valószínűségi eloszlások alapján határozzák meg. Ebben a keretrendszerben a feltételes valószínűségek karakterisztikájának meghatározásával feltérképezhető a teljes paramétermező. Az analízis alapvetően az alábbi három fő lépésben foglalható össze (Gelman et al., 2014).

1. Elsőként fel kell állítani az adott tudományos problémával kapcsolatban rendelkezésre álló információkkal és az adatgyűjtési folyamatokkal konzisztens *teljes valószínűségi modell*t, amely tartalmazza a probléma jellemzésére szolgáló összes (megfigyelt és nem-megfigyelt) fizikai mennyiséget. Ez ugyanakkor a gyakorlatban komoly problémákba ütközhet a fizikai háttér komplexitásának és/vagy a megoldások nagy számításigényének következtében. Fontos tehát a modell elkészítése során, az adott fizikai probléma megoldásához szükséges és releváns folyamatok leírása mellett a megfelelő közelítések alkalmazása is.

2. A következő lépés a megfelelő feltételes eloszlás meghatározásának és értelmezésének a *szabályozás*a. Ez a Bayes-tétel segítségével végezhető el (lásd lentebb), eredményeként pedig leírhatók a nem-megfigyelt mennyiségek.

3. Végül a modell megfigyelt adatokra való illeszkedésének és a kapott feltételes eloszlással való kapcsolatának vizsgálata következik. Ezek alapján módosítható vagy kiterjeszthető a kiindulási modell, majd a fenti lépések ismétlődnek. A folyamat végén tehát *az eredmények visszacsatolódnak* a kiinduló modellhez és az új információk ismeretében frissítésre kerülnek, egészen addig, amíg a vizsgált fizikai problémának egy megfelelő leírását adják.

A Bayes-statisztika alkalmazásának egyik nagy előnye, hogy a módszer lehetővé teszi a statisztikai következtetések gyakorlatias értelmezését. Másik fontos jellemzője pedig, hogy segítségével az adott modell bizonytalanságát közvetlenül meg lehet határozni. Ebből adódóan, nincsen elvi akadálya az összetett valószínűségi tulajdonságokkal és nagyszámú paraméterrel leírható modellek illesztésének (Gelman et al., 2014). Segítségével kevés adat esetén – ami sok asztrofizikai problémánál jellemző – is jól kezelhetőek a többdimenziós modellek.

A kiinduló feltevés valószínűségét az előzetes információk növekedésével a Bayes-tétel írja le. A Bayes-tétel két egymástól függő eseményre megadja az egyik esemény másikra vonatkoztatott feltételes valószínűségét. Matematikailag $P(\Theta|A)$ ún. *a posteriori valószínűség* (utólagos valószínűség) a következő formulával adható meg:

$$P(\Theta|A) = \frac{P(\Theta)P(A|\Theta)}{P(A)}, \tag{3.24}$$

ahol Θ a paraméterkonfiguráció egy adott modell esetén; A az adat (a megfigyelt vagy modellezett értékek); $P(\Theta)$ az ún. *a priori valószínűség* (előzetes valószínűség) és $P(A|\Theta)$ a "likelihood", ami annak a valószínűségét fejezi ki, hogy egy adott konfigurációnál az adatot mérjük. A $P(A)$ a teljes valószínűség, azaz annak a valószínűsége, hogy – bármely konfiguráció esetén – az adatot mérjük. Ez független a Θ paraméterkonfigurációtól, azonban meghatározása nagyon számításigényes, bizonyos rendszerek esetén gyakorlatilag kivitelezhetetlen lehet – hiszen az összes lehetséges konfigurációt figyelembe kellene venni, amely megvalósulhat a vizsgált modell esetén. A gyakorlatban általában eltekintenek az ezzel a faktorral való osztástól és egy skálázott feltételes valószínűségi sűrűségfüggvényt határoznak meg.

A feltételes valószínűségek meghatározásához mintavételezni kell a vizsgált paramétermezőt. Ahhoz, hogy a mintavételezés gyorsan konvergáljon egy stabil megoldáshoz, a Bayes-statisztikát gyakran csatolják a széles körben elterjedt *Markov-lánc Monte Carlo* ("Markov Chain Monte Carlo", MCMC) *algoritmus*okkal. A Bayes-féle statisztika a megfigyelt adatok értelmezésére, míg az MCMC-módszerek egy adott eloszlás mintavételezésére irányulnak. A Bayes-tételen alapuló statisztikai adatelemzésben használt MCMC-módszerek leírásáról és csillagászati alkalmazásairól egy áttekintő tanulmányért lásd pl. Sharma (2017).

Azt az algoritmust szokás hatékony mintavételezésnek nevezni, amely nem igényli sok függvény kiértékelését a PDF egy statisztikailag független mintájának létrehozásához. Minden MCMC-algoritmus általános célja tehát, hogy egy adott feltételes PDF-ből kiválasszon egy bizonyos elemű reprezentatív mintát, amelyből meghatározhatók az egyes modellparaméterek. Ebben a képben a mintavételezés során ún. *sétáló*k ("walker") véletlen bolyongással térképezik fel a paramétermezőt, amely határait az a priori valószínűségek korlátai jelölik ki.

A szakirodalomban legszélesebb körben elterjedt, illetve legegyszerűbb MCMC-eljárás a Metropolis-Hastings-módszer. Az ezen alapuló mintavételezési eljárások azonban számos hangolható paraméterrel jellemezhetők (egy N-dimenziós paramétertér esetén ez a szám $\sim N^2$), amelyekre a mintavételezés érzékeny. Így, az anizotropikus PDF-ek a hagyományos megoldásokkal nehezen kezelhetők (nagy dimenziószám és nagy számításigényű sűrűségfüggvények esetén még bonyolultabb a probléma). Ennek az optimalizálására sok módszert fejlesztettek ki, azonban átütő megoldást az *affin invariáns* MCMC-algoritmusok hoztak (Foreman-Mackey et al., 2013).

A gyors konvergencia előnyös a mintavételezés során, mivel így kevesebb számításra van szükség az azonos pontosság eléréséhez. A mintavételezés konvergenciájának egyik jellemzője az integrált autokorrelációs idő (részletesen lásd lentebb). Az affin invariáns MCMC-algoritmusok sokkal rövidebb autokorrelációs idővel képesek független mintákat létrehozni, így hatékonyabb mintavételezést eredményeznek. Goodman & Weare (2010) kidolgozott egy affin invariáns mintavételezési eljárást,

amely lényege, hogy egyidejűleg fejlődteti sétálók egy többtagú csoportját, amelyben egy adott sétáló javasolt pozícióját a komplementer csoport adott pozíciója határozza meg.

A jelen dolgozatban bemutatott kutatómunka során a mintavételezéshez az *"emcee" Python-csomag*ot (Foreman-Mackey et al., 2013) alkalmaztam. A csomag egy stabil, alaposan tesztelt Python-környezetben készült implementációja az affin invariáns mintavételezésnek MCMC-módszer esetén (Goodman & Weare, 2010). Az iteratív folyamat során azt, hogy egy sétáló pozíciója megváltozik-e a következő lépésben, azok adott pozíciója és a számolt "likelihood" függvény határozza meg. Egy sétáló akkor lép át egy következő helyzetbe, ha az ott számolt "likelihood" nagyobb a korábbi helyzetéhez képest. Amennyiben az új pozíciót nem fogadja el az algoritmus, a sétáló helyzete nem változik. Megfelelő számú lépést követően a mintavételezés a legnagyobb valószínűségi sűrűséggel leírható paraméterkonfigurációhoz fog konvergálni, ez tekinthető a probléma megoldásának az adott paramétertéren.

A módszert számos asztrofizikai probléma esetén alkalmazták, mivel a megfigyeléseket általában alacsony jel/zaj viszony jellemzi és a felhasznált modellek pedig többnyire nagy számításigényűek. A magösszeomlásos SN-ek körüli porképződés analízisével kapcsolatban is több tanulmány született, amely MCMC-algoritmussal csatolt Bayes-statisztikát alkalmaz a paramétermező feltérképezésére az *emcee* csomag segítségével. Lásd pl. az SN 1987A (Bevan, 2018; Wesson & Bevan, 2021), a Rák-köd (De Looze et al., 2019), illetve további szupernóvák (Niculescu-Duvaz et al., 2022, 2023) esetén.

3.4.2. Konvergenciavizsgálat

Egy algoritmus konvergenciája több, a futtatást jellemző paraméter segítségével vizsgálható, azonban ez sok esetben összetett feladat (a különböző módszereket lásd pl. Sharma, 2017, és referenciái). Az alábbiakban a kutatómunkám során is használt egyik hatékony, széles körben használt megoldást, az autokorrelációs idő alkalmazását foglalom össze Foreman-Mackey et al. (2013) alapján.

A kiinduló feltevés szerint egy láncban szereplő minták korrelálnak, azaz becsülni kell a független minták effektív számát. Egy módszer hatékonyságát általában a minták függetlenségének mértékével jellemzik. Ez jellemezhető egy minta elfogadási hányadával, ami definíció szerint (a_f) egy olyan 0 és 1 közötti arányszám, amely megadja az elfogadott és javasolt lépések hányadosát. Érdemes megvizsgálni a két határérték szemléletes jelentését (Foreman-Mackey et al., 2013):

- ha az $a_f \approx 1$, akkor csaknem minden javasolt lépést elfogadunk. Ebben az esetben a sétáló tulajdonképpen a céleloszlástól függetlenül egy véletlen bolyongást végez.

- Ugyanakkor, az $a_f \approx 0$ érték esetén szinte az összes lépést elutasítjuk, tehát csupán kevés egymástól független minta fog szerepelni az adott láncban.

A mintavételezés így egyik esetben sem írja le helyesen a mintát, a szakirodalomban 0,2 és 0,5 (Gelman et al., 1996) közötti értékek esetén szokás megfelelőnek tekinteni az elfogadási hányadot.

A minták közötti kovarianciát egy valamely időkéséssel az ún. *autokovariancia függvény* méri (definíciót lásd pl. Goodman & Weare, 2010). Abban az esetben, amikor az autokovariancia nullához tart, az időkésés határozza meg, hogy mikortól tekinthetjük a mintát függetlennek. Az *autokorrelációs idő* egy adott lánc esetén jellemzi a célsűrűségtől független mintához szükséges lépések számát. Vizsgálata az "emcee" csomag esetén különösen előnyös (Foreman-Mackey et al., 2013):

- egyrészt mivel pontosan azt a mennyiséget jellemzi, amely a gyakorlatban közvetlen információval szolgál. Abban az esetben, ha rövidebb az autokorrelációs idő, akkor kevesebb mintára van szükség ahhoz, hogy a mintavételezés reprezentatív legyen.

- Másrészt, az autokorrelációs idő a mintavételezés egy affin invariáns mértéke, azaz különböző szintű anizotrópiák esetén is alkalmazható.

A kutatómunkám során a láncok elfogadási arányával és a fenti jellemzőkkel meghatározható, a szakirodalomban is alkalmazott (lásd pl. De Looze et al., 2019) paraméterrel, az *effektív mintaméret*tel dolgoztam. Az effektív mintaméret a mintaméret és az integrált autokorrelációs idő segítségével megadja, hogy mennyi független mintára van szükség (lásd pl. Sharma, 2017).

A gyakorlati alkalmazás kapcsán érdemes megjegyezni, hogy a sétálók száma széles határok között növelhető, az "emcee" csomaggal tipikusan több száz használható. Fontos kiemelni, hogy a sétálók számának növelésével szinte minden esetben jelentősen javítja az elfogadási arányt. Ezzel együtt azonban megnövekedik a bemelegítő ("burn in") szakasz hossza is, azaz a használhatatlan lépések száma. Tipikus hibaforrások közé tartozik ugyanakkor a túl nagy minta – különös tekintettel a néhány paramétert feltérképező esetekre –, valamint a túlságosan kevés lépés definiálása a mintavételezés során. A gyakorlati alkalmazással kapcsolatos megjegyzések részletes leírását lásd Foreman-Mackey et al. (2013).

Az analízist végző kódokat Prof. Dr. Ilse de Looze szakmai irányításával, vele együttműködésben készítettük el. A téma vezető kutatójánál és kutatócsoportjánál tett első szakmai látogatásom óta közösen dolgozunk a módszer implementálásán magösszeomlásos szupernóvák MOCASSIN-modelljei esetén. Az analitikus és numerikus pormodellek Bayes-féle statisztikáját a 6. fejezetben mutatom be.

4. fejezet

Porképződés vizsgálata az SN 1993J környezetében

Kutatómunkám egyik részletesen vizsgált objektuma az SN 1993J jelű IIb típusú szupernóva volt. A szupernóvával kapcsolatos eredmények a vezető szerzőségemmel készült Zsíros et al. (2022) cikkben kerültek publikálásra. Az alábbiakban ezen publikáció mentén mutatom be az SN 1993J-re vonatkozó analízisünket, kiemelve és részletezve az általam elvégzett elemeket, valamint az új eredményeket.

4.1. Az SN 1993J

Az SN 1993J a IIb típusú szupernóvák tankönyvi példája és az első ebbe a típusba kategorizált objektum (lásd 2.1.3. fejezet). A szupernóvát 1993. március 28-án fedezték fel (Ripero et al., 1993). Az SN 1993J egy viszonylag közeli ($D = 3{,}63 \pm 0{,}31$ Mpc, Freedman et al., 2001) extragalaktikus objektum, amely a gazdagalaxisában (M81) szerencsésen – aránylag elkülönülve – helyezkedik el. Ebből adódóan egyike az eddigi legalaposabban feltérképezett szupernóváknak, amelyről számos részletes többcsatornás adatsor és analízis érhető el a szakirodalomban.

Az SN 1993J emellett azon ritka szupernóvák közé tartozik, amelyek szülőcsillagát a robbanás előtti képeken sikerült közvetlenül azonosítani. A szülőcsillag feltehetően egy K0 típusú vörös óriáscsillag volt (Aldering et al., 1994; Cohen et al., 1995), amelyet a robbanás utáni megfigyelések is megerősítettek (Maund & Smartt, 2009). A korai fénygörbemodellek alapján ugyanakkor azt is megállapították, hogy a szülőcsillag valószínűleg egy kettős rendszer tagja lehetett és a fejlődés következtében elveszítette a hidrogénhéja nagy részét (lásd pl. Podsiadlowski et al., 1993; Ray et al., 1993; Shigeyama et al., 1994; Woosley et al., 1994). Ennek további bizonyítéka, hogy a közeli-ultraibolya és B-szűrős mérésekben megfigyelt többletsugárzás potenciálisan egy melegebb (B2 típusú) komponens jelenlétére utalhat a felrobbant

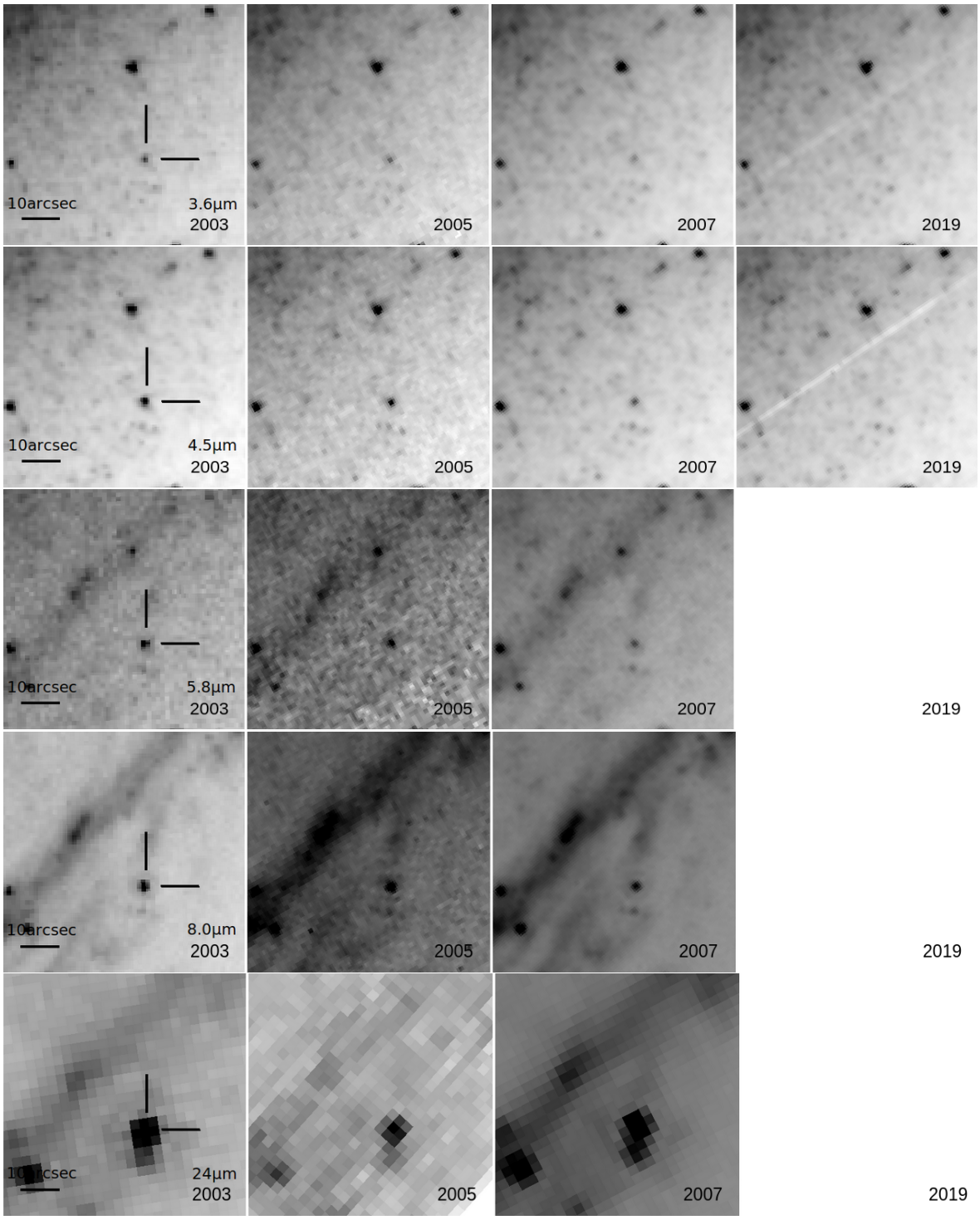
vörös óriáscsillag mellett (Van Dyk et al., 2002; Maund et al., 2004). Ezt végül igazolta is a komponens közeli-ultraibolyában detektált közvetlen kontinuum-sugárzása (Fox et al., 2014).

Az SN 1993J számos jelét mutatta a folyamatban lévő CSM-kölcsönhatásnak a rádió- és a röntgentartományban (lásd pl. van Dyk et al., 1994; Zimmermann et al., 1994; Marcaide et al., 1997, 2009; Bietenholz et al., 2001, 2003; Bartel et al., 2002; Weiler et al., 2007; Chandra et al., 2009; Martí-Vidal et al., 2011b; Dwarkadas et al., 2014), illetve a késői optikai spektrumokban is (lásd pl. Matheson et al., 2000; Milisavljevic et al., 2012; Smith et al., 2017). Ennek az egyik közvetlen megfigyelési bizonyítéka a ”doboz” alakú (”boxlike”) dublett emissziós vonalprofilok. Ezeket elsőként Matheson et al. (2000) figyelte meg, azonban a robbanást követően több, mint 20 év elteltével is jelen voltak a spektrumban (Smith et al., 2017). (A CSM-kölcsönhatás és a késői spektrumok kapcsolatának analízisét lásd pl. Zhang et al. (2004); Fransson et al. (2005); Milisavljevic et al. (2012).) Emellett porképződés jeleit is kimutatták a szoros környezetében egyrészt a korai közel-infravörös tartományon készült mérések (Matthews et al., 2002), másrészt pedig a késői optikai spektrumban megfigyelt aszimmetriák (Bevan et al., 2017) alapján. A szupernóva tehát ígéretes jelölt a magösszeomlásos SN-ek környezetének, valamint a porképződés mechanizmusának és fizikai paramétereinek vizsgálatára.

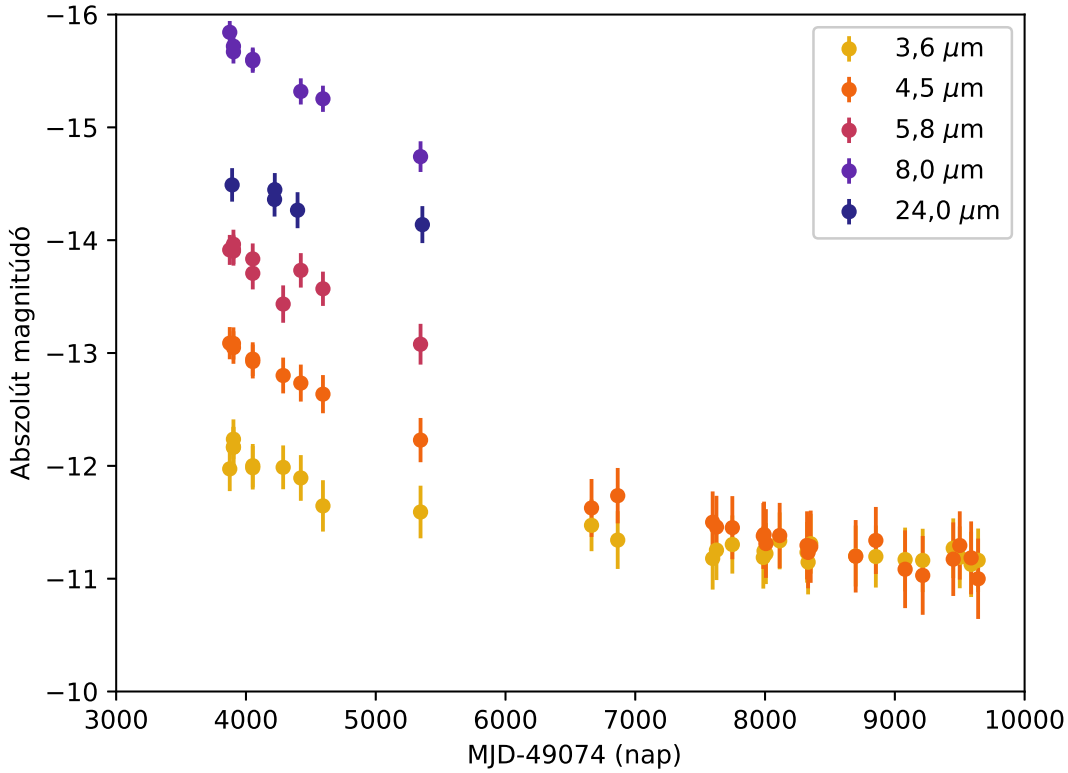
A SPIRITS és további égboltfelmérő projektek révén az M81 egy visszatérő célpontja volt a *Spitzer*-űrtávcsőnek a teljes működési ideje alatt. Ennek ellenére korábban csupán a 3,6 μm és a 4,5 μm-es csatornákon készült adatok analízisét publikálták (Tinyanont et al., 2016). Dolgozatomnak a következő részében az SN 1993J teljes ($\sim$ 10–26 évvel a robbanást követő időszakot lefedő; az IRAC detektor hosszabb hullámhosszon működő csatornáinak, valamint MIPS és IRS műszereinek adataival kiegészített) közép-infravörös adatsorának feldolgozását és analízisét mutatom be.

4.2. Megfigyelések és az adatok elemzése

A SN 1993J analíziséhez a *Spitzer*/IRAC és MIPS detektorok 2004 és 2019 között készült, az űrtávcső archívumában publikusan elérhető összes adatát felhasználtam. Az adatok egy részének fotometriai feldolgozását, illetve bizonyos fokú analízisét korábban, a BSc és MSc diplomamunkám során elvégeztem. Az adatsort azonban ezen eredmények óta kiegészítettem a legfrissebb adatokkal, valamint azok újbóli fotometriai feldolgozását és részletes, többek között a porforrások teljes körű elemzésére is kiterjedő analízisét végeztük el, amely eredmények publikálásra kerültek (Zsíros et al., 2022).



4.1. ábra. *Az SN 1993J (helyzete minden csatornán az első képeken van jelölve) közép-infravörös fejlődését nyomon követő Spitzer/IRAC (3,6; 4,5; 5,8 és 8,0 μm) és MIPS (24,0 μm) képek 2003, 2005, 2007 és 2019-ből (Zsíros et al., 2022). 2009 után az IRAC detektornak csupán a két rövidebbik csatornája volt tudományos mérésekre alkalmas, így a 3. és 5. sor között a többi hullámhosszon nincsenek képek.*



4.2. ábra. *Az SN 1993J közép-infravörös fénygörbéje (Zsíros et al., 2022). A függőleges tengelyen a Spitzer-űrtávcső egyes csatornáin mért abszolút fényességek vannak ábrázolva a szupernóva robbanása óta eltelt idő függvényében. A robbanást követő ∼7500 nappal mindkét IRAC csatornán (a 3,6 és 4,5 μm-es) megfigyelhető, hogy a szupernóva elkezd beleolvadni a galaktikus háttérbe.*

4.2.1. IRAC és MIPS adatok

Elsőként a szupernóva koordinátáit, valamint a láthatóságát ellenőriztem a *Spitzer*-képeken. Az SN 1993J késői közép-infravörös az IRAC és MIPS csatornákon megfigyelhető fejlődése az 4.1. ábrán látható. Az SN 1993J koordinátái helyén egy lassan elhalványuló pontforrást figyeltem meg mindegyik IRAC és a 24 μm-es MIPS csatornán a 2004 és 2009 között készült mérések esetén. (Megjegyzendő, hogy ugyan egyes MIPS 70 μm és 160 μm csatornán készült képek is tartalmazták a szupernóva koordinátáit, azonban feltehetően a csatornák térbeli és spektrális felbontásának korlátaiból kifolyólag az objektumot nem tudtam egyértelműen beazonosítani. Ebből adódóan ezeket a képeket kihagytam a feldolgozás további részeiből.)

A szupernóva 2009 után is – ekkor már az űrtávcső meleg üzemmódban dolgozott – megfigyelhető volt az IRAC 3,6 és 4,5 μm-es csatornáin. A *Spitzer*-képek analíziséből kivettem azt a néhány mérést, amelyek nem tartalmazták a szupernóva égi koordinátáit, illetve azokat a méréseket, amelyeken pixelhiba miatt nem volt

kivitelezhető a fotometria.

Az SN 1993J a gazdagalaxisa egyik viszonylag izolált területén található. Ebből a szerencsés elhelyezkedéséből adódóan egyszerű apertúra-fotometriát tudtam végezni a képeken. Az IRAC képek feldolgozásához 3–3–7 apertúrakonfigurációt (azaz 3,6″ sugarú apertúra, valamint 3,6″ és 8,4″ között elhelyezkedő háttérgyűrű), míg a MIPS képek esetén 5″ sugarú apertúrát, valamint 5″ és 12″ között elhelyezkedő, a szupernóvára centrált háttérgyűrűt alkalmaztam. A szupernóva *Spitzer*/IRAC és MIPS képek fotometriai feldolgozásának és a szükséges korrekcióknak az egyes lépéseit a 3.2.1. fejezetben leírtak alapján végeztem el.

Az SN 1993J IRAC és MIPS képeken mért korrigált fluxusait a 4.1. táblázat tartalmazza. A fotometriai eredményeimet az IRAC 3,6 és 4,5 μm-es csatornák korábban publikált értékeivel (lásd 4.1. fejezet) összevetve, jó egyezést tapasztaltam.

A szupernóva teljes *Spitzer*-adatsora alapján elkészítettem a késői közép-infravörös fénygörbéjét (lásd a 4.2. ábra). A Vega abszolút magnitúdók kiszámításához μ_0 = 27,80$\pm$0,08^m (Freedman et al., 2001) távolságmodulust és a teljes – galaktikus és gazdagalaxisra vonatkozó – vörösödést E(B-V) = (0,19 $\pm$ 0,09)^m (Richardson et al., 2006) alkalmaztam. Megfigyelhető, hogy a fénygörbe mindkét IRAC csatorna hullámhosszán $\sim$7500 nappal a robbanás után egy platós, közel állandó fényességű szakaszhoz érkezett, azaz a szupernóva fényessége elérte a lokális galaktikus háttér fényességét és elkezdett beleolvadni abba. Mivel ekkor már csak felső becslést tudunk adni a szupernóva fényességére, a fotometriai feldolgozást követően kizárólag a $\sim$7500 nap előtti adatokkal dolgoztam.

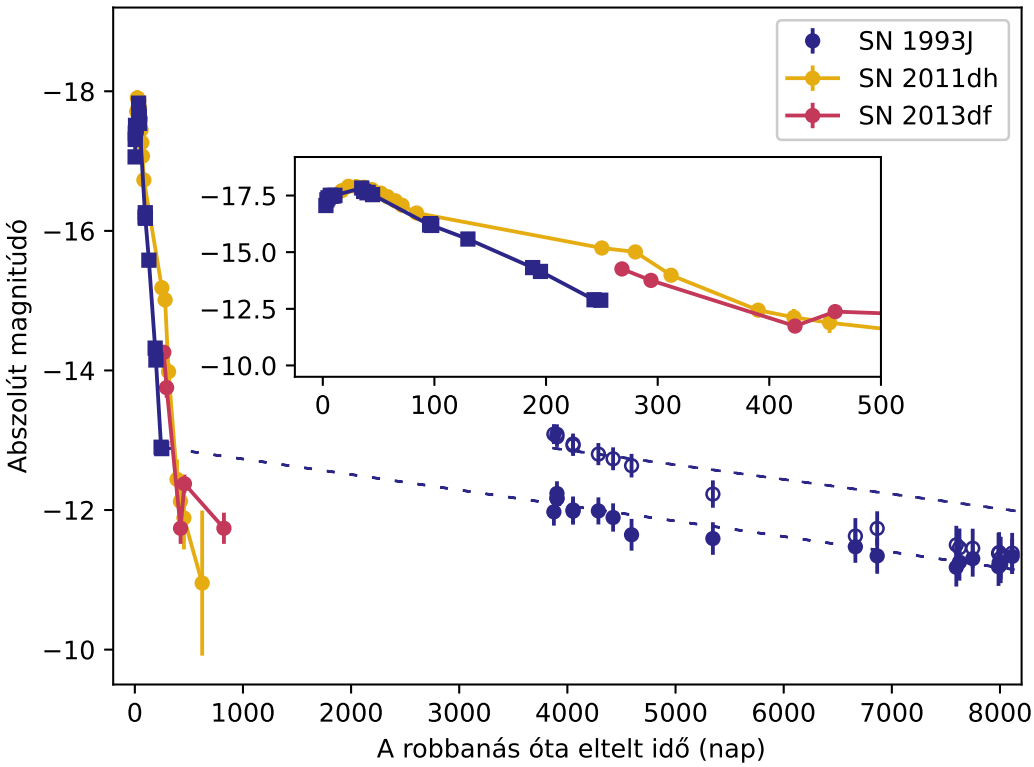
4.2.2. IRS-spektrum

Az SN 1993J azon kivételes szupernóvák közé tartozik, amelyekről elérhető késői közép-infravörös spektrum is. A közép-infravörös adatokkal közel egyidőben egyetlen, korábban még nem publikált kis felbontású késői infravörös spektrumot észleltek 2008-ban (PID 40619, PI: R. Kotak; AORkey 23107072). A pontforrásként azonosított szupernóva ideális fluxuskalibrált spektruma a Combined Atlas of Sources with Spitzer IRS Spectra[1] (CASSIS, Lebouteiller et al., 2011) adatbázisban publikusan elérhető. Az analízis során a CASSIS-ból kinyert spektrumot használtam fel. Ugyan a spektrumot alacsony jel/zaj viszony jellemzi, mégis fontos szerepet játszik az analízisben, hiszen segítségével a porszemcsék összetételéről kaphatunk pontosabb képet (lásd 4.3.2. fejezet). (A spektrumot a legjobban illeszkedő analitikus modellekkel lásd a 4.6. ábrán.)

[1] A CASSIS weboldala: https://cassis.sirtf.com/.

MJD (nap)	időpont (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)
52949	3875	131$\pm$ 22	234 $\pm$ 26	320 $\pm$ 31	1059 $\pm$ 59	-
52967	3893	-	-	-	-	5078 $\pm$ 585
52978	3904	160 $\pm$ 23	230 $\pm$ 25	325 $\pm$ 30	924 $\pm$ 56	-
53126	4052	133 $\pm$ 21	204 $\pm$ 24	281 $\pm$ 30	844 $\pm$ 54	-
53294	4220	-	-	-	-	4510 $\pm$ 536
53296	4222	-	-	-	-	4882$\pm$ 558
53361	4287	133 $\pm$ 22	180 $\pm$ 23	206 $\pm$ 27	731 $\pm$ 51	-
53472	4398	-	-	-	-	4130 $\pm$ 525
53497	4423	122 $\pm$ 21	169 $\pm$ 22	271 $\pm$ 32	653 $\pm$ 51	-
53667	4593	97 $\pm$ 19	155 $\pm$ 21	233 $\pm$ 28	615 $\pm$ 48	-
54419	5345	92 $\pm$ 19	106 $\pm$ 18	148 $\pm$ 22	384 $\pm$ 39	-
54433	5359	-	-	-	-	3672 $\pm$ 484
55737	6663	83 $\pm$ 16	61 $\pm$ 14	-	-	-
55939	6865	73 $\pm$ 16	68 $\pm$ 14	-	-	-
56670	7596	63 $\pm$ 15	54 $\pm$ 13	-	-	-
56699	7625	67 $\pm$ 16	52 $\pm$ 13	-	-	-
56822	7748	71 $\pm$ 16	52 $\pm$ 13	-	-	-
57061	7987	63 $\pm$ 15	49 $\pm$ 13	-	-	-
57066	7992	67 $\pm$ 16	49 $\pm$ 13	-	-	-
57081	8007	66 $\pm$ 16	46 $\pm$ 12	-	-	-
57187	8113	73 $\pm$ 16	49 $\pm$ 12	-	-	-
57398	8324	66 $\pm$ 16	45 $\pm$ 12	-	-	-
57406	8332	61 $\pm$ 15	43 $\pm$ 12	-	-	-
57426	8352	71 $\pm$ 17	45 $\pm$ 13	-	-	-
57772	8698	64 $\pm$ 15	41 $\pm$ 12	-	-	-
57928	8854	64 $\pm$ 15	47 $\pm$ 12	-	-	-
58153	9079	62 $\pm$ 16	37 $\pm$ 11	-	-	-
58289	9215	62 $\pm$ 15	35 $\pm$ 11	-	-	-
58524	9450	68 $\pm$ 16	40 $\pm$ 12	-	-	-
58574	9500	64 $\pm$ 15	45 $\pm$ 12	-	-	-
58662	9588	60 $\pm$ 15	41 $\pm$ 12	-	-	-
58716	9642	62 $\pm$ 15	34 $\pm$ 11	-	-	-

4.1. táblázat. *Az SN 1993J IRAC és MIPS detektorok képei alapján meghatározott közép-infravörös fluxusai (Zsíros et al., 2022). A megfigyelések egy részének időpontja (módosított Julián-dátum; MJD) között csupán néhány nap különbség volt, ezekben az esetben a mért fluxusok átlagai szerepelnek a táblázatban. A robbanás időpontjának t_0 = 2 449 074,0 Julián-dátumot vettem (Lewis et al., 1994). A hibák a phot taszk fotonstatisztikájából származnak. Az adatok mérési programjainak azonosító számai és vezető kutatóinak nevei: 1035 (PI: Steven Willner), 717 (PI: George Rieke), 1101 (PI: Calibration, IRAC), 159 (PI: Robert Kennicutt), 121 (PI: Giovanni Fazio), 1860 (PI: Calibration, MIPS), 10136 (PI: Mansi Kasliwal), 40619 (PI: Rubina Kotak) és 80015 (PI: Christopher S. Kochanek).*



4.3. ábra. *Az SN 1993J teljes közép-infravörös fénygörbéje (korai L szűrős földi mérésekből származó adatok forrása Matthews et al., 2002) összehasonlítva az SN 2011dh (Helou et al., 2013; Ergon et al., 2015) és a SN 2013df (Tinyanont et al., 2016; Szalai et al., 2016) fejlődésével (Zsíros et al., 2022). A teli és üres körök a 3,6 és a 4,5 μm-es csatornákon, a négyzetek az L szűrőben mért adatokat jelölik. A kinagyított részlet csak a 3,6 μm és az L szűrős korai adatokat tartalmazza. A szaggatott vonalak az SN 1993J fényességcsökkenését jelzik (részletekért lásd a 4.3.1. fejezetet).*

4.3. Analízis

4.3.1. Közép-infravörös fénygörbe

Egy szupernóva fejlődésének a robbanást követő több évtizeden keresztül tartó nyomon követése számos információt nyújthat a porképződési mechanizmusokról különös tekintettel az egyes folyamatok időskálájára. A kivételesen hosszú (∼3800–9600 nap) közép-infravörös adatsorának köszönhetően, az SN 1993J különleges esetnek számít nem csupán a IIb típusú szupernóvák, hanem általában a külső (hidrogénban és/vagy héliumban gazdag) rétegeiket részben/egészben elvesztett (”stripped-envelope”) magösszeomlásos szupernóvák között is. Ebből adódóan kutatócsoportunk részletesen vizsgálta a szupernóva közép-infravörös fénygörbéjét. A *Spitzer*-űrtávcső a szupernóva robbanása után 10 évvel kezdte meg a működését, ebből

adódóan a fejlődésének a korai szakaszáról nincs elérhető *Spitzer*-adat, így nincsen lehetőségünk azt közvetlenül összehasonlítani a szupernóva késői közép-infravörös adataival.

Ugyanakkor a robbanást követő ∼250 napban készültek közeli-infravörös földi mérések (Matthews et al., 2002). Ezek többek között tartalmaznak L szűrőben[2] készült megfigyeléseket is, amelyek jó egyezést mutatnak a *Spitzer*/IRAC 3,6 μm csatorna fluxusaival. A fénygörbét megvizsgálva (4.3. ábra) jelentős különbség figyelhető meg az L szűrőben készült és a *Spitzer*-adatokat tartalmazó szakaszok meredeksége között: előbbi ∼2 magnitúdó/100 nap, míg utóbbi ∼0,03 magnitúdó/100 nap ütemű csökkenést mutat. Érdemes ugyanakkor megfigyelni, hogy az IRAC 4,5 μm csatornájának adatai sokkal meredekebb csökkenést mutatnak (∼0,05 magnitúdó/100 nap) összehasonlítva a 3,6 μm-en mérhető fluxusokkal (4.3. ábra), amely feltehetően csupán egy obszervációs hatás. Mivel a szupernóva mindkét hullámhosszon ∼7500 nap környékén elkezd beleolvadni a galaktikus háttérbe (lásd 4.2. ábra), azaz a valós fényességcsökkenését ezután nem lehetséges nyomon követni. (Továbbá, a csillagközi port tartalmazó környezettel leírható vagy kölcsönható szupernóvák esetén nem megszokott, hogy több ezer nappal a robbanás után kékebbé váljanak (lásd pl. Szalai et al., 2019).)

A fénygörbéje korai és késői szakaszának részletes összevetését jelentősen megnehezíti, hogy az ezek közötti időszakból nem áll rendelkezésre közép-infravörös adat. Azonban a *Spitzer*-űrtávcső az SN 1993J mellett további két közeli IIb szupernóvát, az SN 2011dh-t és az SN 2013df-et szintén több éven keresztül megfigyelt. Ugyan a robbanást követő ∼1000 nap elteltével már egyik sem volt detektálható a két rövidebb hullámhosszú IRAC-csatornák valamelyikén, segítségükkel mégis összehasonlítható az SN 1993J korai és késői adatsora. Az SN 1993J 3,6 μm-es szűrőben mért késői fénygörbéje, az SN 2011dh és az SN 2013df adataival kiegészítve az 4.3. ábrán látható. (Érdemes megjegyezni, hogy az SN 2011dh és az SN 2013df a szupernóváknak sokkal összetettebb az infravörös háttere, mint SN 1993J-nek, és sokkal távolabb is helyezkednek el (∼8 és ∼16 Mpc távolságra), amely befolyásolja a közvetlen összehasonlítást.)

Kimutatták, hogy mind a robbanást követő korai, mind a késői szakasz alapján, az SN 1993J és az SN 2013df nagyon hasonló spektroszkópiai tulajdonságokkal írható le, azaz ún. *spektroszkópiai ikrek*nek tekinthetők (Morales-Garoffolo et al., 2014; Van Dyk et al., 2014; Maeda et al., 2015; Szalai et al., 2016). Ebből arra következtettek, hogy a két szupernóvának feltehetően hasonló, kiterjedt (több száz $R_\odot$ nagyságú) hidrogén rétegű, szülőcsillagaik voltak. Emellett az optikai fénygörbéik is alapvetően nagy hasonlóságot mutatnak, bár az SN 2013df minden optikai szűrőben ∼0,7 magnitúdóval halványabb volt, mint az SN 1993J (Szalai et al., 2016). Valamint, az

[2]Az L szűrő centrális hullámhossza 3,68 μm volt (Matthews et al., 2002).

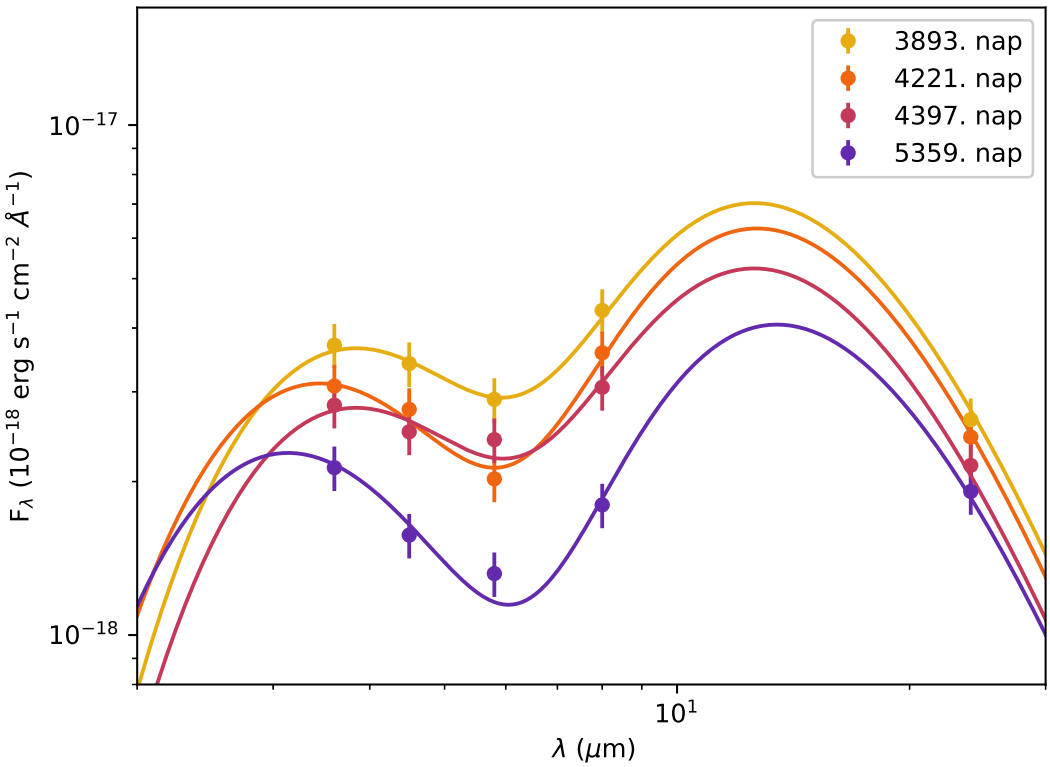
SN 2013df esetén is késői CSM-kölcsönhatás jelenlétét mutatták ki az optikai spektrum, valamint rádió és röntgen tartományon végzett megfigyelések (Kamble et al., 2016) alapján. Ezek alapján a két szupernóvának valószínűleg hasonló csillagkörüli környezete van.

Mivel az SN 1993J és az SN 2013df adatsorai nem fednek át, így csak az SN 2011dh-val lehet közvetlenül összehasonlítani. Az első, közel 100 napban, az SN 1993J és az SN 2011dh közép-infravörös fénygörbéje nagyon hasonló lefutású, később azonban az SN 1993J esetén meredekebb csökkenés figyelhető meg (lásd 4.3. ábra). Fontos azonban azt is megjegyezni, hogy a korai időszakban tapasztalt hasonló fejlődést eredményezhette az is, hogy az SN 2011dh kapcsán az optikai szűrőkben mért maximális fényesség alacsonyabb volt, valamint a fluxusok összességében a nagyobb hullámhosszak felé tolódtak el (Szalai et al., 2016). A robbanást követően több mint $\sim$100 nappal később a fénygörbék eltérő fejlődést mutatnak, amely elsődleges magyarázata lehet a környezetükben lévő különböző sugárzó források jelenléte (pl. frissen keletkezett csillagközi por és infravörös visszfény).

Az SN 1993J közép-infravörös fénygörbéjének korai szakasza sokkal meredekebb fényességcsökkenést mutat, mint a késői szakasz. Ez arra utal, hogy a két adatsor között eltelt $\sim$3550 napban bekövetkező esemény(ek) hatására megemelkedhettek a közép-infravörös fluxusok – hasonlóan, mint az SN 2013df esetén a robbanást követő $\sim$450. napnál (Maeda et al., 2015; Kamble et al., 2016). Erre magyarázatot adhat a szupernóvák környezetében zajló CSM-kölcsönhatás. A két szupernóva késői spektrumai (az SN 2013df 626. napos és az SN 1993J 670. napos spektruma) alapján a CSM-kölcsönhatás hasonló jeleit mutatták ki az objektumoknál (Maeda et al., 2015). Továbbá, az SN 1993J optikai spektrumán nem volt megfigyelhető jelentős változást a robbanást követő késői időszakban ($\sim$2450. és $\sim$ 8350. nap között), amely egy a környezetében hosszú ideje zajló, folyamatos CSM-kölcsönhatásra utal (Smith et al., 2017). (A porszemcsék különböző fűtési mechanizmusait, valamint az SN 1993J környezetében lejátszódó CSM-kölcsönhatás tárgyalását lásd a 4.4. fejezetben.) A közép-infravörös fluxusok megemelkedésének egy másik lehetséges magyarázata a frissen keletkező porszemcsék jelenléte (részletesen lásd a 4.4.1. fejezetben).

4.3.2. Analitikus pormodellek

Az analitikus pormodellek illesztése során elsőként vizsgáltam, hogy a közép-infravörös tartományon észlelt többlet sugárzás származhat-e a szupernóva környezetében jelenlévő porszemcsék termális sugárzásától vagy valamely más forráshoz köthető. Az SN 1993J közép-infravörös fluxusai lassan, de monoton módon csökkennek, azaz a SED-ek egyértelmű időbeli fejlődést mutatnak (4.4. és 4.5. ábra). Ez arra utal, hogy a megfigyelt közép-infravörös fluxus részben vagy teljes egészében a szupernóvához és annak szoros környezetéhez kapcsolódik. Érdemes azonban eze-

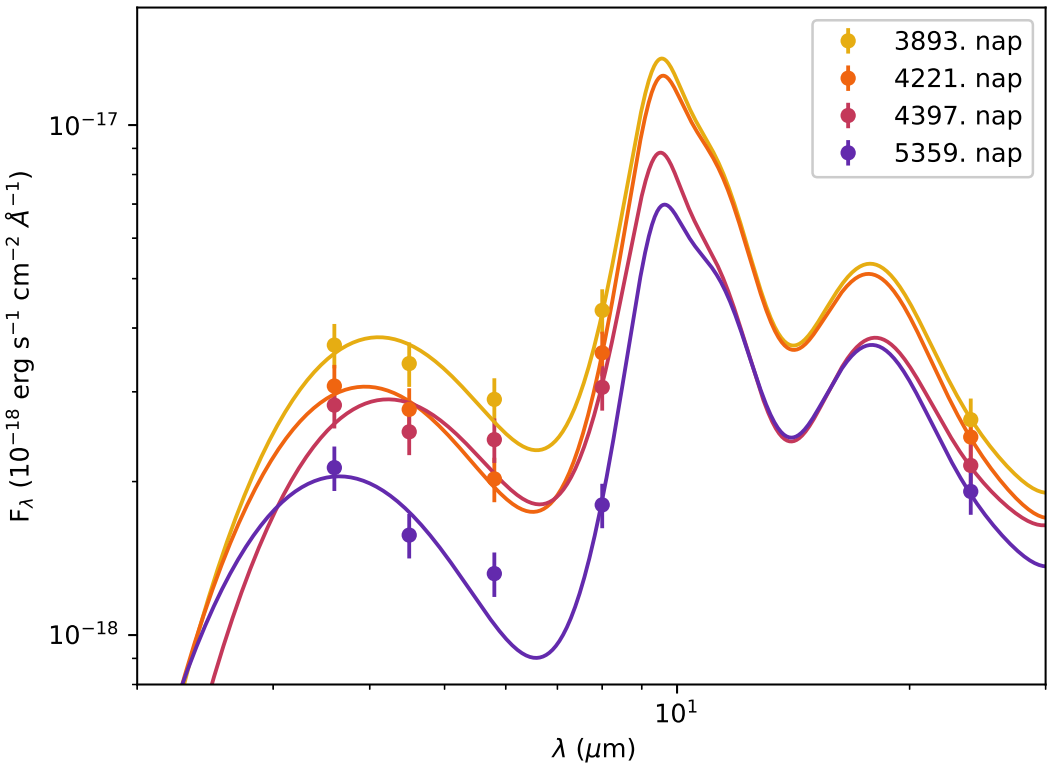


4.4. ábra. *Az SN 1993J közép-infravörös SED-jei és a legjobban illeszkedő amorf szenes összetételű pormodelljei (Zsíros et al., 2022). A modellek paramétereit a 4.2. táblázat tartalmazza.*

ket az értékeket összevetni a több évtizeddel a robbanás után a maradvány fejlődését befolyásoló fűtési mechanizmusok hatásával.

Egy-két évtizeddel a robbanást követően a magösszeomlásos szupernóvák luminozitása a radioaktív izotópok bomlásából származó energiával becsülhető, ami nagyságrendileg 10^3 $L_\odot$ eredményez (lásd 2.1.1. fejezet). Az SN 1993J esetén az optikai adatokból (Zhang et al., 2004) integrált luminozitás a robbanást követő 3245. napon $2{,}85 \cdot 10^{38}$ erg s^{-1} ($\sim 7{,}4 \cdot 10^4$ $L_\odot$), azaz a fenti értéknél jelentősen nagyobb. Továbbá a *Spitzer*-mérések közép-infravörös fluxusai alapján (3,6–24,0 μm) integrált luminozitás, az optikai tartományon számított értéknek is a többszöröse ($\sim 1{,}15 \cdot 10^{39}$ erg s^{-1} a 3893. napon).

Azaz a szupernóva esetén egyértelműen további sugárzó források jelenlétére következtethetünk, amit a környezetében zajló CSM-kölcsönhatás és a detektált jelentős infravörös többletsugárzás is megerősít. Emellett az SN 1993J környezetében a korai közel-infravörös adatokból és a késői optikai spektrum analíziséből is kimutatták a porképződést (lásd 4.1. fejezet). A fentiek alapján tehát feltételezhető, hogy az SN 1993J környezetében megfigyelt késői közép-infravörös többletsugárzás is a je-



4.5. ábra. *Az SN 1993J közép-infravörös SED-jei és a legjobban illeszkedő szilikátos összetételű pormodelljei (Zsíros et al., 2022). A modellek paramétereit a 4.2. táblázat tartalmazza.*

lenlévő porszemcséktől származik. Ennek részletes analíziséhez a közép-infravörös SED-ekre mind feketetest-sugárzást leíró, mind analitikus pormodelleket illesztettem a 3.2.2. fejezetben leírtak szerint.

Az illesztésekhez kizárólag olyan időpontokat használtam fel, amelyek esetén az összes IRAC, valamint a MIPS 24,0 μm-es csatornáján is voltak elérhetőek mérések. Ez a robbanást követő 3875. és 5359. nap közötti időszakot fedi le. Mivel az SN 1993J lassú fejlődést mutatott a *Spitzer*-képeken, így a MIPS adatpontok időpontjához képest rövid (a robbanás óta eltelt idővel összehasonlítva elhanyagolhatóan kicsi) időn belül készült IRAC méréseket társítottam (4.1. táblázat). Hasonló megfontolások alapján, az IRAC és MIPS képek interpolációjával készítettem egy negyedik SED-et is (a 4221. nap). Az adatok ilyen módon való szűrésével minden vizsgált időpontban öt adatpontot tartalmazó SED-ekkel tudtam dolgozni. Ennek segítségével pontosabb modellillesztés valósítható meg, valamint lehetőség van a feltételezett porkomponensek megkülönböztetésére is.

A pormodellek illesztéséhez egy a szakirodalomban széles körben elterjedt modellt használtam (Hildebrand, 1983), amely a porszemcsék termális sugárzását írja

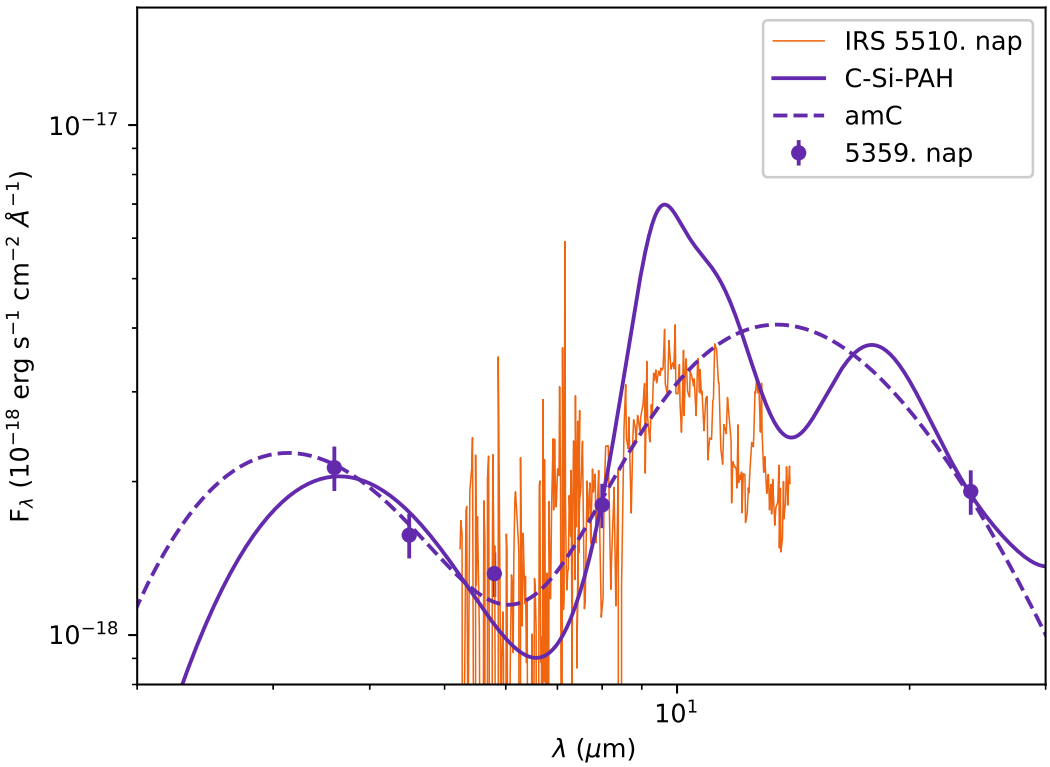
	Meleg porkomponens			Hideg porkomponens		
Időpont (nap)	M_{meleg} $(10^{-3}M_{\odot})$	T_{meleg} (K)	$L_{\text{IR,meleg}}$ 10^{39}(erg/s)	M_{hideg} $(10^{-3}M_{\odot})$	T_{hideg} (K)	$L_{\text{IR,hideg}}$ 10^{39}(erg/s)
Amorf szenes összetétel						
3893	0,0007	640	0,29	1,64	190	1,56
4221	0,0003	710	0,22	1,48	190	1,41
4398	0,0005	640	0,22	1,22	190	1,16
5359	0,0001	780	0,15	1,33	180	0,95
Szilikátos összetétel						
3893	0,0170	550	0,64	4,72	180	1,27
4221	0,0097	580	0,45	3,66	190	1,31
4398	0,0163	530	0,53	5,80	160	0,82
5359	0,0035	640	0,24	3,46	180	0,93

4.2. táblázat. *Az SN 1993J legjobban illeszkedő kétkomponensű pormodelljeinek a paraméterei amorf szenes és szilikátos összetétel esetén (Zsíros et al., 2022).*

le (részletesen lásd a 3.2.2. fejezetben). A legjobban illeszkedő modelleket egy χ^2-módszert alkalmazó, általam készített globális minimumkereső kóddal határoztam meg. A robbanást követően több ezer nappal a maradvány már optikailag vékony, ebből adódóan ezt a közelítést alkalmaztam a modellillesztésnél. Az SN 1993J esetén teljes egészében amorf szenes és szilikátos összetételű port (3.2.2. fejezet) alkalmaztam (a κ_λ értékek a szenes esetben Colangeli et al. (1995), míg a szilikátos esetben Weingartner & Draine (2001) alapján).

Megállapítottam, hogy a SED-ek egyik esetében sem írhatóak le egyetlen inflexiós pontot tartalmazó görbével, tehát nem illeszthetők egykomponensű analitikus pormodellekkel (vagy feketetest-sugárzást jellemző modellekkel). Szilikátos összetételt feltételezve több inflexiós pontú görbék adódnak, ezek azonban nem illesztik jól a teljes SED-eket. Kettő (hideg és meleg) komponens esetén már jó illeszkedést kaptam, így a legjobban illeszkedő modellek paramétereit ezekből határoztam meg. Fontos megjegyezni, hogy további komponensek feltételezésével még jobb illeszkedés érhető el, ez ugyanakkor a mérési adatok "túlillesztésével" járna. A legjobb illeszkedést eredményező kétkomponensű pormodellek a 4.4. és 4.5. ábrákon láthatók, a modellek paramétereit pedig a 4.2. táblázat foglalja össze.

A porszemcsék amorf szenes összetétele esetén a teljes portömeg $\sim$(1,2-1,6) $\cdot$ 10^{-3} $M_{\odot}$ közé esik, míg szilikátos esetben ennek hozzávetőleg háromszorosa. Az illesztés eredményei szerint a hideg komponens hőmérséklete (160-190) K



4.6. ábra. *Az SN 1993J robbanást követő 5510. napon felvett IRS-spekruma és a legjobban illeszkedő kétkomponensű amorf szenes (szaggatott vonal) és szilikátos (folytonos vonal) összetételű analitikus pormodellek (Zsíros et al., 2022). A szilikátos modellek jól követik a spektrumot, amely arra utal, hogy a szupernóva környezetében feltehetően szilikátos por található (részletesen lásd a 4.3.2. fejezetben).*

között, a meleg komponensé pedig ennél tágabb határok, (530-780) K között változott. Továbbá, az egyes SED-ek esetén kapott hőmérsékletek nem mutatnak monoton csökkenést a robbanástól eltelt idő függvényében, tehát ezekből a maradvány tágulására és hűlésére vonatkozó további következtetések egyértelműen nem vonhatóak le. Érdemes megjegyezni, hogy amíg a hideg komponens mindkét összetétel esetén hasonló paraméterekkel írható le, a meleg komponens amorf szenes összetételt feltételezve két nagyságrenddel kisebb portömeget és ∼120 K-nel nagyobb hőmérsékletet eredményezett, mint a szilikátos modellek esetén.

A pormodellek tehát mindkét összetétel esetén jól illesztik a közép-infravörös SED-eket, így mindössze a fotometriai mérések alapján nem lehet egyértelműen meghatározni a szupernóva környezetében lévő porszemcsék összetételét. Az IRS-spektrum ezzel szemben lefedi az ebből a szempontból fontos tartományt (∼5-14 μm), és tartalmazza a szilícium jellegzetes ∼10 μm-en található csúcsát. Annak ellenére, hogy a spektrum jel/zaj viszonya nem jó, az megállapítható, hogy a szilikát-

tos összetételű modell jól illeszkedik rá (4.6. ábra). Ebből pedig arra következtettem, hogy az SN 1993J környezetében feltehetően szilikátos por van jelen, így az analízis további részében szilikátos összetételt alkalmaztam.

Az analitikus pormodellek közvetlenül nem adnak információt a porkomponensek elhelyezkedéséről. Mivel a hőmérsékletük azonban jelentősen különbözik egymástól, feltételezhető, hogy két vékony, különálló porhéjként veszik körbe a szupernóvát. Ezt megerősíti, hogy a szakirodalomban hasonló következtetést vontak le más porképző szupernóvák teljes közép-infravörös SED analízise alapján (lásd pl. Kotak et al., 2009; Fabbri et al., 2011; Szalai et al., 2011; Meikle et al., 2011; Szalai & Vinkó, 2013), valamint az SN 1987A esetén (lásd pl. Matsuura et al., 2019, és hivatkozásai).

Az illesztett modellek önkonzisztenciája ellenőrizhető az optikai mélység meghatározásával (lásd a 3.2.2. fejezetben). A meleg és hideg komponenseket jellemző átlagos portömegekből ($\approx 0{,}12 \cdot 10^{-3}$ $M_\odot$ és $\approx 4{,}41 \cdot 10^{-3}$ $M_\odot$), valamint az átlagos feketetest-sugarakból ($\approx 0{,}41 \cdot 10^{16}$ cm és $\approx 2{,}89 \cdot 10^{16}$ cm, lásd 3.1. fejezet) a 3.17. egyenlet alapján (szilikátos összetétel esetén, azonos szemcseméretet feltételezve a közép-IR tartományon: $\kappa_{\text{átl}} = 1000$ cm^2 g^{-1}) az optikai mélységre $\tau_{\text{héj}} < 1{,}13$ és 0,84 értékeket kaptam. Tehát a porhéj optikailag vékony, azaz a kiinduló közelítés a modellillesztés eredményeivel konzisztens és alkalmazható.

Végül, érdemes megemlíteni, hogy az analitikus modellek alkalmazása a 3.2.2. fejezetben részletesen tárgyalt korlátok között lehetséges. Így az eredményeikből levonható következtetések nem kizárólagosak, azonban ahogyan a következő fejezetekben kifejtem, segítségükkel az egyes feltételezhető porforrások megkülönböztethetőek.

4.4. Konklúziók – lehetséges porforrások az SN 1993J környezetében

A következőkben az SN 1993J környezetében feltételezett porszemcsék lehetséges forrásait veszem sorra: frissen keletkező porszemcsék (a robbanás során ledobott anyagban és a CDS-ben, lásd 4.4.1. fejezet) és a már jelenlévő, a robbanás hatására sugárzásos/ütközéses úton felfűtődő (lásd 4.4.3. és 4.4.2. fejezetek) porszemcsék.

4.4.1. Frissen keletkező porszemcsék

A IIb típusú szupernóvák tipikusan nem tartoznak a jelentős porképződést mutató szupernóvák közé (lásd 2.1.3. fejezet). Ennek ellenére néhány évvel a robbanást követő időszakban mégis képződhet jelentős mennyiségű (0,01–0,1 $M_\odot$) por a IIb típusú szupernóvák ledobott anyagában is (Nozawa et al., 2010). Ezt megerősíti az

SN 1993J-hez hasonló robbanásból származó Cas A galaktikus maradványnál megfigyelt nagy mennyiségű por (lásd pl. Barlow et al., 2010; Arendt et al., 2014; De Looze et al., 2017).

A robbanás során ledobott anyag mérete, illetve a lökéshullám egymáshoz viszonyított helyzete fontos szerepet játszik a frissen keletkező porszemcsék beazonosításában (részletesen lásd 3.1. fejezet). A frissen keletkező szemcsék lehetőségének a vizsgálatához érdemes először meghatározni a maradvány azon részeinek a méretét, ahol ilyen szemcsék előfordulhatnak. Fontos azonban kiemelni, hogy bármilyen módszerrel is dolgozunk, ezek a méretek nem lehetnek kisebbek, mint a szupernóva minimális mérete (részletesen lásd 3.1. fejezet). Ugyan a maradvány több évtizeddel a robbanás után már optikailag vékony, a feketetest-sugárzást feltételező modellekből meghatároztam a maradvány legbelsőbb port tartalmazó területeinek a minimális méreteit. Az SN 1993J a késői *Spitzer* SED-ekre legjobban illeszkedő kétkomponensű feketetest-sugárzást leíró modelljei a meleg komponensre (0,05–0,10) $\cdot$ 10^{16} cm, míg a hidegre (2,84–2,99) $\cdot$ 10^{16} cm sugarakat eredményeztek.

Emellett a szupernóva-robbanáskor ledobott anyag méretét becsültem a tágulási sebességéből (lásd 3.1. fejezet). Björnsson (2015) az SN 1993J tágulási sebességét a következő formulával határozta meg:

$$v_{ej} = 1,6 \ \cdot \ 10^4 \ (t/300 \text{ nap})^{-0,2} \text{ km s}^{-1}, \tag{4.1}$$

ahol t a robbanás óta eltelt idő. Ez alapján a szupernóva ledobott anyaga 4606 nappal a robbanás után (eddig állnak rendelkezésre VLBI mérések, lásd lentebb) $\sim$3,7 $\cdot$ 10^{17} cm-es sugáron belül helyezkedik el. Fransson et al. (2005) egy $\sim$1000 napos optikai spektrum alapján a ledobott anyag belső sugarához $\sim$7000 km s^{-1}, míg a külső sugarához $\sim$10 000 km s^{-1} tágulási sebességet állapított meg. Ezekkel a sebességekkel a 3.2. egyenlet alapján a fenti időpontban a belső sugár értéke 2,8 $\cdot$ 10^{17} cm, míg a külső sugár 4,0 $\cdot$ 10^{17} cm. Fontos azonban megjegyezni, hogy a ledobott anyag tágulásának az üteme a $\sim$3100 naptól kezdve csökkent (Weiler et al., 2007; Martí-Vidal et al., 2011a), így a tényleges mérete feltehetően a fent számolt értékeknél valamivel kisebb.

Frissen keletkező porszemcsék ugyanakkor nem csupán a robbanáskor ledobott anyag belső, a lökéshullám által még nem elért részében találhatóak, hanem a távolabb lévő CDS-ben is. A CDS elhelyezkedése pedig rádiómérésekből közvetlenül becsülhető (lásd 3.1. fejezet). Továbbá, az SN 1993J esetén megállapították azt is, hogy a rádiósugárzás feltehetően a lökéshullámok közötti kontakt diszkontinuitásban lévő kiterjedt Rayleight-Taylor instabilitásoktól származik (Björnsson, 2015). Az SN 1993J azon különleges objektumok közé tartozik, amelyek esetén rendelkezésre állnak a szupernóváról VLBI (”Very-Long-Baseline-Interferometry”) rádiómérések a robbanást követő 60. naptól egészen a 4606. napig (Martí-Vidal et al., 2011a). Felté-

módszer	jellemző méret (10^{16} cm)	forrás
R_{BB}	2,84–2,99 és 0,05–0,10	Zsíros et al. (2022)
$R_{v_{ej}}$	37	Björnsson (2015)
$R_{v_{ej}}$	28–40	Fransson et al. (2005)
$R_{rádió}$	35,7–38,0	Martí-Vidal et al. (2011a)
$R_{optikai}$	24–32	Bevan et al. (2017)

4.3. táblázat. *Az SN 1993J különböző adatokból számolt jellemző méretei gömbszimmetriát feltételezve. A feketetest-sugárzást feltételező modellek eredményezik a minimális méreteket R_{BB}, esetükben a meleg és a hideg komponensre kapott értékek szerepelnek a táblázatban. A ledobott anyag mérete a tágulási sebességéből ($R_{v_{ej}}$) és optikai vonalprofil modellekből ($R_{optikai}$) is becsülhető. A ledobott anyagot egy egyenletesen táguló gömbhéjként feltételezve, a táblázat a belső és külső sugarakat tartalmazza. A rádiómérésekből ($R_{rádió}$) a CDS mérete becsülhető. Megjegyzendő, hogy a minimális méretek a késői Spitzer SED-ek időpontjaira, a többi méret becslése pedig a robbanást követő 4606. napra vonatkozik. További részleteket lásd a szövegben.*

ve, hogy rádiósugárzást kibocsátó régió gömbszimmetrikus és mind a belső, mind a külső sugarának időfejlődése: $R \propto t^m$, ahol t a robbanás óta eltelt idő, $m \approx$ 0,8-0,9 (értéke a robbanást követő $\sim$ 3100 napban) pedig a csökkenést jellemző paraméter (Marcaide et al., 2009; Martí-Vidal et al., 2011b; Björnsson, 2015; Kundu et al., 2019). A rádiómérések alapján az SN 1993J méretére a robbanást követő 4606. napon (3,57–3,80) $\cdot 10^{17}$ cm-t kaptam.

A rádiómérésekből becsült méretek konzisztensek a tágulási sebességekből meghatározott értékekkel. A porszemcséket tartalmazó régiók minimális sugarai (a közép-infravörös SED-ek feketetest sugarai) azonban jelentősen kisebbek, mint a rádió/optikai tartományban készült mérések alapján becsült értékek (4.3. táblázat).

Az SN 1993J esetén lehetőségem volt a SED-modellezésem eredményeit egy független módszer, az optikai vonalprofilok analízise eredményeivel (Bevan et al., 2017) közvetlenül összehasonlítani. A magösszeomlásos SN-ek optikai spektrumának emissziós vonalaiban megfigyelhető aszimmetriák a robbanáskor ledobott anyag belső területein elhelyezkedő, azaz frissen keletkező porszemcsék jelenlétével magyarázhatók (lásd 3.3. fejezet). Bevan et al. (2017) a DAMOCLES-kód segítségével modellezték a szupernóva 2009-es (az utolsó közép-infravörös SED időpontjához közel készült) optikai spektrumában megfigyelt [O III] 5007, 4959 Å és [O II] 7319, 7330 Å vonalak kék-vörös aszimmetriáját. Az analízis során mind egyenletes,

mind csomós sűrűségeloszlás esetén vizsgáltak különböző (amorf szenes és szilikátos) összetételű és szemcseméretű port tartalmazó modelleket. Az egyenletes sűrűségprofilú modellek esetén ($5 \cdot 10^{-3}$–0,12) $M_\odot$ portömeget, míg a csomós eloszlásnál $\sim$1,5-ször nagyobb portömegeket mutattak ki. Az optikai vonalprofilok modellezéséből megállapították, hogy az SN 1993J környezetében feltehetően szilikátos összetételű (0,08–0,15) $M_\odot$ tömegű por helyezkedik el. Továbbá, a Bevan et al. (2017) által meghatározott belső ($2{,}4 \cdot 10^{17}$ cm) és külső ($3{,}2 \cdot 10^{17}$ cm) sugarak konzisztensek a robbanás során ledobott anyag rádió és optikai mérésekből számolt méreteivel (4.3. táblázat).

Ezek a portömegek ugyan nagyobbak, mint a *Spitzer*-adatok SED-modellezésével kapott eredményeim (4.2. táblázat), azonban több tényezőt figyelembe véve az értékek jó összhangba hozhatók (részletesen lásd a 3.2.2. fejezetben). Fontos kiemelni, hogy csomós sűrűségprofilt alkalmazva a kapott portömegek szignifikánsan, akár egy nagyságrenddel is nagyobbak lehetnek. Emellett a kapott eredményeket jelentősen befolyásolja a *Spitzer*-űrtávcső detektorainak érzékenysége. Ugyanis ellentétben az optikai vonalprofilok analízisével, a *Spitzer*-adatokból a nagyon hideg ($T \lesssim 50$ K) por jelenléte nem mutatható ki. Ilyen hideg por azonban nagy mennyiségben ($\sim$0,1–1 $M_\odot$) lehet jelen az akár több évtizeddel korábban felrobbant magösszeomlásos szupernóvák körül is (lásd pl. az SNe 2004et (Shahbandeh et al., 2023), az SN 1987A (Matsuura et al., 2019, és hivatkozásai) vagy a Cas A (fentiekben tárgyalt) esetén.

Érdemes a porképződés szempontjából is megvizsgálni az SN 1993J teljes közép-infravörös fénygörbéjét. A szupernóva késői *Spitzer*-adatainak és a korai L szűrős megfigyeléseinek fluxusai között csupán egy kis eltérés tapasztalható. Azaz a két adatsor közötti időszak feltehetően egy kvázi-folytonos platós szakasszal vagy egy/több esemény hatására a közép-infravörös fluxusok megemelkedésével magyarázható (lásd 4.3.1. fejezet). Matthews et al. (2002) a korai közeli-infravörös fénygörbét egy $\sim$850 K hőmérsékletű és $\sim 10^{-5}$ $M_\odot$ tömegű por termális sugárzásával írta le, amely konzisztens a késői közép-infravörös SED-ek analíziséből kimutatott meleg komponens paramétereivel.

Feltételezve azonban, hogy a korai (L szűrős) és késői (*Spitzer*) adatsorokból is frissen keletkező porszemcsék mutathatók ki, több kérdés merül fel. A robbanáskor ledobott anyag mérete becsülhető a korábban alkalmazott 4.1. egyenlet segítségével, amely a robbanást követő $\sim$250. napon $\sim 3{,}58 \cdot 10^{16}$ cm-t eredményez. Ez az érték pedig közelítőleg megegyezik a késői *Spitzer*-adatokból kapott feketetest sugarakkal (4.3. táblázat). Ez egyrészt magyarázható azzal a feltevéssel, hogy ugyanazt a meleg porkomponenst figyeljük meg mindkét időpontban. Ebben az esetben viszont a porszemcséket egy kifejezetten alacsony hatásfokú mechanizmusnak kellene hűtenie. Figyelembe véve azonban, hogy a IIb típusú szupernóvák ledobott anyagában kis va-

lószínűséggel találhatók nagy méretű porszemcsék, nem valószínű, hogy a fenti eset figyelhető meg az SN 1993J esetén.

Másrészt, a ledobott anyagban folyamatosan képződő porszemcsék termális sugárzása is biztosíthatja az állandó hőmérséklet fenntartásához szükséges energiát. Ezt megerősíti, hogy az SN 1987A esetén a portömeg időbeli változása alapján arra következtettek, hogy a por nagy része a robbanástól számítva későn képződhetett (a portömeg $\sim$ 90 százaléka feltehetően $\sim$3000-14000 nappal a robbanás utáni időszakban képződött, Wesson et al., 2015). Tehát abban az esetben, ha a $\sim$250 nappal a robbanást követően képződött szemcsék a $\sim$3800. napig lehűlnek vagy széttöredeznek, van lehetőség arra, hogy a későbbiekben frissen képződött porszemcsék kerüljenek a helyükre.

Mindezek megerősítik, hogy az SN 1993J környezetében kimutatott porszemcsék részben vagy teljes egészében frissen keletkeztek a robbanás során ledobott anyagban, amely konzisztens a korábbi megfigyelésekkel és az elméleti modellekkel. A fentiek alapján a két infravörös komponens leírható két különálló porhéjként, ahol mindkét porkomponens teljes egészében a szupernóva potenciálisan porformáló régióiban helyezkedhet el: a meleg komponens a robbanáskor ledobott anyag belső, a lökéshullám által még nem elért részében; míg a hideg komponens a lökéshullám által már elért rész mögött, a CDS-ben – hasonlóan más magösszeomlásos szupernóvánál látott elrendezésekhez (lásd 3. fejezet).

4.4.2. Ütközés útján felfűtött porszemcsék

Az előző fejezet alapján tehát az SN 1993J esetén a *Spitzer*-adatokból kimutatott többlet infravörös sugárzás magyarázható részben vagy teljes egészében a ledobott anyagban lokális porképződés eredményeként keletkező porszemcsék jelenlétével. Emellett azonban a szupernóva körül zajló CSM-kölcsönhatásnak számos különböző jelét megfigyelték (lásd 4.1. fejezet), amely a robbanás előtt jelenlévő porszemcsékre utal. A következőekben tehát azt vizsgáltuk meg, hogy a már jelenlévő porszemcsék felfűtődhettek-e a szupernóva-robbanás során ledobott anyag és a CSM kölcsönhatása során.

Feltéve, hogy a lökéshullám által elért gáz fűti a porhéjat, becsülhető a portömeg nagysága (lásd 3.1. fejezet). A 3.7. egyenletet alkalmazó korábbi tanulmányok alapján v_s = 5000 km s^{-1} és 15 000 km s^{-1} alsó és felső határok jó közelítéssel alkalmazhatóak az SN 1993J esetén is. A jellemző szemcseméret mellett (0,005 μm és 0,1 μm alsó és felső határokkal), a robbanást követő 15 évvel később (a SED-modellezések legkésőbbi időpontja) a 3.7. egyenlet alapján azt kaptuk, hogy (10^{-4}–0,06) $M_\odot$ tömegű por fűthető fel a ledobott anyag és a CSM ütközéséből származó nagy energiájú fotonok hatására. A kutatócsoportunk által számolt tömegtartomány felső határa jelentősen nagyobb a SED-modellekből kapott értékeknél, azonban érdemes kiemelni,

hogy ezek az eredmények magukba foglalják a már korábban jelenlévő és az ütközés hatására felfűtődő porszemcsék hatását.

Ezek mellett az SN 1993J késői közép-infravörös fénygörbéje lehetőséget ad a porszemcsék ütközéses felfűtődésének fénygörbemodellekkel való vizsgálatára. A szupernóva-robbanáskor ledobott anyag és a CSM kölcsönhatásának leírására a szakirodalomban széles körben elfogadott standard csillagközi kölcsönhatás modellt használtam (lásd a 2.1.2. fejezet). Ennek sűrű héjakra és nem egyenletes tömegvesztésre vett általánosításában a táguló és kölcsönható maradvány luminozitása leírható a szupernóva és a CSM paramétereivel a 2.4. egyenlet alapján. Tinyanont et al. (2019) megállapította, hogy az SN 2014C esetén a közép-infravörös komponens dominálja a késői SED-eket és fizikailag releváns a fenti modellel az integrált közép-infravörös fénygörbét illeszteni. Az SN 1993J esetén is hasonlóan a közép-infravörös fluxusok határozzák meg a késői adatokat, így a modell segítségével a fentiektől független módon tudtam becsülni a porszemcsék paramétereit. A következőekben alapvetően a Tinyanont et al. (2019) által alkalmazott lépéseket követtem.

A *Spitzer*-fluxusok alapján előállított késői integrált közép-infravörös fénygörbét a 2.4. egyenlettel illesztettem. Az egyenletben szereplő robbanási paraméterek azonban nem függetlenek egymástól. A közöttük lévő degenerációk feloldásához, elsőként a ledobott anyag jellemzőit rögzítettem (lásd a ledobott anyag tömege $M_{\rm ej}$ = 2,16 $M_\odot$ és mozgási energiája $E_{\rm ej}$ = 4,5 $\cdot$ 10^{51} erg) a korai bolometrikus fénygörbemodellekből meghatározott értékeken (Nagy & Vinkó, 2016) és kizárólag a CSM paramétereit illesztettem. A robbanás során ledobott anyag tömege feltehetően nem változott jelentősen a korai fénygörbe alapján meghatározott értékhez képest, azonban a táguló anyag kinetikus energiájának jelentősen csökkennie kellett ezalatt. A megváltozott kinetikus energiát a ledobott anyag átlagos tágulási sebességéből számolható ki, amely $v_{\rm ej}$ = 9260 km s^{-1} (4.1. egyenlet alapján meghatározott) sebesség esetén $E_{\rm ej}$ = 1,84 $\cdot$ 10^{50} erg energiát eredményez.

A táguló héj nagysága ($r_{\rm héj}$) általában numerikus módszerekkel állapítható meg, azonban az interferometriás (VLBI) és további többcsatornás rádiómérések (az SN 1993J esetén $\sim$4600 nappal a robbanás utánig elérhető, lásd a 4.1. fejezet) lehetőséget biztosítanak annak közvetlen meghatározására. A megfigyelések szerint a rádiósugárzást kibocsátó régió gömbszimmetrikusnak tekinthető és mind a belső, mind a külső sugara ugyanúgy változik az idő függvényében. Az általános megoldás feltevése szerint (Moriya et al., 2013) a CSM és a robbanáskor ledobott anyag által formált sűrű héj vastagsága elhanyagolhatóan kicsi a sugarához képest. Azaz a táguló héj mérete becsülhető a rádiómérésekből számolt méretekkel.

Az illesztések során hat különböző paraméterkonfigurációval dolgoztam, amelyekhez az (a ledobott anyag és a CSM sűrűségprofilját meghatározó kitevők, részletesen lásd a 2.1.2. fejezetben) jellemző értékeit választottam. Az $s = 2$ felel meg

annak az esetnek, amikor a szupernóva szülőcsillagát egyenletes tömegvesztés jellemezi (az SN 1993J esetén ezt erősíti meg pl. Björnsson, 2015), míg az $s \approx 1,66$ a rádió- (Marcaide et al., 1997, 2009) és röntgenmérések (Fransson et al., 1996) eredményeiből következik.

Továbbá, az illesztés eredményeiből becsültem a szülőcsillag tömegvesztési rátáját. Egyenletes tömegvesztést feltételezve és a szülőcsillag csillagszelének sebességét v = 10 km s^{-1}-nek (Fransson et al., 1996) véve, a 2.5. egyenletből számított tömegvesztési ráta konzisztens a korábbi eredményekkel. Valamint, jó egyezést mutat a röntgen- és rádiómérések analíziséből megállapított $\dot{M} \approx 10^{-5} - 10^{-4}\ M_{\odot}$ év^{-1} rátával (lásd pl. Fransson et al., 1996, 2005; Immler et al., 2001; Chandra et al., 2009).

Fontos megemlíteni, hogy a rádió- és röntgenmérésekben (lásd pl. Weiler et al., 2007; Chandra et al., 2009) is megfigyelhető volt egy szakadás ∼3100 nappal a robbanást követően. Ez jelezheti azt is, hogy a visszafelé haladó lökéshullám a ledobott anyag egy közel lapos sűrűségprofillal leírható részéhez érkezett, amely pedig egy visszaesését eredményez a CSM-kölcsönhatás intenzitásában, valamint megkérdőjelezi a fenti megoldás alkalmazhatóságát a robbanást követően ennyi idő elteltével (lásd pl. Björnsson, 2015).

Mindezek figyelembevételével, nem valószínű, hogy a korábban jelenlévő porszemcsék ütközés révén történő felfűtődése működőképes megoldás az SN 1993J környezetében megfigyelt késői közép-infravörös többletsugárzás magyarázatára; ugyanakkor nem is zárható ki teljesen a lehetséges források közül. A késői optikai spektrumokban megfigyelt tartós CSM-kölcsönhatás azonban arra utal, hogy a szemcsék sugárzás útján történő felfűtődése jelentős tényező lehet.

4.4.3. Sugárzás útján felfűtött porszemcsék

Az SN 1993J-nek mind a késői optikai spektruma (∼2450–8350 nap, Matheson et al., 2000; Smith et al., 2017), mind a közép-infravörös fénygörbéje (∼250 és ∼3500 nap közötti, feltehetően platószerű szakasz, lásd a 4.3. ábra) potenciálisan egy a porszemcséket folyamatosan fűtő forrásra utal. Ez feltehetően magyarázható távoli, korábban már jelenlévő porszemcsék sugárzásával. A lehetőség vizsgálatára a szakirodalomban széles körben elterjedt infravörös visszfény-modellt alkalmaztam (részletes leírását lásd a 3.1. fejezetben).

A modellben egy centrális pontforrás fűti fel a gömbszimmetrikus porhéjat és az erről érkező emissziót detektálja a megfigyelő. A következőekben a fűtő forrás természete és a már korábban jelenlévő por geometriája alapján vizsgálom az egyes lehetőségeket az SN 1993J környezetében. Ehhez elsőként a szupernóva vaporizációs sugarát becsültem a 3.4. egyenlet segítségével. Szilikátos összetételű port feltételezve (mind a legjobban illeszkedő modellek, mind pedig a spektrum alapján,

lásd 4.3.2. fejezet) a vaporizációs hőmérsékletet T_V = 1500 K-nek (Nozawa et al., 2003), a luminozitást pedig $L_{SN} = 10^{42,5}$ erg/s-nak (Richmond et al., 1994; Shigeyama et al., 1994) véve, valamint feketetest-sugárzást feltételezve a vaporizációs sugár $1{,}48 \cdot 10^{16}$ cm-nek adódik.

Az SN 1993J hiányos adatsorából adódóan nehéz az egyes infravörös visszfény opciók között különbséget tenni, azonban bizonyos paraméterek segítségével vizsgálható a maradvány fűtésében betöltött szerepük. Abban az esetben, ha a por gömbszimmetrikusan oszlik el a szülőcsillag környezetében, akkor a pormentes üreg méretéből a fénygörbe platójának időskálája becsülhető (a 3.3. egyenlet alapján). A számolt vaporizációs sugár azonban túl kicsi ahhoz, hogy évtizedeken át tartó infravörös visszfényt eredményezzenek. A vaporizációs hőmérséklet ($\sim$1500 K, Nozawa et al., 2003) pedig túl magas a megfigyelések alapján – a legjobban illeszkedő kétkomponensű modellekből – kapott porhőmérsékletekhez képest (lásd 4.2. táblázat). Ezek alapján tehát, a várakozásoknak megfelelően, nem valószínű, hogy az SN 1993J robbanását követően évtizedekkel később a szupernóva csúcsluminozitása domináns forrása lenne a korábban is jelenlévő porszemcsék fűtésének.

Elméleti megfontolások alapján az is várható, hogy több évtizedes maradványok esetén a csúcsluminozitás jellemzően nem szolgál jelentős fűtőmechanizmusként. A CSM-kölcsönható visszfény modell szerint azonban a CSM-kölcsönhatás által létrehozott késő optikai luminozitás melegíti folyamatosan a vaporizációs és a visszfénysugarak között elhelyezkedő porhéjat (3.1. fejezet). Az SN 1993J környezetében kimutatott folyamatban lévő CSM-kölcsönhatás számos jele (lásd 4.1. fejezet) alapján ez egy sokkal valószínűbb lehetőségnek ígérkezik.

Mivel a legegyszerűbb visszfény-modellek leírásához is számos paraméterre van szükség, ezen felül az SN 1993J elérhető infravörös adatsora hiányos, ezért kizárólag a feltételezett porhéj méretére vonatkozóan végeztem becsléseket. A korábban jelenlévő és felfűtött por tömege megadható a 3.5. egyenlettel, amelyből a porhéj külső sugara becsülhető. A becsléshez feltettem, hogy τ_d = 0,01 az UV-optikai tartományon alkalmazott optikai mélység, ρ_{gr} = 3 g cm^3 a szemcsék tömegsűrűsége (szilikátos összetételt feltételezve), Z_d = 0,01 a por-gáz arány (átvéve Fox et al., 2010) és a = 0,1 μm a szemcsék sugara (a porszemcsék általános paraméterei Dwek (1983) alapján). Ezek mellett, ha a héj belső sugara a vaporizációs sugár, akkor a legjobban illeszkedő szilikátos összetételű modellek portömegei alapján $R_{2,1} = 1{,}5 \cdot 10^{16}$ cm és $R_{2,2} = 1{,}16 \cdot 10^{18}$ cm adódott a külső sugárra. Az első megoldás értéke közel megegyezik a vaporizációs sugárral és hozzávetőleg kétszer kisebb, mint a feketetest-sugárzást leíró modellek alapján a hideg komponensre meghatározott átlagos sugár. Tehát, nem valószínű, hogy egy valós külső sugarat ír le. A második megoldás viszont néhányszorosa a robbanáskor ledobott anyag sugarának, valamint a rádiómérésekből becsült méreteknek (lásd 4.3. táblázat), azaz egy sokkal inkább elérhető geometriát

eredményez.

Az utóbbi megoldásból kapható visszfény az 3.3. egyenlet alapján egy $\sim$895 napos platót hozna létre a szupernóva fénygörbéjén, amely egy nagyságrenddel nagyobb, mint a csúcsluminozitás hatására várható. A becslés megerősíti a korábban már jelenlévő és a CSM-kölcsönhatás útján felfűtődő szemcsék szerepét az SN 1993J környezetéből származó infravörös sugárzás forrásai között.

Végül érdemes azt is megjegyezni, hogy a *Hubble*-űrtávcső adatai alapján ("Hubble Space Telescope", továbbiakban *HST*) Sugerman & Crotts (2002) legalább kettő optikai visszfény-struktúrát fedett fel az SN 1993J tágabb környezetében (ezeket továbbá vizsgálta Liu et al., 2003). A szülőcsillag ezen régiójának HI felszíni sűrűsége alapján feltehetően csillagközi anyagból álló visszfények forrásait 81 pc ($2{,}50 \cdot 10^{20}$ cm) és 220 pc ($6{,}79 \cdot 10^{20}$ cm) távolságokban azonosították a központi forrástól. Az IRAC-fotometria során használt apertúrák azonban csupán egy $\sim 1{,}96 \cdot 10^{20}$ cm sugarú területet fednek le, valamint a szupernóva a galaxisának egy jól izolált területén helyezkedik el. Tekintettel a fenti tényezőkre, nem valószínű, hogy a korábban megfigyelt csillagközi visszfények jelentősen hozzájárulnának a késői *Spitzer*-képeken mért fluxusokhoz.

Összefoglalva, az SN 1993J jelű szupernóva környezetében a késői *Spitzer*-képeken megfigyelt késői közép-infravörös többletsugárzás magyarázható:

- friss porképződéssel a robbanás során ledobott anyagnak a lökéshullám által még nem elért részében és a CDS-ben (hasonlóan a Cassiopeia A maradvány és több porképződést mutató magösszeomlásos SN esetén megfigyeltekhez);
- vagy a már korábban jelenlévő porszemcséknek folyamatos CSM-kölcsönhatás útján történő (alapvetően sugárzásos) felfűtődésével.

Figyelembe véve az SN 1993J hiányos adatsorát, valamint az analízis bizonytalanságait, nem lehetséges minden kétséget kizáróan meghatározni a porszemcsék paramétereit, különös tekintettel a forrásaikra. Fontos ugyanakkor kiemelni, hogy az analízis lényeges konklúziókat biztosít a szupernóva várható, JWST-adatokra épülő elemzéséhez is.

5. fejezet

Porképződés vizsgálata az SN 1980K környezetében

Doktori tanulmányaim során a másik kiemelt objektum az SN 1980K jelű, II-L típusú szupernóva volt. Az SN 1980K-val kapcsolatos eredmények a vezető szerzőségemmel készült Zsíros et al. (2024) cikkben kerültek publikálásra. Az alábbiakban ezen publikáció mentén mutatom be az SN 1980K-ra vonatkozó analízisünket, kiemelve és részletezve az általam elvégzett elemeket, valamint az új eredményeket.

Az SN 1980K-t a *JWST*-űrtávcső a kutatócsoportunk GO 2666 programja keretén belül detektálta. A szupernóva szerencsés elhelyezkedéséből és az űrtávcső egyedülálló érzékenységéből adódóan megfigyelhető volt az SN 2004et-ről készített képeken. A program részletes leírását lásd a 2.2.2. fejezetben.

5.1. Az SN 1980K

Az SN 1980K-t a közeli (D $\approx$ 7,12 Mpc) NGC 6946, ún. "Tűzijáték" galaxisban fedezték fel 1980. október 28-án (Wild & Barbon, 1980), és azóta is különféle több hullámhosszú megfigyelések célpontja. A robbanást követő korai fotometriai és spektroszkópiai mérések alapján a II-L típus szupernóvák prototípusaként lett besorolva (Barbon et al., 1982; Buta, 1982). (A II-L típusú szupernóvák általános jellemzőit, valamint a porképződésben betöltött szerepüket lásd a 2.1.3. fejezetben.) A szupernóva szülőcsillagáról nincs közvetlen megfigyelési adat, azonban a lokális csillagpopuláció alapján Koplitz et al. (2021) és Williams et al. (2018) 7-15 $M_{\odot}$ közé tette a szülőcsillag tömegét. Emellett Thompson (1982) egy robbanás előtti kép alapján 18 $M_{\odot}$-et határozott meg a szülőcsillag tömegének felső korlátjára.

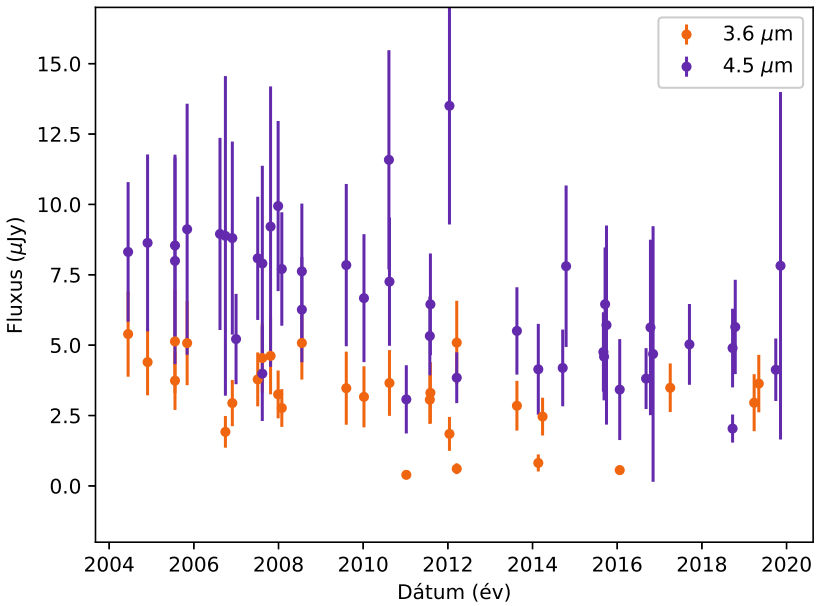
Körülbelül 2 hónappal a szupernóva felfedezése után egy kékeltolódott abszorpciós komponenssel leírható, vékony Hα vonalprofil jelent meg a spektrumában (Barbieri et al., 1982), amely a körülötte lejátszódó CSM-kölcsönhatásra utalt (hasonlóan

az SN 1979C jelű, ugyancsak II-L típusú szupernóvánál megfigyeltekhez). A robbanást követő egy éven belül a közeli-infravörösben megfigyelt fluxustöbblet alapján pedig a ledobott anyagban elhelyezkedő porszemcsék jelenlétére következtettek (Dwek, 1983).

A következő évtizedben az SN 1980K Hα-fluxusa csupán egy kis ($\sim$25%) csökkenést mutatott (Uomoto & Kirshner, 1986; Leibundgut et al., 1991; Fesen et al., 1995, 1999). A lassú változást továbbá megerősítette a $\sim$34 évvel a felfedezés után rögzített Gemini Multi-Object Spectrograph (GMOS) spektrum is (Long et al., 2019). Emellett a felfedezést követően $\sim$15 és $\sim$30 évvel a szupernóva spektrumában széles [O I] (5.9. ábra) és [O II] vonalakat mutattak ki, amely a ledobott anyagban jelenlévő porszemcsékre utalt (Milisavljevic et al., 2012). A késői ($\sim$30 éves) spektrum vonalprofil-aszimmetriái alapján (Bevan et al., 2017) jelentős mennyiségű port mutatott ki a ledobott anyagban, amelyet a szupernóva 2016-2018 között készült optikai spektruma is megerősített (Niculescu-Duvaz et al., 2022). Megjegyzendő, hogy a spektrális jellemzők lassú változása és a késői infravörös emisszió is magyarázható a szupernóva körüli termális és szórt visszfények jelenlétével (Dwek, 1983; Sugerman et al., 2012).

Emellett egy hónappal az optikai maximum után röntgen- és rádiósugárzást figyeltek meg a szupernóva környezetében, amely megerősíti a környezetében lévő CSM-kölcsönhatást (Canizares et al., 1982; Weiler et al., 1986). A következő években az SN 1980K detektálható maradt a rádiótartományban, fluxusai azonban hirtelen csökkentek (Weiler et al., 1992; Montes et al., 1998; Eck et al., 2002), ami a CSM sűrűségében bekövetkező jelentős változásra utal és feltehetően a szupernóva lökéshullámnak a CSM egy másik régiójába való belépésével magyarázható (Montes et al., 1998). A röntgentartományban már kevesebb mérési adat áll rendelkezésre a szupernóváról. Érdemes azonban kiemelni, hogy a robbanás után még $\sim$12 és $\sim$24 évvel is detektálható volt a *ROSAT* (Schlegel, 1994) és a *Chandra* (Fridriksson et al., 2008; Soria & Perna, 2008) űrteleszkópokkal.

A korábbi megfigyelések alapján tehát az SN 1980K ígéretes jelölt a magösszeomlásos szupernóvák környezetében lejátszódó porképződés vizsgálatára. A jó elhelyezkedéséből és ideális fejlődési szakaszából adódóan, pedig megfelelő a néhány éves és a jóval idősebb, ismert szupernóva-maradványok közötti átmeneti szakasz tanulmányozására (hasonlóan az SN 1993J-hez, lásd 4. fejezet).



5.1. ábra. *Az SN 1980K késői fénygörbéje a Spitzer/IRAC detektorának 3,6 μm és 4,5 μm csatornájának adatai alapján. A szupernóva fluxusaiban nem figyelhető meg jelentős fejlődés a Spitzer képek által lefedett ∼15 éves időszakban (Zsíros et al., 2024).*

5.2. A porszemcsék termális sugárzása

5.2.1. *Spitzer*/IRAC és MIPS adatok

A *Spitzer*-űrtávcső számos alkalommal – főként a meleg üzemmód alatt, a SPIRITS program részeként (Tinyanont et al., 2016) – készített képet az SN 1980K gazdagalaxisáról. A 2005 és 2008 között készített IRAC és MIPS adatok részletes analízisét korábban elvégezték (Sugerman et al., 2012), azonban a szupernóva teljes *Spitzer*-adatsora továbbra is hiányzott a szakirodalomból. Ebből adódóan elvégeztem az SN 1980K teljes (2004 és 2019 közötti időszakot lefedő, beleértve a már korábban publikált adatokat is) publikusan elérhető IRAC és MIPS adatsorának az analízisét. A *Spitzer*-képek az SHA adatbázisból származnak, az adatok feldolgozását a 3.2.1. fejezetben leírt lépéseknek megfelelően végeztem. A legtöbb képen a spektrális és térbeli felbontás korlátai ellenére egy halvány forrás volt megfigyelhető a szupernóva koordinátáin. Mivel a szupernóvának viszonylag zsúfolt galaktikus háttere van a *Spitzer*-képeken, hagyományos apertúra-fotometria helyett a 3.2.1. fejezetben részletezett alternatív fotometriai módszert alkalmaztam. Az IRAC és MIPS képek feldolgozásához 2,4″, valamint 5″ sugarú apertúrákat használtam. A fotometriai feldolgozás eredményei alapján elkészített késői közép-infravörös fénygörbét a 5.1. ábra szemlélteti.

A szupernóvánál nem figyelhető meg jelentős fejlődés a *Spitzer*/IRAC és MIPS ké-

pek által lefedett ∼15 éves időintervallumban (lásd 5.1. ábra). Az átlagos IRAC és MIPS fluxusokat összehasonlítva a MIRI képeken mért fluxusokkal, hasonló értékek adódtak. Fontos azonban megjegyezni, hogy a *Spitzer*-képek fotometriájának sokkal nagyobb a bizonytalansága (lásd 5.1. ábra), továbbá a meghatározott fluxusok az alkalmazott apertúrakonfigurációtól is függnek. Ebből adódóan a *Spitzer* adatokat csupán egy, a késői fluxusokban található esetleges tendencia megállapítására, valamint a rövid hullámhosszakon (IRAC 3,6 és 4,5 μm, amely tartományt a *JWST*/MIRI detektora nem fed le) mérhető késői fluxusok becsléséhez használtam fel, a modellezési folyamatokból minden esetben kihagytam.

5.2.2. *JWST*/MIRI adatok

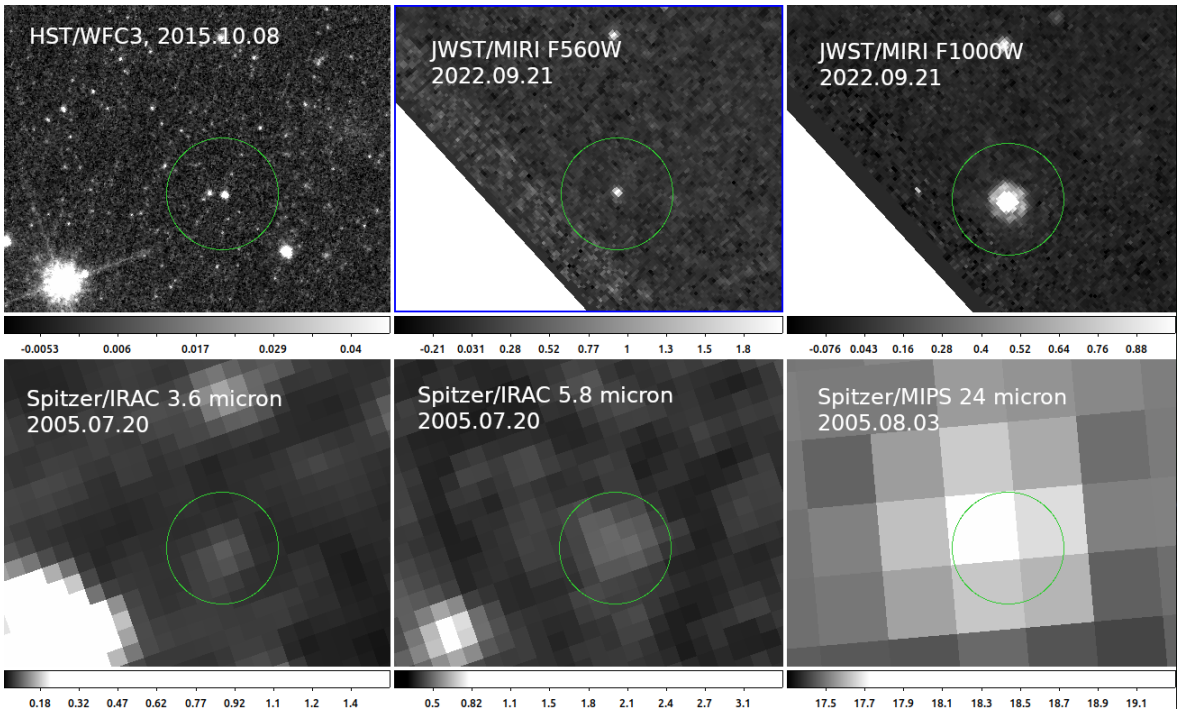
Az SN 1980K ($\alpha(2000) = 20^{\mathrm{h}}35^{\mathrm{m}}30,07^{\mathrm{s}}$, $\delta(2000) = +60°06'23,8''$; van Dyk et al., 1996) a GO 2666 programunk keretein belül, egy szerencsés detektálás következtében 2022. szeptember 20,9-én rákerült az *JWST*-űrteleszkóp MIRI detektorának a képeire (a program leírását lásd a 2.2.2. fejezetben). Az eredetileg az SN 2004et-ről készült megfigyelések a detektor F560W, F1000W, F1130W, F1280W, F1500W, F1800W, F2100W és F2550W szűrőiben készültek. A több, mint négy évtizeddel ezelőtt felrobbant szupernóva *JWST*/MIRI képeinek fotometriai feldolgozását, valamint a közép-infravörös SED meghatározását a kutatócsoportunk más tagjai végezték.

Az SN 1980K mindegyik szűrőben (5,6-25,5 μm) egyértelműen egy fényes pontforrásként volt azonosítható (lásd a 5.2. és a 5.3. ábrákat). A szupernóva 2008-as nagy felbontású, *HST*-vel készült képek (Milisavljevic et al., 2012) segítségével lett beazonosítva. A két űrteleszkóp képeinek egymásra igazítását kutatócsoportunk más tagjai végezték a JWST HST Alignement Tool (JHAT Rest et al., 2023) programmal.

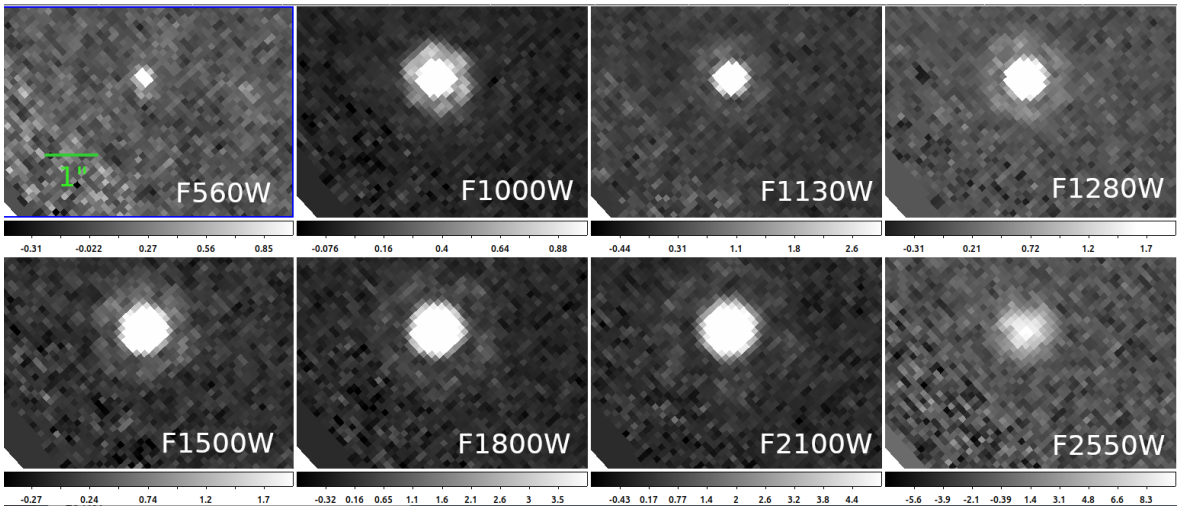
A közép-infravörös fluxusok meghatározásához kutatócsoportunk az SN 2004et és az SN 2017eaw *JWST*/MIRI esetén, az első *JWST*-tanulmányában (Shahbandeh et al., 2023) alkalmazott módszert használta. Elsőként az SN 1980K háttérlevonás utáni képein PSF fotometriát végeztek (”point-spread function”) a `WebbPSF` (Perrin et al., 2014) segítségével. Majd a pontos fluxuskalibrációhoz a látómezőn detektált csillagok alapján lettek meghatározva és minden szűrőben átlagolva a fluxusok. Az SN 1980K *JWST*/MIRI fluxusai a 5.1. táblázatban szerepelnek.

5.2.3. Analitikus pormodellek

Az SN 1980K korábbi megfigyelései (5.1. fejezet) számottevő mennyiségű csillagkörüli porra utalnak. Néhány évtizeddel a robbanás után a ledobott anyag fűtésének elsődleges forrása a radioaktív elemek bomlásából és a környező gázanyaggal való ütközésből származó energia (lásd 2.1.1. fejezet). A közép-infravörös SED-ből számított teljes luminozitás ($L_{IR} \approx 2{,}4 \cdot 10^{38}$ erg s^{-1}, azaz $6{,}3 \cdot 10^4$ $L_\odot$) azonban ennél



5.2. ábra. *AZ SN 1980K jelű szupernóva a JWST/MIRI F560W és F1000W szűrőkben készült képei összehasonlítva a HST/WFC3 (felső sor), valamint a Spitzer/IRAC és MIPS detektorainak (alsó sor) ugyanarról az égterületről készített képeivel (Zsíros et al., 2024). A zöld körök a szupernóvára centrált 2″ sugarú apertúrákat jelölik.*



5.3. ábra. *Az SN 1980K jelű szupernóva az összes JWST/MIRI képen a háttérlevonást követően (Zsíros et al., 2024). A képek 2022. szeptember 20,9-én az SN 2004et mezőjéről készültek.*

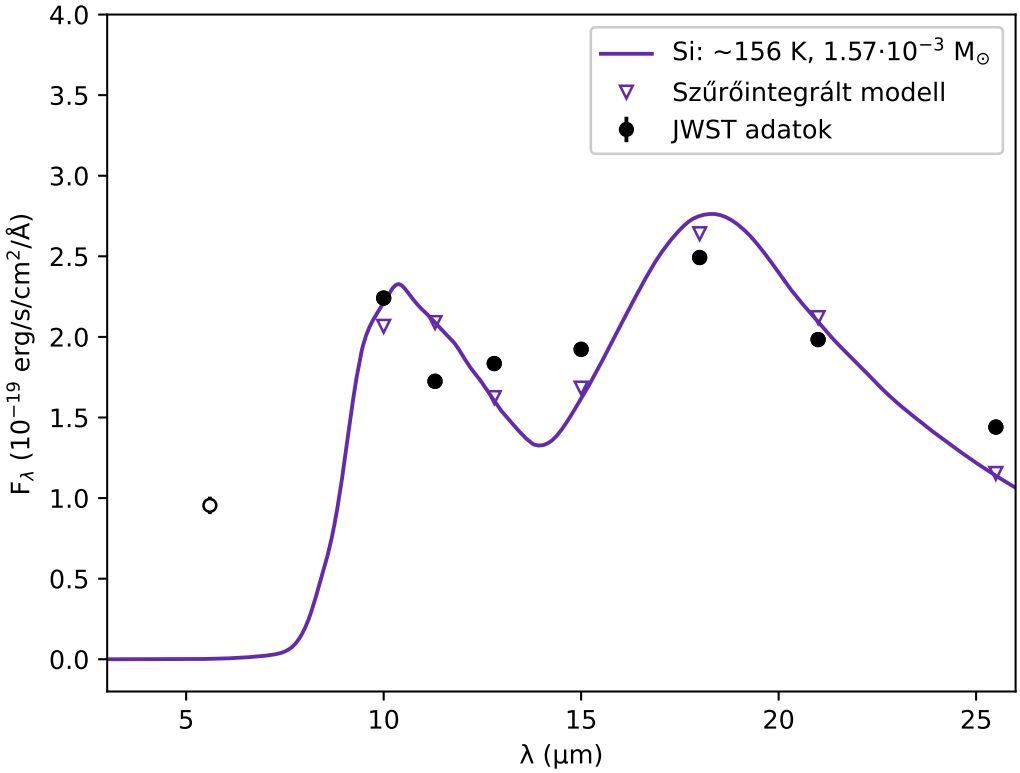
λ (μm)	F_ν (μJy)
5,6	99,800 $\pm$ 0,565
10,0	74,700 $\pm$ 0,169
11,3	73,400 $\pm$ 0,572
12,8	100,198 $\pm$ 0,570
15,0	144,222 $\pm$ 0,761
18,0	269,199 $\pm$ 1,570
21,0	291,572 $\pm$ 2,080
25,5	312,250 $\pm$ 6,460

5.1. táblázat. *Az SN 1980K JWST/MIRI közép-infravörös fluxusai (Zsíros et al., 2024). A mérések 2022. szeptember 20,9 időpontban ($\sim$ 42 évvel a szupernóva robbanása után) készültek.*

az értéknél egy nagyságrenddel nagyobb. Tehát az SN 1980K esetén megfigyelt fluxusok magyarázatához szükség van további fűtési mechanizmusok jelenlétére vagy pedig annak a feltételezésére, hogy a CSM-ben elhelyezkedő porszemcséket figyeljük meg, amelyek sugárzás/ütközés útján melegszenek fel. Ezek alapján feltételezhető, hogy a *JWST*/MIRI detektor által megfigyelt késői közép-infravörös fluxusok az SN 1980K környezetében jelenlévő porszemcséktől származnak. A következőekben a porszemcsék analitikus modellezését mutatom be.

A *JWST*-adatok modellezése során a kutatócsoportunk SN 2004et és SN 2017eaw esetén végzett munkáját vettem alapul (Shahbandeh et al., 2023), és a porszemcsék termális sugárzásának leírására a széles körben elterjedt (és az SN 1993J esetében is alkalmazott) modellt használtam (Hildebrand, 1983). A modell szerint a porszemcsék egy optikailag vékony porhéjban helyezkednek el, amely egy átlagos egyensúlyi hőmérséklettel jellemezhető (részletesen lásd a 3.2.2. fejezetben). A megfigyelt fluxust pedig a 3.12. egyenlet adja meg. Fontos megjegyezni, hogy az SN 1980K esetén is kizárólag optikailag vékony közelítéssel dolgoztam. Ezt egyrészt az indokolja, hogy a szupernóva adatsora több évtizeddel a robbanás után készült, amikor egyértelműen várható, hogy a maradvány már optikailag vékony. Másrészt pedig, a szilikátos szemcsék ~ 10 μm-en megfigyelhető hatása az optikailag vastag esetben visszaszorul.

A modellezési folyamat során az egyes *JWST*/MIRI-szűrőkben integrált fluxusokat használtam, amelyeket a 3.12. egyenlet és a MIRI szűrők áteresztési függvényeinek konvolúciójából határoztam meg. Az analízis során felhasználtam 2004 és 2019 között készült *Spitzer*-adatsorokat is, amelyek összességében jó egyezést mutatnak a

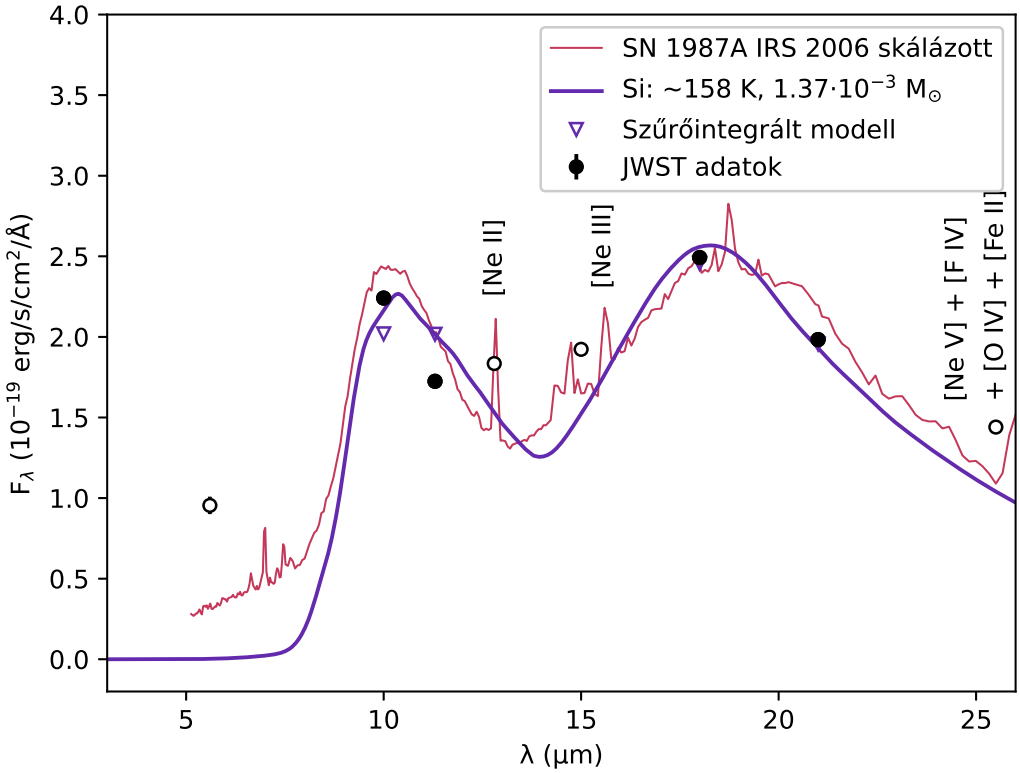


5.4. ábra. *Az SN 1980K közép-infravörös JWST/MIRI SED-jére legjobban illeszkedő egykomponensű szilikátos pormodelljei az 5,6 μm-es adatpont kihagyásával (Zsíros et al., 2024). Az analitikus modellekből kapott teljes fluxus folytonos vonallal, a JWST-adatsor pontokkal (üres körökkel a modellillesztésből kihagyott adatpontok), a szűrőintegrált modell fluxusok háromszögekkel vannak jelölve az ábrán.*

JWST-mérésekkel összevetve. Ennek ellenére a *Spitzer*-adatok nagy bizonytalanságából kifolyólag (5.1. ábra) a modellillesztések során nem használtam fel őket.

Az SN 1980K esetében nem állt rendelkezésre a *JWST*-adatokkal közel egyidőben készített késői közép-infravörös spektrum. Ebből adódóan a feltételezett porszemcsék összetételére közvetlenül nem, csak a modellezési folyamatból tudtam következtetni (ellentétben az SN 1993J-vel). A szupernóva esetén is teljes egészében a magösszeomlásos SN-eknél jellemző porösszetétellel dolgoztam (amorf szenes és szilikátos szemcsék, lásd 3.2.2. fejezet). Az abszorpciós és emissziós konstansok a szilikátos összetételre Draine & Li (2007), míg az amorf szenesre Zubko et al. (2004) tanulmányából származnak.

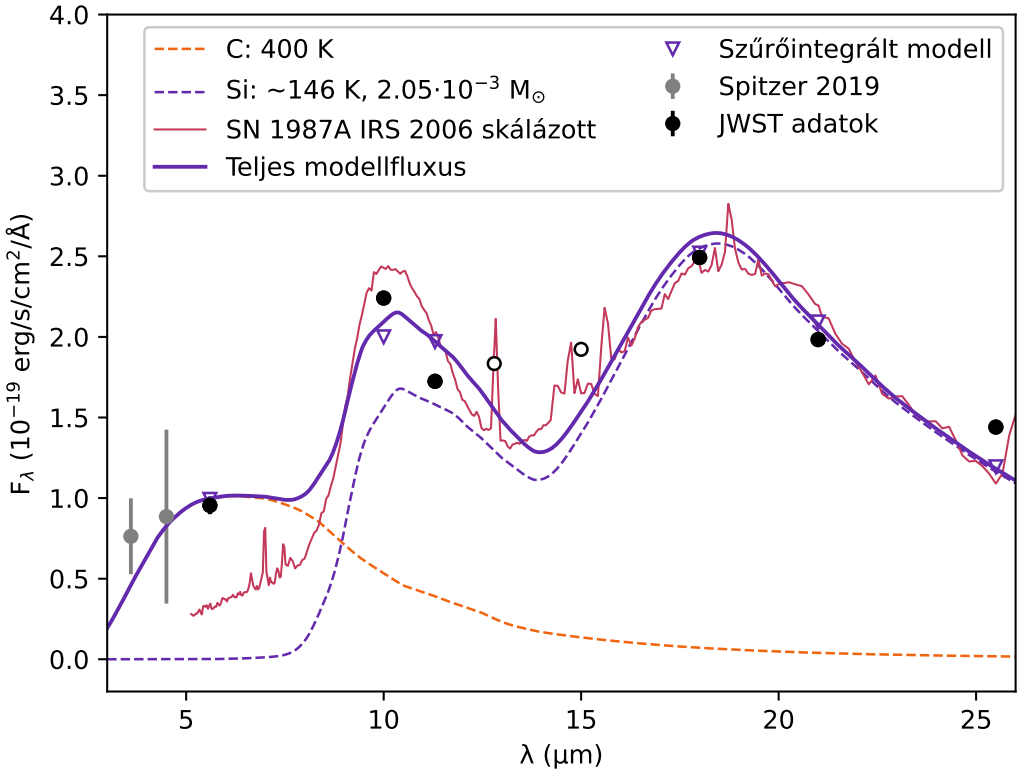
Kis szemcséket ($\leq$ 0,1 μm) feltételezve a különböző szemcseméretek nem eredményeznek számottevően különböző pormodelleket, és hatásuk a kapott portömegekre és hőmérsékletekre is elhanyagolhatóan kicsi (Fox et al., 2010; Sarangi, 2022). Az SN 1980K esetén teszteltem kis szemcséreteket, amely során a fentiekkel kon-



5.5. ábra. *Az SN 1980K közép-infravörös JWST/MIRI SED-jére legjobban illeszkedő egykomponensű szilikátos pormodelljei az 5,6; 12,8; 15,0 és 25,0 μm-es adatpontok kihagyásával (Zsíros et al., 2024). Összehasonlításként az SN 1987A késői skálázott Spitzer/IRS-spektruma (Bouchet et al., 2006) vörös vonallal van jelölve az ábrán. A többi jelölés hasonlóan a 5.4. ábrához.*

zisztens eredményeket kaptam. Ebből adódóan a porszemcsék jellemző méretét, 0,1 μm-et alkalmaztam a modellezés további részében (hasonlóan számos további magösszeomlásos szupernóvához, lásd pl. Szalai et al., 2019; Zsíros et al., 2022).

Az analitikus modellek illesztése során elsőként az SN 1980K teljes – nyolc pontból álló – *JWST*/MIRI SED-jével dolgoztam. Ezek alapján megállapítható, hogy a SED nem illeszthető megfelelően egy- vagy kétkomponensű analitikus pormodellekkel, amelynek elsődleges oka az 5,6 μm-en tapasztalt többletfluxus. (Az ezen a hullámhosszon megfigyelhető többletfluxus magyarázható egy magasabb hőmérsékletű komponens jelenlétével. Ennek részletes vizsgálatát lásd lentebb, valamint a 5.2.4. fejezetben. Itt az analitikus modellezés szempontjából térek ki a jelentőségére.) Ebből adódóan a következő lépésben az 5,6 μm-es adatpont kivételével illesztettem a SED-et egykomponensű, szilikátos összetételű pormodellekkel. Bár ez a megközelítés sokkal jobbnak ígérkezett, néhány szűrő esetén továbbra sem tapasztaltam megfelelő illeszkedés (lásd a 5.4. ábra). További, közel azonos hőmérsékletű porkomponens



5.6. ábra. *Az SN 1980K közép-infravörös SED-jére legjobban illeszkedő kétkomponensű modell egy hideg szilikátos (lila szaggatott vonal) és egy forró, 400 K-en rögzített hőmérsékletű amorf szenes összetételű (narancssárga szaggatott vonal) komponens esetén (Zsíros et al., 2024). Az illesztések során a JWST-adatsorból kihagytam a 12,8 és 15,0 μm-es adatpontokat a potenciálisan jelenlévő vonalemisszió miatt (részletekért lásd a 5.2.3. fejezetet). Összehasonlításként ábrázoltam a szupernóva újra feldolgozott Spitzer/IRAC 3,6 and 4,5 μm ($\sim$ 39 évvel a robbanás után) adatpontjait (szürke pontok). A többi jelölés hasonlóan a 5.5. ábrához.*

segítségével alkalmas illeszkedés érhető el a redukált adatsor esetén, azonban ezek jelenléte fizikailag nem indokolt, magyarázatuk pedig körülményes lenne – számos szabad paramétert igényelne.

Ehelyett célszerű megvizsgálni az esetleges vonalemisszió okozta járulékokat, amelyek többletfluxust okozhatnak a közép-infravörös SED-ben. Ahogyan fentebb említettem, évtizedekkel a robbanás után nincsenek elérhető közép-infravörös spektrumok az SN 1980K-ról, illetve az SN 1987A és az SN 1993J-t kivételével bármely más szupernóváról. Az utóbbi esetén az egyetlen spektrumot alacsony jel/zaj viszony jellemzi és csupán az 5 és 14 μm közötti tartományt fedi le (részletesen lásd a 4.2.2. fejezetben). Az SN 1987A IRS-spektruma azonban alkalmas volt az SN 1980K SED-jével való összehasonlításra.

Az SN 1987A $\sim$ 19 évvel a robbanás után megfigyelt (Bouchet et al., 2006) spekt-

rumát az egyenlítői gyűrűnél ("equatorial ring", ER) található csillagkörüli anyagtól származó emissziós vonalak sugárzása dominálja. A szupernóva spektrumát a távolságra (51,4 kpc) korrigálva, majd a sugárzás hőmérsékletét átskálázva, jó egyezést találtam az SN 1980K SED-jével (lásd a 5.5. ábra). Az átskálázás során az SN 1987A mért fluxusait a 160 K-t és a 180 K-t (eredeti hőmérséklet, Bouchet et al., 2006) leíró Planck-függvény hányadosával szoroztam. Ezek alapján megállapítható, hogy az SN 1980K esetén a 12,8, 15,0 és a 25,5 μm-es szűrőkben tapasztalt többletfluxust okozhatja vonalemisszió. Az SN 1987A spektruma alapján az SN 1980K esetében 12,81 μm-en a [Ne II], 15,56 μm-en a [Ne III], valamint 25,5 μm közelében a [Ne V], [F IV], a [O IV] és a [Fe II] komplex hatása figyelhető meg (Bouchet et al. 2006 alapján). Ezt a három adatpontot is kihagyva az illesztésekből, továbbra is egykomponensű szilikátos összetételű pormodellt alkalmazva azt tapasztaltam, hogy a kapott portömegek és hőmérsékletek közel megegyeznek a korábbi illesztések eredményeivel. Ugyanakkor, a modellgörbe ebben az esetben jobban közelítette az adatpontokat (lásd a 5.5. ábra).

Végül az 5,6 μm-es adatpontot tartalmazó SED-ek illesztéséhez egy rögzített hőmérsékletű forró, amorf szenes összetételű komponenst adtam hozzá a hideg szilikátos pormodellhez. Ezt a megoldást korábban más SN-ek esetén is sikeresen alkalmazták. Az SN 1987A késői közép-infravörös IRS-spektrumának rövidebb hullámhosszakra eső részét ($\approx$8 μm-nál rövidebb) kizárólag egy második, jelentősen magasabb hőmérsékletű ($\approx$350 K), az egyenlítő körüli gyűrűből származó porkomponens segítségével tudták illeszteni (Dwek et al., 2010). Hasonló eredményekre jutottunk az SN 2004et és az SN 2017eaw esetén is, ahol a *JWST*/MIRI-adatsorának 5,6 μm-es pontját egy 1000 K hőmérsékletű szenes összetételű porkomponenssel lehetett illeszteni (Shahbandeh et al., 2023). Ezek alapján az SN 1980K kétkomponensű illesztései során egy 400 K és egy 1000 K hőmérsékletű forró, amorf szenes összetételű porkomponens jelenlétét feltételeztem.

A forró komponens segítségével mindkét rögzített hőmérséklet esetén sikerült az 5,6 μm-es pontot is illesztenem. Fontos azonban kiemelni, hogy a forró komponens a közép-infravörös tartomány többi részén elhanyagolhatóan kicsi járulékot eredményezett, valamint a kétkomponensű illesztések hibahatáron belül ugyanazokat az értékeket adták a hideg komponensre. Azaz, a forró komponens jelenléte nem befolyásolja számottevően a *JWST*-adatok illesztésének eredményeit. Ebből adódóan pedig pusztán a közép-infravörös SED-ből nem lehet egyértelműen meghatározni a forró komponens hőmérsékletét. A *Spitzer* 3,6 és 4,5 μm-es csatornák fluxusai alapján a 400 K tűnik valószínűbb értéknek (lásd 5.6. ábra). Figyelembe véve azonban a *Spitzer*-adatok nagy bizonytalanságát és a numerikus modellezés eredményeit is (lásd 5.2.4. fejezet), akár egy sokkal magasabb hőmérsékletű forró komponens is potenciálisan jelen lehet az SN 1980K környezetében.

T_{hideg} (K)	M_{hideg} (10^{-3} $M_\odot$)	$T_{\text{forró}}$ (K)	$M_{\text{forró}}$ (10^{-6} $M_\odot$)
$146,0^{+6,6}_{-6,7}$	$2,05^{+0,50}_{-0,68}$	400	6,6
$153,6^{+6,3}_{-6,1}$	$1,63^{+0,49}_{-0,39}$	1000	0,1

5.2. táblázat. *A SN 1980K közép-infravörös SED-jére legjobban illeszkedő kétkomponensű pormodell paraméterei a két különböző forró komponens esetén (Zsíros et al., 2024). Az illesztések során egy hideg szilikátos és egy forró amorf szenes összetételű komponens jelenlétét feltételeztem, valamint 0,1 μm-es szemcséket használtam. A forró komponens hőmérsékletét rögzítettem az illesztések alatt. A legjobban illeszkedő modellek paraméterei $\pm 1\sigma$ ($\sim 68\%$) konfidencia intervallummal szerepelnek a táblázatban (az értékeket a lmfit.conf_interval segítségével határoztam meg).*

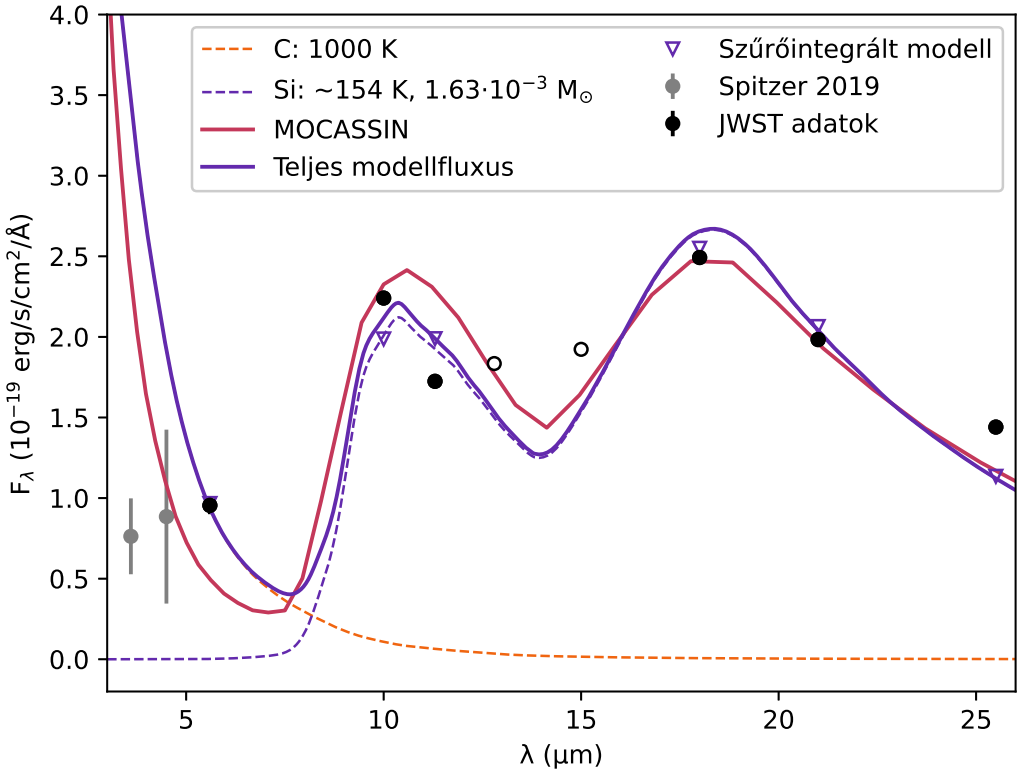
A kétkomponensű modellek illesztéséből adódóan az illesztés bizonytalansága már nem állapítható meg csupán a kovarianciamátrixból (lásd pl. Shahbandeh et al., 2023). Ebből adódóan a legjobban illeszkedő modellek paraméterei ± 1 σ konfidencia intervallummal adtam meg (lásd 5.2. táblázat). Ennek kiszámításához az *lmfit.conf_interval*[1] Pyton-csomagot alkalmaztam. Az elsődleges, szilikátos összetételű komponens $M_{\text{hideg}} = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$ $M_\odot$ portömeget és $T_{\text{hideg}} = 150$ K hőmérsékletet, míg a rögzített hőmérsékletű második komponens hozzávetőleg három nagyságrenddel kisebb portömegeket eredményezett.

Lényeges továbbá az SN 1980K esetén is kitérni az analitikus modellek korlátaira, illetve azok porparaméterekre gyakorolt hatására. Ahogyan a 3.2.2. fejezetben részletesen tárgyaltam, az analitikus modellek abból a feltevésből indulnak ki, hogy a maradvány leírható optikailag vékony porhéjjal. Ez a több évtizedes magösszeomlásos szupernóvák esetén logikus és alapvetően jó kezdeti feltételezés, azonban fontos figyelembe venni, hogy a portömegek alulbecslését okozhatja.

A modellek önkonzisztenciájának ellenőrzéseként, kiszámítottam az átlagos optikai mélységet (részletesen lásd a 3.2.2. fejezetben). Szilikátos porösszetétel (az elsődleges komponens összetétele) esetén a feketetest-sugarakból ($2{,}1 \cdot 10^{16}$ cm), $\kappa_{\text{átl}} = 750$ cm^2 g^{-1} átlagos abszorpciós koefficienst alkalmazva (Draine & Li 2007; Sarangi 2022 szemcseparaméterei alapján) 0,1 μm sugarú szemcsék esetén, a legjobb illesztésekből kapott portömegek a 3.17. egyenlet alapján $\tau = 0{,}27$ értéket eredményeznek az optikai mélységre. Ez konzisztens az optikailag vékony modellel, azaz a kiinduló feltételezéssel.

Mindezek ellenére az analitikus modellek a teljes portömeget csupán egy átlagos

[1]Az *lmfit.conf_interval* Pyton-csomag leírása: https://lmfit.github.io/lmfit-py/confidence.html.



5.7. ábra. *Az SN 1980K közép-infravörös SED-jére legjobban illeszkedő kétkomponensű modell egy hideg szilikátos és egy forró, 1000 K-en rögzített hőmérsékletű amorf szenes összetételű (narancssárga szaggatott vonal)) komponens esetén (Zsíros et al., 2024). Az illesztések során a JWST-adatsorból kihagytam a 12,8 és 15,0 μm-es adatpontokat a potenciálisan jelenlévő vonalemisszió miatt (részletekért lásd a 5.2.3. fejezetet). A vörös vonal a legjobban illeszkedő analitikus modell eredményezte portömeget felhasználva kapott)* MOCASSIN*-modellt jelöli az ábrán. A többi jelölés hasonlóan a 5.6. ábrához.*

hőmérséklet esetén jellemzik, figyelmen kívül hagyva a szemcsék elhelyezkedését. Az SN 1980K esetén ezt lényeges külön kiemelni, mivel abban az esetben is, ha az elsődleges hideg komponens teljes egészében a robbanáskor ledobott anyagban helyezkedik el, a hőmérséklete ($\approx$ 150 K) túlságosan magas lesz ahhoz, hogy valamely többlet fűtő mechanizmus nélkül meg lehessen magyarázni.

5.2.4. Numerikus pormodellek

A porképződési és fűtési mechanizmusok vizsgálatához, valamint az analitikus modellezési folyamat konzisztenciájának ellenőrzéséhez numerikus modelleket használtam, amelyeket a MOCASSIN 3D-s sugárzásitranszfer-kód segítségével készítettem el (részletes leírását lásd a 3.2.4. fejezetben). Az modellezés során a mindössze nyolc pontból álló *JWST*-adatsor állt rendelkezésemre (az *Spitzer*-adatpontokat a teljes mo-

dellezési folyamatból kihagytam), a kód azonban a legegyszerűbb pormodellek leírása esetén is sok független paraméterrel dolgozik.

A numerikus modellezési folyamat során elsődleges célom volt megvizsgálni, hogy:

- az analitikus modellekből kapott eredmények visszanyerhetőek-e a MOCASSIN numerikus program (azaz egy a fény-anyag kölcsönhatás leírásán alapuló, fizikailag relevánsabb modell) segítségével ;
- illetve, a porszemcsék elhelyezkedésére vonatkozóan kinyerhetőek-e újabb információk.

A modellben egy gömbszimmetrikus port tartalmazó héjat vizsgáltam, amelyet – a MOCASSIN-t alkalmazó tanulmányokban általánosan alkalmazottaknak megfelelően –, egy centrálisan elhelyezkedő, feketetest sugárzással leírható központi fényforrás világít meg. Ezt a feltételezést megerősíti, hogy a radioaktív bomlásból származó energia nem elegendő ahhoz, hogy a megfigyelt hőmérsékletre fűtse a porszemcséket (lásd 5.2.3. fejezet), tehát nem szükséges egy diffúz sugárzó forrással dolgozni. Ebben a keretben a luminozitás, a világító forrás, valamint a port tartalmazó régió sugara egymással kapcsolatban álló paraméterek. Ennek ellenére azonban azt tapasztaltam, hogy a közép-infravörös SED többnyire nem érzékeny a centrális forrás hőmérsékletére. (Hasonló eredményekre jutott (Wesson et al., 2015) az SN 1987A robbanás utáni 8515. napos MOCASSIN-modelljei esetén is.) A numerikus modellek luminozitását a megfigyelt közép-infravörös luminozitáshoz közeli értéken ($L_{IR} \approx 3 \cdot 10^{38}$ erg s^{-1}), míg a központi forrás hőmérsékletét a *JWST*/MIRI SED alakja alapján, 4800 K-en rögzítettem.

Az analitikus és numerikus modellek egzakt összehasonlításához és az analitikus modellek fizikai relevanciájának ellenőrzéséhez, a numerikus modellek megfelelő szabad paraméterét az analitikus modelleknél alkalmazott értékekkel adtam meg. A modellezési folyamat során itt is vizsgáltam amorf szenes és szilikátos összetételt, és az analitikus modelleknél alkalmazottakkal megegyező extinkciós, abszorpciós és szórási koefficiensekkel dolgoztam. A porszemcsék sugarát ugyancsak ezek alapján 0,1 μm-nek vettem, a sűrűségprofiljukat pedig r^{-2} hatványfüggvénnyel adtam meg. A portömeget az elsődleges, hideg komponens legjobban illeszkedő analitikus modelljeiből vett átlagos értéken, $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ $M_{\odot}$ rögzítettem.

A modellek inicializálását követően a porszemcsék elhelyezkedését vizsgáltam, a gömbszimmetrikus porhéj külső sugarának, valamint a belső és külső sugár hányadosát megadó arányszámnak a változtatásával. Ennek során a maradványt leíró jellegzetes sugarak mérete alapján számos potenciálisan megvalósítható konfigurációt vizsgáltam – a vizsgált külső sugarak értékei több nagyságrendet fedtek le. Mivel az SN 1980K környezetét fűtő mechanizmus(ok) természetéről egyéb információ nem

áll rendelkezésre, nem állapítható meg biztosan, hogy a vizsgált méretek milyen mértékben realisztikusak. Mindenesetre, a MOCASSIN-modellek segítségével lehetőség van megállapítani, hogy egy adott luminozitás és portömeg eredményezhet-e olyan geometriai elrendezést, amely összevethető a megfigyelt közép-infravörös SED-del; amennyiben igen, akkor pedig milyen paraméterekkel írható le.

Az SN 1980K késői *JWST*/MIRI SED-jének MOCASSIN-modelljét, valamint a legjobban illeszkedő analitikus modelleket a 5.7. ábra foglalja össze. Az amorf szenes összetételű numerikus pormodellek nem írják le megfelelően a *JWST*/MIRI SED-et, a szilikátos esetben azonban jó egyezést kaptam. Ez megerősíti az analitikus modellekből kapott eredményeket, amelyek szerint az SN 1980K környezetében potenciálisan szilikátos összetételű porszemcsék helyezkednek el. A MOCASSIN-modellek alapján a maradvány leírható egy $R_{\text{külső}} \approx 1{,}5 \cdot 10^{17}$ cm külső sugarú és $R_{\text{belső}}/R_{\text{külső}} \approx 0{,}08$ belső és külső sugárarránnyal megadható, aránylag vastag porhéj jelenlétével. Ez a konfiguráció nagyon kicsi optikai mélységet eredményez, amely megerősíti az analitikus modelleknél alkalmazott optikailag vékony feltevést.

Ezek mellett érdemes megjegyezni, hogy a rövidebb hullámhosszakon ($<\sim$5 μm) a MOCASSIN-modellek jelentős többletfluxust eredményeztek (lásd 5.7. ábra), függetlenül a modell paramétereitől. Ez jó egyezést mutat az analitikus modelleknél, a 1000 K hőmérsékletű forró komponens esetén tapasztaltakkal.

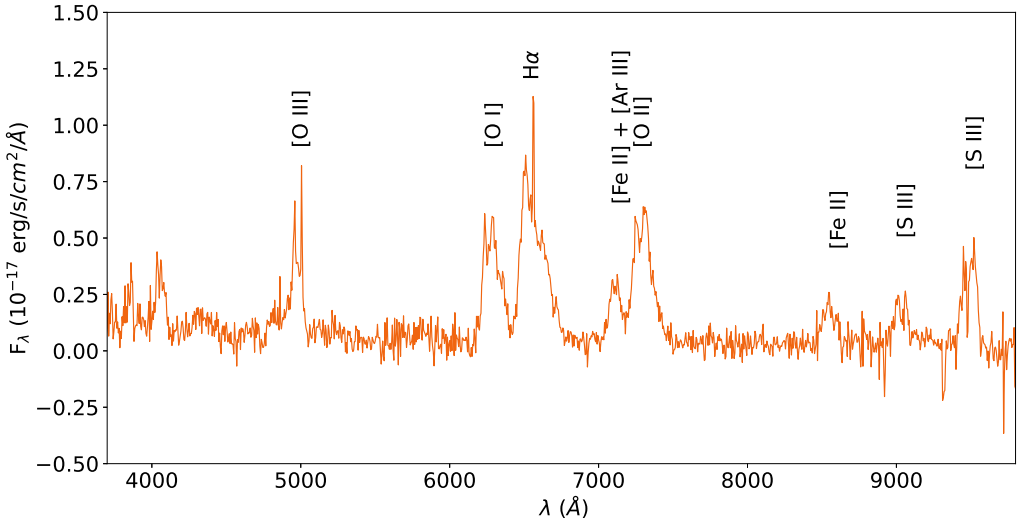
5.3. Optikai vonalprofil-aszimmetriák analízise

Az SN 1980K körüli porképződést az optikai spektrum emissziós vonalprofiljaiban található aszimmetriák modellezésével is vizsgáltam. A szupernóva esetén lehetőségem volt egy a *JWST*/MIRI SED időpontjához igen közeli, kivételesen jó jel/zaj viszonyú és széles hullámhossztartományt lefedő *Keck*/LRIS optikai spektrummal dolgozni.

5.3.1. Késői optikai spektrum

A *JWST* képekkel közel egyidőben (2022. november 19. – 15 362 nappal a robbanás után) készült késői optikai spektrum az SN 1980K-ról a *Keck*-teleszkóp Low Resulotion Imaging Spectrometer (LRIS) detektorával (lásd a 5.8. ábra, Zsíros et al. 2024). Annak érdekében, hogy hasonló felbontást (R $\sim$700–1200) érjen el a rövidebb és a hosszabb hullámhosszú csatornákon is, az LRIS megfigyelések 1″ széles réssel, 600/4000 grizmával (egy prizma és egy rés kettőse) és 400/8500 ráccsal készültek.

A *Keck*-spektrum feldolgozását a kutatócsoportunk más tagjai végezték. A spektrum redukálása a standard CCD-s képfeldolgozási módszereknek megfelelően történt az LPipe segítségével (Perley, 2019), majd a megfelelő spektrofotometriai standard



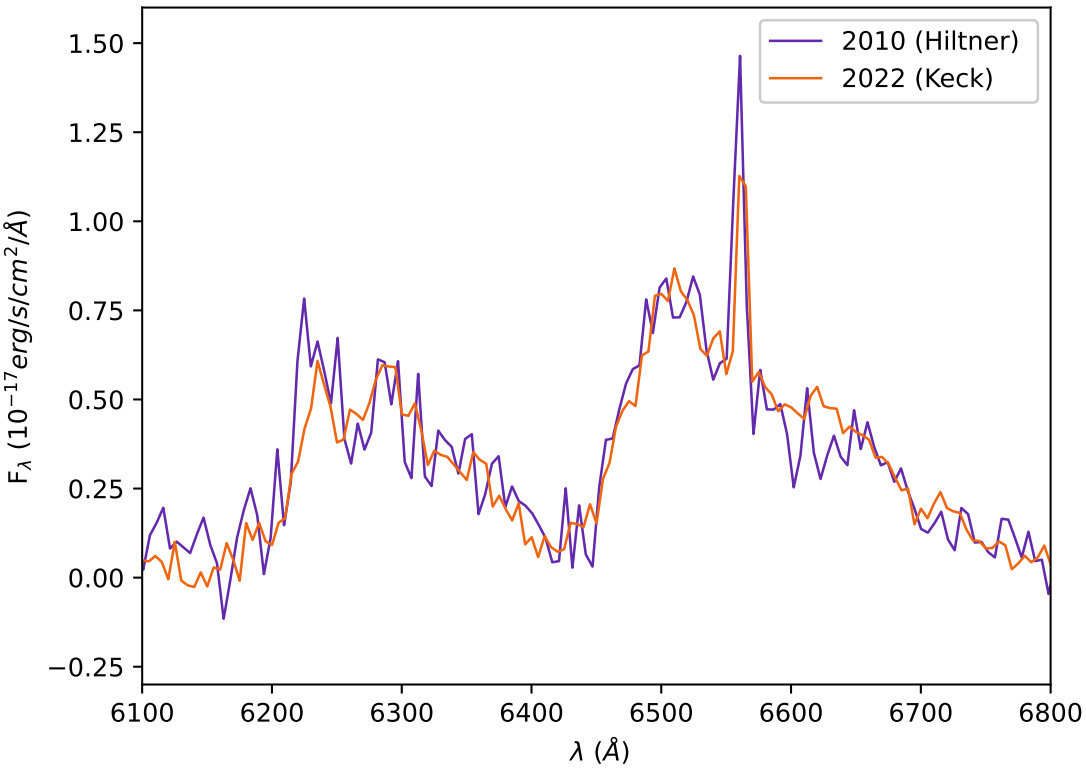
5.8. ábra. *Az SN 1980K jelű szupernóva a Keck/LRIS detektorával 2022. november 19-én (∼42 évvel a robbanás után) készült késői optikai spektruma (Zsíros et al., 2024).*

csillagokkal lett fluxuskalibrálva. A spektrum Hα és [O I] 6300, 6363 Å emissziós vonalaiban megfigyelhető a kék és vörös oldali aszimmetria, amely részletes analízisét a 5.3.2. fejezetben tárgyalom. A kutatócsoportunk Milisavljevic et al. (2012) alapján további emissziós vonalakat is azonosított: [O III] 5007 Å, [Fe II] 7155 Å (valószínűleg [Ar III] vonallal együtt), valamint [O II] 7300 Å vonalakat. Mivel a spektrum jó jel/zaj viszony mellett lefedte a nagyobb hullámhossztartományt is, sikerült azonosítani a [Fe II] 8617 Å és [S III] 9069, 9531 Å vonalakat (lásd a 5.8. ábra).

5.3.2. Optikai vonalprofil-modellek

Jelenlegi tudásunk szerint a magösszeomlásos szupernóvák optikai és közel-infravörös tartomány emissziós vonalprofiljainak kék és vörös oldala között jelentkező aszimmetria magyarázható a robbanás során ledobott anyag belső részein frissen keletkező porszemcsék jelenlétével (részletesen lásd a 3.3. fejezet). Fontos kiemelni, hogy mivel a ledobott anyagnak mind a közeledő, mind a távolodó részéről érkező fotonokat egyformán befolyásolják a robbanáskor ledobott anyagon kívül elhelyezkedő porszemcséket, így ezek esetén nem figyelhető meg a fenti jelenség. Tehát, a detektált aszimmetriák feltehetően frissen keletkező porszemcsék hatására utalnak.

Az SN 1980K késői (több, mint 42 évvel a robbanás utáni) *Keck* spektrumában egyértelműen megfigyelhetők vonalprofil-aszimmetriák (5.8. és 5.9. ábrák). (A spektrumot az analízis során 5 Å-mel binnelve ábrázoltam az optimális láthatóság érdekében.) Feltételezve, hogy ezeket az aszimmetriákat a szupernóva-robbanás során ledobott anyagban frissen keletkező porszemcsék jelenléte okozza, a *Keck* spekt-



5.9. ábra. *Az SN 1980K on 2022. november 19-én Keck/LRIS detektorral észlelt 5 Å-mel binnelt spektrumának [O I] és Hα vonalprofiljai (narancssárgával jelölve), a 2,4 m-es Hiltner Távcső (MDM Obszervatórium, Kitt Peak, Arizona) 2010-es spektrumával (kékkel jelölve, Milisavljevic et al., 2012; Bevan et al., 2017) összehasonlítva (Zsíros et al., 2024).*

rum [O I] 6300, 6363 Å és Hα vonalprofiljait a DAMOCLES sugárzásitranszfer-kóddal modelleztem (részletes leírást lásd a 3.3.1. fejezetben). Megjegyzendő, hogy a frissen keletkező porszemcsék jelenlétét ugyanakkor a fenti analitikus és a numerikus modellek eredményei is megerősítik.

Az SN 1980K-ról rendelkezésre állnak korábbi optikai/közeli-infravörös spektrumok, amelyek segítségével egyrészt a DAMOCLES-modellek ellenőrizhetők, másrészt pedig a porszemcsék paramétereinek evolúciója vizsgálható (lásd 5.1. fejezet). Így első lépésként a *Keck*-spektrumot összevetettem a korábbi 2010-ben (Milisavljevic et al., 2012; Bevan et al., 2017) és a 2016-2018 között (Niculescu-Duvaz et al., 2022) készült optikai spektrumokkal. A 2022-es *Keck*-spektrum jelentős hasonlóságot mutat mindkét korábbi adatsorral összevetve (5.9. ábra), azonban a 2016-2018 közötti átlagolt spektrum abszolút fluxuskalibrációja és jel/zaj viszonya kapcsán felmerült bizonytalanságok miatt az analízis további részében kizárólag a 2010-es adatsort használtam. Ettől függetlenül fontos kiemelni, hogy a Niculescu-Duvaz et al. (2022) által

meghatározott portömegek (0,2 és 0,6 $M_\odot$ az egyenletes és csomós port feltételező vonalprofil-modellek esetén) jó összhangban vannak az általam kapott értékekkel (lásd 5.3. táblázat).

A modellezési folyamat során alapvetően Bevan & Barlow (2016) módszere alapján dolgoztam, a 3.3.2. fejezetben leírt lépéseknek és feltevéseknek megfelelően. A DAMOCLES-modellek esetén feltételeztem továbbá, hogy a szülőcsillagot egyenletes tömegvesztés jellemzi, a sebesség és a por sűrűségprofiljának hatványkitevője függ egymástól. Megjegyzendő, hogy amennyiben konstans robbanás előtti tömegvesztési rátát feltételezünk, a sebesség és a por sűrűségének kitevője egymástól függővé válik (Bevan & Barlow, 2016).

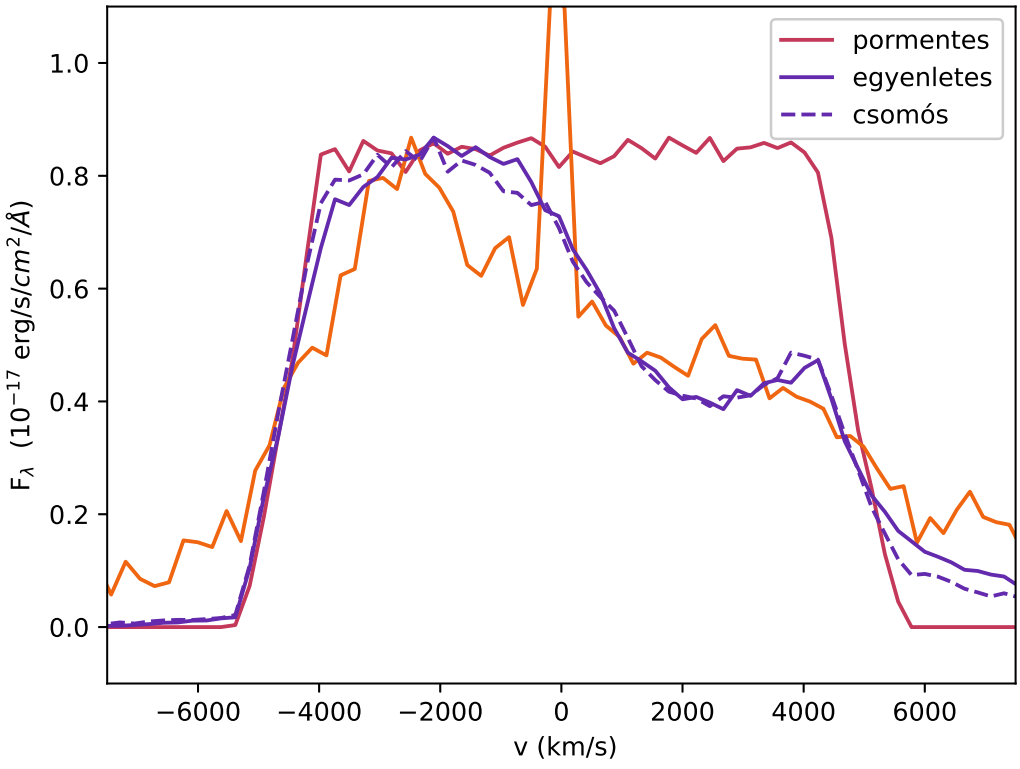
Lényeges kiemelni, hogy a DAMOCLES-modellekből, kifejezetten a csomós sűrűségprofil esetén, meghatározott portömegek számos modellparamétertől függnek. Emellett, az [O I] 6300, 6363 Å vonalnak önmagában egy különösen összetett profilja van. Ebből adódóan a modellezés során az volt a célom, hogy a minimálisan szükséges portömegek segítségével előállítsam a *Keck*-spektrumban megfigyelt vonalprofilok leírásához szükséges modellgörbéket.

A maradvány leírásakor egyenletes tágulást feltételeztem és a sugárzó régió külső sugarát a sebességprofilból határoztam meg. Mivel mindkét fenti vonal optikailag vékony rekombinációs vonal, feltettem, hogy az emisszivitás egyenesen arányos a lokális gázsűrűség négyzetével (Bevan & Barlow, 2016). A paramétermezőt manuálisan térképeztem fel, ennek részletes leírását lásd a 3.3.1. fejezetben. Az SN 1980K *JWST*/MIRI SED-jének modellezése során mind szilikátos, mind amorf szenes összetételű modelleket teszteltem egyenletes és csomós porsűrűség mellett. Az analitikus és MOCASSIN-modellek, valamint korábbi DAMOCLES-modellek (Bevan et al., 2017; Niculescu-Duvaz et al., 2022) eredményei alapján 0,1 μm-es porszemcséket alkalmaztam a vonalprofilok modellezésekor is.

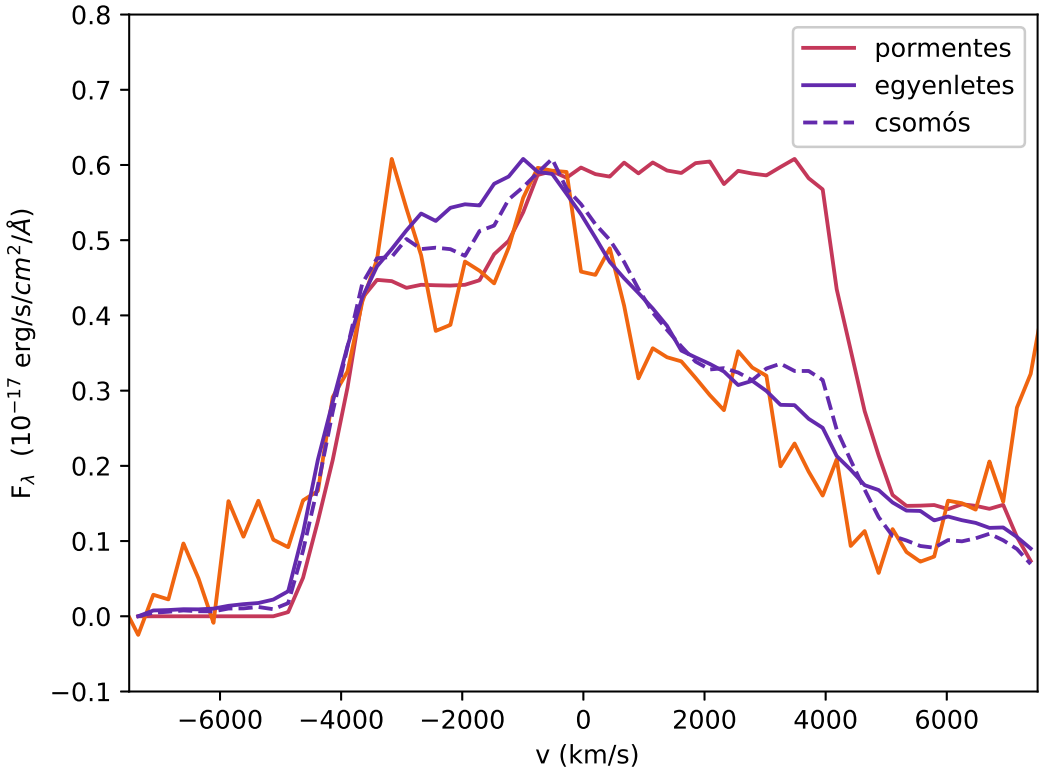
A modellezési folyamat során elsőként Bevan et al. (2017) által a robbanást követő 10 964. napon készült spektrumra meghatározott modelleket teszteltem. Ehhez a megadott modellparaméterekkel elkészített DAMOCLES-modelleket a *Keck*-spektrum időpontjához, 15 388. nappal a szupernóva robbanása utánig fejlődtettem. Az [O I] 6300, 6363 Å vonalak eredményeit összehasonlítva csupán kis eltérést találtam a sebességekben, a korábbi spektrum alapján meghatározott (Bevan et al., 2017) 5000 km s^{-1} helyett 5500 km s^{-1}-ot alkalmaztam a *Keck*-spektrum esetén, míg a Hα vonalnál a korábbi értéket, 5000 km s^{-1}-ot használtam. Azt tapasztaltam, hogy az egyenletes és a csomós sűrűségprofilt leíró esetekben is nagyobb portömegekre van szükség a Hα és az [O I] 6300, 6363 Å vonalak illesztéséhez a Keck-spektrum esetén, a többi paraméternél azonban elegendő volt azokat finomhangolni. Bevan et al. (2017) a Hα esetén 0,1 $M_\odot$, az [O I] 6300, 6363 Å esetén pedig 0,12 $M_\odot$ portömeget határozott meg az egyenletes, valamint 0,2 $M_\odot$ és 0,3 $M_\odot$ a csomós sűrűségprofilú

Vonal neve	Csomós sűrűségeloszlás	$v_{\max}$ (km s^{-1})	$R_{\text{belső}}/R_{\text{külső}}$	$R_{\text{külső}}$ (10^{17} cm)	$R_{\text{belső}}$ (10^{17} cm)	β	M_{por} ($M_\odot$)
Hα	nem	5500	0,75	7,3	5,5	2,0	0,24
Hα	igen	5500	0,75	7,3	5,5	2,0	0,38
[O I]	nem	5000	0,75	6,6	5,0	2,0	0,37
[O I]	igen	5000	0,75	6,6	5,0	2,0	0,58

5.3. táblázat. *Az SN 1980K* DAMOCLES *vonalprofil-modelljeinek paraméterei (Zsíros et al., 2024). A fenti modellek esetén 100 százalékban szilikátos porösszetételt, valamint 0,1 μm-es szemcseméretet feltételeztem. A csomós modellek esetén $f = 0{,}1$ kitöltési aránnyal dolgoztam. Az [O* I*] 6300, 6363 Å dublett esetén 3,1-es intenzitásarányt (Bevan et al., 2017) alkalmaztam.*



5.10. ábra. *Az SN 1980K Hα – 5 Å-mel binnelt – vonalprofilja (narancssárga folytonos vonallal jelölve) legjobb szilikátos összetételű* DAMOCLES*-pormodelljei egyenletes (folytonos) és csomós (szaggatott kék vonallal jelölve) sűrűségprofil esetén, összehasonlítva a pormentes (vörös vonallal jelölve) esettel (Zsíros et al., 2024).*



5.11. ábra. *Az SN 1980K [O I] 6300, 6363 Å – 5 Å-mel binnelt – vonalprofiljainak (narancssárga folytonos vonallal jelölve) legjobb szilikátos összetételű* DAMOCLES*-pormodelljei egyenletes (folytonos) és csomós (szaggatott kék vonallal jelölve) sűrűségprofil esetén, összehasonlítva a pormentes (vörös vonallal jelölve) esettel (Zsíros et al., 2024).*

modelleknél.

A legjobb modellek megállapításához, részletesen vizsgáltam a paramétermezőt, és mindegyik vizsgált paraméter értékét változtattam. A kapott legjobb vonalprofil modellek a 5.10. és 5.11. ábrákon láthatóak, a modellek paramétereit pedig a 5.3. táblázat foglalja össze. A Hα vonalprofilra egyenletes és a csomós sűrűségprofil esetén DAMOCLES-modellek 0,24 $M_\odot$ és 0,38 $M_\odot$, míg az [O I] 6300, 6363 Å vonlaprofilra 0,37 $M_\odot$ és 0,58 $M_\odot$ portömeget eredményeztek. Ezek az eredmények jó összhangban vannak a 2010-es spektrum modelljeinek paramétereivel (Bevan et al., 2017). A két spektrumot és modelljeiket összevetve elmondható, hogy miközben a Hα profil összességében változatlan maradt, a [O I] 6300, 6363 Å vonal egyértelmű fejlődést mutatott a ∼30 éves spektrumhoz képest. Ezek mellett az [O I] 6300, 6363 Å vonalprofil modelljei kisebb sebességeket eredményeztek, mint a Hα modellek, amely arra utal, hogy az [O I]-vonal esetén a vonalformáló régiók valószínűleg a bentebb lévő területekre koncentrálódnak.

Végül, Bevan et al. (2017) megállapította, hogy a Hα és az [O I] 6300, 6363 Å vonalak nagymértékben hasonlítanak, az oxigén vonalak leírásához, azonban egyértelműen nagyobb portömegek szükségesek. Ezt azzal magyarázták, hogy a porformáló régiók valószínűleg az oxigénben gazdagabb területek környezetébe sűrűsödtek. A *Keck*-spektrum alapján kapott legjobb DAMOCLES-modellekből hasonló következtetésekre juthatunk. Ebben az esetben egy összetettebb modell segítségével – feltételezve egy diffúz hidrogén és csomós oxigén tartalmú komponenst, illetve szétcsatolva a gáz- és a porkomponenseket – valószínűleg feloldhatóak lennének a portömegeknél talált eltérések (Bevan et al., 2017). Ez azonban számos további modellparamétert, valamint nagyobb számítási kapacitást igényel, amelynek részletes vizsgálata nem tárgya a jelen értekezésnek.

5.4. Konklúziók – lehetséges porforrások az SN 1980K környezetében

Az SN 1980K késői JWST/MIRI adatsorában megfigyelt többletsugárzás tehát magyarázható a szupernóva (közvetlen) környezetében lévő porszemcsék jelenlétével. A porszemcsék tömegét, hőmérsékletét, valamint elhelyezkedését a 5.2.3. és a 5.2.4. fejezetekben részletesen tárgyaltam. A források vizsgálatának egy alapvető lépése a porszemcsék térbeli eloszlásának becslése (részletesen lásd a 3.1. fejezetben). A következő fejezetben a szemcsék lehetséges elhelyezkedését, forrásait és fűtési mechanizmusait veszem sorra.

5.4.1. Ütközés útján felfűtött porszemcsék

Az SN 1980K késői *JWST*/MIRI SED-je és az SN 1987A *Spitzer*/IRS-spektruma közötti jelentős hasonlóság alapján (lásd 5.2.3. fejezet) kutatócsoportunk részletesen vizsgálta a porszemcsék ütközéses felfűtődésének a lehetőségét. Ahogyan fentebb tárgyaltam, mindkét szupernóva esetén az 5-30 μm közötti tartomány SED-jének megfelelő leírásához legalább két, jelentősen különböző hőmérsékletű komponensre van szükség.

Az SN 1987A esetén közép-infravörös és röntgen tartományon közel egyidőben készült adatsorainak együttes analízisével (Dwek et al., 2010; Arendt et al., 2016, 2020) megállapították, hogy a hidegebb (szilikátos összetételű) komponenst valószínűleg az egyenlítő mentén elhelyezkedő csillagkörüli gázanyag fűti ütközés útján, a forró komponens forrására azonban nem találtak egyértelmű bizonyítékot. Az SN 1987A emissziójának előbbi részét egy az SN 1980K esetén meghatározotthoz hasonló hőmérsékletű, azonban két nagyságrenddel kisebb tömegű porkomponenssel illesztették. Az eredmények összhangban vannak a közép-infravörös fluxusok evolú-

ciójával, mivel az SN 1987A esetén a fluxusok a robbanást követő ∼15 és 30 év közötti időszakban megnövekedtek, majd lecsökkentek. Ez pedig magyarázható pl. azzal, hogy a szupernóva-robbanás elérte, illetve áthaladt a korábban jelenlévő egyenlítő mentén elhelyezkedő porgyűrűn.

Az SN 1980K esetén azonban, több mint 40 évvel a robbanást követően is magasak voltak a fluxusok, továbbá, – a *Spitzer*-adatok és az optikai spektrum analízise alapján – a kölcsönhatás intenzitása hozzávetőleg állandó volt az elmúlt ∼15 évben (lásd a 5.1. fejezetben). Emellett, az SN 1980K esetén nem áll rendelkezésünkre késői röntgen-adatsor vagy közvetlen megfigyelési bizonyíték egy ekvatoriális gyűrűhöz hasonló struktúráról, amely segíthetne a fűtő forrás természetének a meghatározásában. Elképzelhető tehát, hogy az SN 1987A-nál leírtak valósulnak meg az SN 1980K-nál is. Feltéve, hogy az SN 1980K környezetében az ütközésből származó nagy energiájú fotonok által felfűtött por – legalább a *JWST* által detektált részének – sugárzása figyelhető meg, a fizikai elrendezés nagyon hasonló lehet az SN 1987A egyenlítői porgyűrűjéhez. Fontos ugyanakkor megjegyezni, hogy az SN 1980K esetén kimutatott, ∼2 nagyságrenddel nagyobb portömegekből adódóan egy sokkal nagyobb vagy egy eltérő geometriával/ poreloszlással rendelkező struktúráról lehet szó.

A robbanás előtt jelenlévő szemcsék lehetőségének a felméréséhez érdemes megvizsgálni a szülőcsillag környezetét is. Az SN 1980K tömegvesztési rátáját Rizzo Smith et al. (2023) $\sim 3{,}0 \cdot 10^{-7}$ $M_\odot$ év^{-1}-nek becsülte, amely egy átlagos magösszeomlásos SN esetén tipikus értéknek tekinthető. A Hα vonal késői optikai spektrum alapján kapott sebessége ($\sim$5500 km s^{-1}) azonban arra utal, hogy a lökéshullám jelentősen lelassult a ∼40 éves fejlődése alatt, amelyhez nagyobb mennyiségű csillagkörüli anyag, azaz egy a fentinél nagyobb tömegvesztési rátára lenne szükség. Emellett Weiler et al. (1992) is egy nagyobb értéket határozott meg ($> 10^{-5}$ $M_\odot$ év^{-1}), tehát nem zárható ki, hogy a korai időszakban a szupernóvát egy nagyobb tömegvesztési ráta jellemezte. Ennek hatására pedig jelentős mennyiségű csillagkörüli anyag – többek között por – kerülhetett a szupernóva környezetébe.

Az ütközés hatására felfűtődött porszemcsék lehetőségének részletesebb vizsgálatához a 3.7. egyenlet alapján becsültük az előrehaladó lökéshullám által elért és meglökött maximális portömeget. Ebben a képben a szupernóva-robbanás csúcsluminozitása a már korábban jelenlévő és a vaporizációs sugáron belül elhelyezkedő szemcséket megsemmisíti, majd a pormentes üreg és port tartalmazó régió külső sugara között megmaradt szemcséket felfűti. A vaporizációs sugár az UV-optikai tartományon mérhető csúcsluminozitásból meghatározható a 3.4. egyenlet alapján. Az SN 1980K esetén nincsen a csúcsluminozitásra vonatkozó becslés, azonban a korábbi, hasonló analízisek eredményei alapján a vaporizációs sugár közelíthető néhányszor 10^{16} cm-rel (lásd pl. Fox et al., 2010; Zsíros et al., 2022), ami a szupernóva feketetest-sugaraihoz hasonló érték.

A portömeget a 3.7. egyenlet alapján a sugárzó porhéj és a szemcsék porladása határozza meg. Feltéve, hogy a por- és gázanyag aránya 0,01, a lökéshullám sebességének alsó és felső határa 5000 km s^{-1} és 15 000 km s^{-1} (Fox et al., 2010), a porszemcsék sugarának pedig 0,005 μm és 0,1 μm, azt kaptuk, hogy 42 évvel a robbanás után 0,001-0,5 $M_\odot$ tömegű por fűtődhetett fel ütközéses úton. A tartomány alsó határa közel van a legjobban illeszkedő analitikus modellekből kapott értékhez. Az eredmények alapján tehát nem zárható ki, hogy a mechanizmus hozzájárulhat az SN 1980K körüli por fűtéséhez.

A fentiek szerint tehát elképzelhető, hogy az SN 1987A-nál leírtak valósulnak meg az SN 1980K-nál is. Ugyanakkor lehetséges az is, hogy a forró porkomponens ütközés útján fűtődik fel, amíg a hidegebb komponens – a *JWST*-vel megfigyelt rész – akár sugárzás útján felfűtődött már korábban jelenlévő, akár a robbanás hatására frissen keletkező porszemcsékkel magyarázható (részletesen lásd a 5.4.3. fejezetben). Ezek részletesebb analíziséhez azonban további adatokra van szükség, kifejezetten a forró komponens termális sugárzása által dominált $\sim$ 1-5 μm-es tartományon.

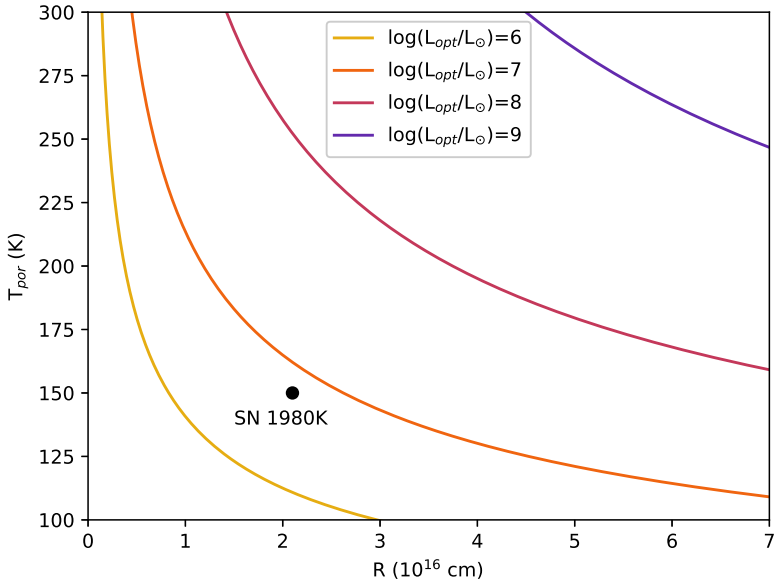
5.4.2. Sugárzás útján felfűtődött porszemcsék

A magösszeomlásos szupernóvák környezetében lévő porszemcsék sugárzásos úton a szupernóva csúcsluminozitásából vagy a CSM-kölcsönhatásból származó nagy energiájú fotonok hatására fűtődhetnek fel. Ennek a lehetőségnek a vizsgálatára a 3.1. fejezetben részletesen leírt infravörös visszfény modellt alkalmaztam.

Több évtizeddel a robbanás után a szupernóva csúcsluminozitása által fűtött porszemcsék lehetősége nem valószínű, hogy jelentősen hozzájárul a megfigyelt középinfravörös többletsugárzás magyarázatához. Ellenőrzésképpen, tegyük fel, hogy a maradványt a csúcsluminozitás fűti, valamint a porhéj külső sugara $\sim 10^{17}$ cm (a numerikus modellek eredményei alapján). Ekkor mindössze egy néhány száz napos visszfény adódik, amely nem összeegyeztethető az SN 1980K korával ($\sim$42 év).

Tehát, amennyiben az SN 1980K környezetében feltételezett porszemcsék sugárzás útján fűtődnek fel, akkor azt potenciálisan CSM-kölcsönhatás okozhatja. Mivel a maradvány körül megfigyelhetők a folyamatos, hosszú ideje tartó CSM-kölcsönhatás egyértelmű jelei, elképzelhető lehet, hogy a por optikai tartományba eső sugárzásának abszorpcióját és újbóli kisugárzását látjuk egy CSM-visszfény formájában. Ennek részletes vizsgálatához a 3.6. egyenlet alapján becsültem az ehhez szükséges optikai luminozitást. A becsléshez – hasonlóan a korábbi szilikátos összetétel esetén felhasználtakhoz – a = 0,1 μm és ρ = 3,3 g cm^{-3} értékeket, illetve $T_{\rm SN}$ = 10 000 K (ugyan az eredmények viszonylag függetlenek a hőmérséklettől, lásd Fox et al., 2010), alkalmaztam. A 3.6. egyenlet alapján számolt modellgörbéket különböző optikai luminozitások esetén a 5.12. ábra foglalja össze.

Az eredményeket összevetettem a minimális – feketetest-sugárzást leíró model-



5.12. ábra. *A CSM-kölcsönhatásból származó különböző optikai luminozitások esetén várt átlagos porhőmérsékletek a porhéj belső sugarának a függvényeként (Zsíros et al., 2024). A színes vonalak az 3.3. egyenletből számolt modellgörbéket jelölik.*

lekből kapott – sugarakkal leírható esettel (lásd Fox et al., 2011). A feketetest modellek esetén kapott $R_{BB} = 2{,}1 \cdot 10^{16}$ cm sugarú és 150 K hőmérsékletű porhéj CSM-kölcsönhatással való felfűtéséhez 10^6 $L_\odot$ $\leq L_{opt} \leq 10^7$ $L_\odot$ nagyságú luminozitás szükséges (lásd a 5.12. ábra). Ilyen nagy késői optikai luminozitások azonban kérdésesek az SN 1980K esetén, mivel a *Keck*-spektrumból számolt integrált optikai luminozitás mindössze $\sim 1{,}3 \times 10^4$ $L_\odot$, valamint, a közép-infravörös tartományon integrált luminozitás is ennek csupán töredéke: $\sim 6{,}3 \times 10^4$ $L_\odot$.

Fontos azonban megjegyezni, hogy a CSM-kölcsönhatásból származó energia nagy része az UV-tartományban sugárzódik ki és csupán néhány százaléka esik az optikai tartományba; Dessart & Hillier (2022) modelljei alapján $\sim 10^5$ $L_\odot$ CSM-kölcsönhatásból származó UV-luminozitás $\sim 10^4$ $L_\odot$ optikai luminozitással van összhangban. Ugyan ez továbbra is jelentősen kisebb a fenti értékhez képest, folytonos CSM-kölcsönhatást feltételezve számottevő járulékot eredményezhet a CSM-ben vagy a robbanáskor ledobott anyagban elhelyezkedő porszemcsék felfűtése esetén.

A fentiek mellett a porszemcsék sugárzás útján történő felfűtése bekövetkezhet a CSM külső, kiterjedt tartományairól érkező szórt és termális visszfények hatására is. A 2004 és 2008 között készült optikai és *Spitzer*/IRAC- és MIRI-adatsorok alapján Sugerman et al. (2012) megmutatta, hogy a szupernóva lassú és monoton elhalványulása egy vékony, 14-15 fényév ($\sim$1,3-1,4 $\cdot 10^{19}$ cm) távolságban lévő, $\leq 0{,}02$ $M_\odot$ tömegű, amorf szenes szemcséket tartalmazó csillagkörüli héjról érkező visszfénnyel magyarázható. A *JWST*/MIRI-adatsor alapján nem zárható ki a fenti lehetőség, viszont

a szupernóva *Spitzer*-adatsorának újra elemzéséből kapott eredmények nem támasztják alá a Sugerman et al. (2012) által előrejelzett monoton fényességcsökkenést. Ezt megerősítik a SITELLE Imaging Fourier Transform Spectometer (Kanadai-Francia-Hawaii Teleszkóp) friss mérései, amelyek alapján nem mutattak ki szórt visszfényekre utaló nyomokat a szupernóva körül (Radica et al., 2020). Következésképpen, nem valószínű a szórt visszfények jelenléte az SN 1980K környezetében.

5.4.3. Frissen keletkező porszemcsék

Kutatócsoportunk vizsgálta a ledobott anyagban frissen keletkező porszemcsék lehetőségét is. A jelenlegi legújabb számítások alapján a II-P típusú szupernóvák által ledobott anyagban $\lesssim$ 2500 km s^{-1} sebesség esetén formálódnak porszemcsék (Sarangi, 2022). A II-L típusú objektumokra ugyan nem található a szakirodalomban ilyen becslés (főként, mivel a szülőcsillagaik paraméterei egyelőre bizonytalanok), viszont feltételezve, hogy ez az érték adja a ledobott anyag tágulási sebességének felső korlátját, 15 300 nappal a robbanás után a maradvány mérete R $\lesssim 3{,}3 \cdot 10^{17}$ cm. Ez az érték összeegyeztethető a MOCASSIN-modellek külső sugarával (a centrális forrás által felfűtött gömbszimmetrikus port tartalmazó régiót feltételező esetben: $R_{\text{külső}} \approx 1{,}5 \cdot 10^{17}$ cm); ugyanakkor hozzávetőleg egy nagyságrenddel nagyobb, mint a szupernóva esetén számolt feketetest-sugár ($R_{BB} \approx 2{,}1 \cdot 10^{16}$ cm). Ezek az eredmények arra utalnak, hogy az SN 1980K közép-infravörös adatai alapján kimutatott $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ M$_\odot$ tömegű por elhelyezkedhet teljes egészében a robbanáskor ledobott anyagban, azaz állhat frissen keletkező szemcsékből.

Ahogyan korábban tárgyaltam, az optikai spektrumban található Hα és [O I] 6300, 6363 Å vonalak aszimmetriái egyértelműen a robbanás során ledobott anyaghoz képest belső területeken elhelyezkedő, azaz frissen keletkező porszemcsékkel magyarázhatók (részletesen lásd a 5.3.2. fejezetben). A vonalprofilok DAMOCLES-modelljei azonban jelentősen – körülbelül két nagyságrenddel – nagyobb portömegeket ($\sim$0,24-0,58 M$\odot$) eredményeztek, mint az analitikus (vagy numerikus) modellek. Fontos viszont kiemelni a két módszer segítségével kapott portömegek összevetésekor, hogy az optikai vonalprofilok aszimmetriáinak modelljei nem adnak információt a kimutatott por hőmérsékletéről. Ez azt jelenti, hogy a DAMOCLES-modellek szerint a teljes portömeg a robbanáskor ledobott anyagban van és ennek csupán a meleg komponensét tudjuk megfigyelni a *JWST*-vel, miközben a másik, sokkal hidegebb része kizárólag a nagyobb hullámhosszakon detektálható.

Ebben az esetben viszont kérdésessé válik a porszemcsék elhelyezkedése. A Hα és [O I] 6300, 6363 Å vonalprofilok DAMOCLES-modelljeinek analízise alapján a tágulási sebességek 3750 km s^{-1} és 4125 km s^{-1} (a belső és a külső sugár esetén). Egyenletes tágulást feltételezve a szemcsék a centrumtól (5,5-6,6) $\cdot 10^{17}$ cm és (5,5-7,3) $\cdot 10^{17}$ cm-re lévő héjban találhatóak. Ezek a sebességek viszont sokkal nagyob-

bak, mint a szemcseképződés elméleti modelljeiből várt értékek (Sarangi, 2022). Fontos azonban itt is kiemelni, hogy a fenti számítások II-P típusú objektumokra készültek, azaz egy IIL szupernóva esetén elképzelhető lehet a szemcseképződés magasabb sebesség esetén. Érdemes tehát megvizsgálni a CDS-ben elhelyezkedő frissen keletkező porszemcsék lehetőségét is.

Tegyük fel, hogy a szemcsék a CDS-ben formálódnak (a szupernóva-robbanás sematikus szerkezetét, illetve a CDS helyzetét részletesen lásd a 2.2. ábrán), valamint az optikai emissziós vonalak a robbanáskor ledobott anyag hidrogénben gazdag és a visszafelé haladó lökéshullám által felfűtött területéről származnak. Ekkor a külsőbb regiókban jelenlévő porszemcsék mindkét (elöl és hátul) részről érkező vonalemissziót elnyelik. Csomós sűrűségprofillal leírható CDS esetén azonban a sugárzás egy része túljuthat rajta és elérheti a megfigyelőt (Milisavljevic et al., 2012) Ugyanakkor vitatott, hogy amennyiben létrejöhet ekkora – több, mint 0,1 $M_{\odot}$ – tömegű por a szupernóva környezetében, a CDS-ben van-e elegendő mennyiségű gázanyag, amely be tudja fogadni.

Fontos továbbá ismét kiemelni, hogy a fenti értékeket csatolt (azaz a gáz- és poranyag közös időfejlődését feltételező) DAMOCLES-modellek eredményezték. A szétcsatolt időfejlődést feltételező, fejlettebb modellek további lehetőségeket rejtenek magukban, és potenciálisan egyéb következtetések vonhatók le a porszemcsék elhelyezkedését illetően.

A porkomponensek részletes leírásához érdemes a hőmérsékleteket is megvizsgálni. A ledobott anyag hőmérséklete – bármely összetétel esetén – a robbanást követő 3000 nappal később 100 K alá csökken (a számítások eddig az időpontig tartanak, Sarangi, 2022). Feltételezve egy hasonló ütemű hőmérséklet-csökkenést, $\sim$40 évvel a robbanás után az SN 1980K esetén az elsődleges szilikátos porkomponensre kapott viszonylag magas hőmérséklet ($\sim$150 K) arra utal, hogy valamilyen többlet forrás fűti a maradványt. Hasonló eredményeket találtunk az SN 2004et és az SN 2017eaw esetén (Shahbandeh et al., 2023) is, ahol a többlet energia (az optikai, valamint feltehetően a röntgen és UV-tartományon is) az előrehaladó szupernóva-lökéshullám és a környező CSM kölcsönhatásából származhat.

Abban az esetben, ha a ledobott anyagot egy külső lökéshullám fűti fel, a porszemcsék teljes infravörös luminozitást és hőmérsékletet a porhéj és a lökéshullám relatív sugara határozza meg. A ledobott anyag tágulási sebessége 2500 km s^{-1} (a porképző rétegek tágulási sebességeinek legnagyobb elméleti értékei II-P típusú objektumok esetén, lásd fentebb) és benne szilikátos összetételű por helyezkedik el, amelyet egy $\sim$ 5000 km s^{-1}-mal (Fox et al., 2010) haladó külső lökéshullám fűt, a szemcsék hőmérséklete $\sim$ 150 K-nek becsülhető. A fentieket figyelembe véve megállapítható, hogy a ledobott anyagban elhelyezkedő por lehetősége összhangban van a megfigyelt közép-infravörös fluxusokkal.

Végül a frissen keletkező porszemcsék esetén is célszerű külön megvizsgálni az 5,6 μm-es pont illesztéséhez szükséges második, forró komponens tulajdonságait is. Az SN 1987A-val tárgyalt hasonlóság alapján feltehető, hogy a forró komponens a csillagkörüli anyagtól származik (részletesen lásd a 5.4.1. fejezetben). Ugyanakkor, ilyen hosszú idővel a robbanás után nehezen köthető egyértelműen bármely többlet energiát biztosító folyamathoz a robbanás során ledobott anyagban, és felmerül annak a lehetősége is, hogy egyáltalán nem kapcsolódik a táguló maradványhoz.

A fenti analízis alapján az SN 1980K-ról több, mint 40 évvel a robbanás után készült *JWST*/MIRI adatokban megfigyelt közép-infravörös többletsugárzás magyarázható:

- már a robbanás előtt jelenlévő, ütközés (vagy részben sugárzás) útján felfűtődött porszemcsékkel, hasonlóan az SN 1987A egyenlítői gyűrűjénél látottakhoz;
- vagy feltehetően frissen formálódott por közép-infravörös komponensével,

amely mellett a késői optikai spektrum alapján a robbanáskor ledobott anyagban jelen van egy sokkal hidegebb porkomponens is.

Fontos továbbá azt is megjegyezni, hogy az SN 1980K részletesebb analíziséhez további adatsor(ok)ra lenne szükség. Egy közép-infravörös spektrum segítségével potenciálisan meghatározható a szupernóva környezetében lévő porszemcsék összetétele és térbeli eloszlása. Emellett egy közeli-infravörös ($\sim$ 1-5 μm) adatsor a forró komponens természetének és fizikai jellemzőinek, míg egy UV/röntgen-adatsor a folyamatban lévő CSM-kölcsönhatásnak a részletes vizsgálatára adhat lehetőséget.

6. fejezet

Pormodellek Bayes-féle analízise

Doktori tanulmányaim során egy további hangsúlyos kutatási terület volt a magösszeomlásos szupernóvák pormodelljeinek Bayes-féle statisztikus megközelítésben végzett analízise. Az ezzel kapcsolatos kezdeti eredmények a vezető szerzőségemmel készült (Zsíros et al., közlésre elfogadva) konferenciakiadványban lettek közlésre elfogadva. Az alábbiakban a fenti publikáció mentén mutatom be az analízisünket, kiemelve és részletezve az általam elvégzett elemeket, valamint az új eredményeket.

A 3.4.1. fejezetben összefoglaltam a kutatómunkám során alkalmazott MCMC-algoritmussal csatolt Bayes-féle analízis elméleti hátterét. A korábbi fejezetekben pedig bemutattam, hogy az analitikus és numerikus pormodellek illesztése (a modellek részletes leírását lásd a 3. fejezetben) hatékony módja a port tartalmazó szupernóva környezetek karakterisztikus paraméterei becslésének.

Kutatómunkámban a Bayes-féle analízisen alapuló megoldáskeresést a magösszeomlásos szupernóvák MOCASSIN-modelljeire alkalmaztam (lásd 3.3.1. fejezet). A következőkben bemutatom a vizsgált modelleket, az analízis eredményeit és egy rövid kitekintést adok a kutatási terület további lehetőségeivel kapcsolatban.

Fontos megemlíteni, hogy a kutatómunkám során a Bayes-féle statisztikus megközelítéssel az SN 1980K részletes analízise előtt kezdtem el foglalkozni. Az SN 1980K *JWST*/MIRI méréseivel kapcsolatos vizsgálatok egy nemzetközi együttműködés részeként valósultak meg, amely során az adatokhoz csupán rövid ideig volt kizárólagos hozzáférésünk. A *JWST*-űrtávcső úttörő szerepéből és a szoros határidőből adódóan az SN 1980K analízise prioritást élvezett a korábban megkezdett magösszeomlásos szupernóvák statisztikus analízisével foglalkozó kutatási témával szemben. Jelen dolgozatban a statisztikus analízissel kapcsolatos kutatómunkám korai, a Zsíros et al. (közlésre elfogadva) publikációhoz kapcsolódó eredményeit mutatom be.

6.1. A Bayes-féle megközelítés a magösszeomlásos szupernóvák körüli por modellezésében

A Bayes-féle analízis kutatási témámban való alkalmazásának a fő motivációja, hogy segítségével hatékonyan feltérképezhető a numerikus modellek – amelyek fizikailag relevánsabb leírást tesznek lehetővé – széles paramétermezeje. Ezáltal meghatározhatók a paramétermező legvalószínűbb területei, valamint jellemezhetők a paraméterek közötti kapcsolatok és az egyes paraméterek illesztésre gyakorolt hatása. Ezek segítségével pedig meg lehet különböztetni egymástól az azonos illeszkedést adó, de különböző fizikai paraméterekkel leírható modelleket.

Ez különösen fontos a magösszeomlásos szupernóvákhoz köthető pormodellek paramétereinek megállapításában. Az analitikus modellek optikai mélységének növelésével ugyanis a portömeg és a hőmérséklet degenerált lesz, és mivel a porszemcsék emissziója nem képes kijutni a maradványból, az adatok gyakorlatilag végtelen nagy tömegű porral illeszthetővé válnak (Dwek et al., 2019).

A kutatómunkám ezen részében a célom a numerikus pormodellek biztosította paramétertér hatékony és szisztematikus tesztelése volt különböző típusú porképződést mutató magösszeomlásos szupernóvák esetén. Ezek alapján pedig a környezetükben megfigyelhető porszemcsék tulajdonságaival kapcsolatos következtetések levonása és a porforrások között betöltött szerepük vizsgálata.

Az analitikus modellek fontos szerepet töltenek be a Bayes-féle analízisben. Segítségükkel egyrészt becsülhető a legvalószínűbb tartomány és az egyes paraméterek korlátai. Másrészt, az analitikus modellek közvetlenül alkalmasak a kód ellenőrzésére a nagyobb számításigényű numerikus modellek tesztelése előtt. (Ugyanis, megfelelő működésnél az analitikus modellektől a korábban alkalmazott χ^2-statisztika eredményeihez közeli értékek várhatók a statisztikus megközelítéssel végzett analízis esetén is). Az analitikus modellekkel összevetve, a numerikus modellek nagyszámú szabad paramétert igényelnek. Ezek egy része rögzíthető a vizsgált szupernóva egyéb adatsorai és/vagy elméleti modelljei alapján. Az analízis során így elegendő a porképződés szempontjából kritikus paraméterekre fókuszálni.

A kutatócsoportunk által használt kód működése De Looze et al. (2019) által alkalmazott módszerre épül. A paramétermezőt egy MCMC algoritmussal csatolt Bayes-statisztikával térképeztük fel, amely során a mintavételezéshez az "emcee" Python-csomagot alkalmaztuk (a csomag működését lásd a 3.4.1. fejezetben). Segítségével a mintavételezést meghatározott számú sétáló véletlen bolyongásával valósítottuk meg. Az alkalmazott ”likelihood” függvény a – tipikusan használt – χ^2 statisztikával írható le.

A modellparaméterek leírására, valamint az egyes paraméterek közötti összefüggések szemléletes jellemzésére a szórásgörbe mátrixokat használtunk a *corner*[1] Python-modul segítségével. A modullal vizualizálható a mintánk összes egy- és kétdimenziós projekciója. A hisztogramok megegyeznek az 1D-s marginalizált a posteriori valószínűségek eloszlási görbéivel, azaz megmutatják, hogy a vizsgált paraméter egy adott másik paraméter esetén mekkora valószínűséggel vesz fel egy bizonyos értéket. A kontúrok a 2D-s a posteriori eloszlási ábrákat jelölik ki, amelyek segítségével két paraméter közötti összefüggések vizsgálhatók.

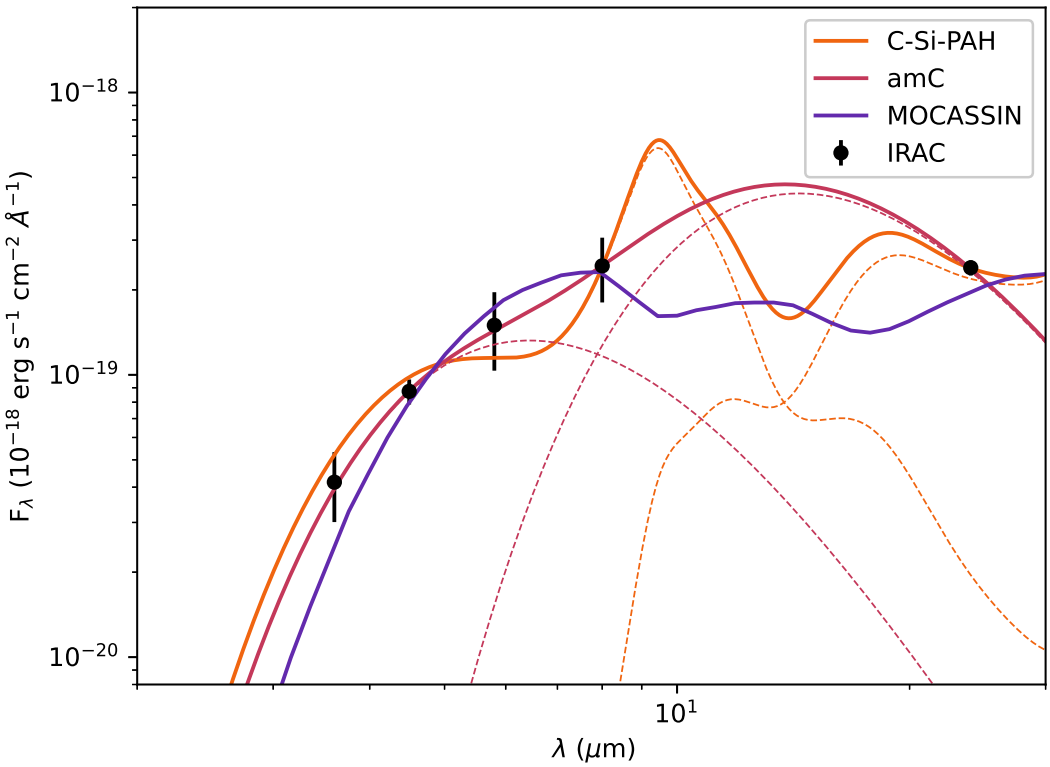
A modellek konvergenciáját a 3.4.2. fejezetben bemutatott integrált autokorrelációs idővel, valamint az elfogadási aránnyal ellenőriztük. Érdemes megjegyezni, hogy az ”emcee” csomag alkalmazásakor kapható nagyon kicsi elfogadási arányok (jó mintavételezést adó tartomány: 0,2-0,5 lásd a 3.4.1) jellemzően a feltételes valószínűségi sűrűség multimodalitásával és a leggyakrabban előforduló értékek között pedig széles, alacsony valószínűségű részekkel magyarázhatók. Az egyik legjobb megoldás ennek kezelésére a vizsgált paramétermező felosztása diszjunkt részekre, amelyek már nem multimodálisak; majd ezek egyéni mintavételezése és végül a kapott eredmények megfelelően kombinálása (Foreman-Mackey et al., 2013). Ez a megoldás azonban túlmutat a dolgozatom tárgyán.

6.2. A vizsgált pormodellek és eredményeik

A Bayes-féle analízis első lépése (lásd 3.4.1. fejezet) a vizsgált asztrofizikai probléma teljes valószínűségi modelljének megalkotása. Ennek során alapvetően a felhasznált MOCASSIN-kód által implementált fizikai feltevésekből indultam ki (részletesen lásd a 3.2.4. fejezet). Fontos azonban kiemelni, hogy a korábbi fejezetben, az SN 1980K esetén a MOCASSIN-modellek elsődleges szerepe az analitikus becslések megbízhatóságának tesztelésében, valamint egy lehetséges – legegyszerűbb – térbeli elrendezés lehetőségének a vizsgálatában volt. Mivel az SN 1980K kapcsán a cél a *J*WST/MIRI rendkívüli méréseinek analízise volt.

A MOCASSIN-kód egyedi modellek futtatására alkalmas. Ebből adódóan a valószínűségi vizsgálat előtt az egyes szupernóvák esetén rögzítettem a porképződés szempontjából kisebb jelentőséggel bíró paramétereket és elkészítettem egy nagyszámú MOCASSIN-modellt tartalmazó modellmezőt, amely alapján végeztem később a mintavételezést. Ahogy fentebb említettem, a MOCASSIN-modellek futtatása bizonyos paraméterkonfigurációk esetén időigényes. (Ez magyarázható egyrészt azzal, hogy a kis valószínűségi eloszlással leírható paraméterekhez tartozó modellek jellemzően hosszabb idő alatt – vagy egyáltalán nem – konvergáltak. Másrészt, a hatékony mintavételezés miatt az értelmezési tartomány számos paraméter esetén több nagy-

[1] A *corner* Python-modul: https://github.com/dfm/corner.py.

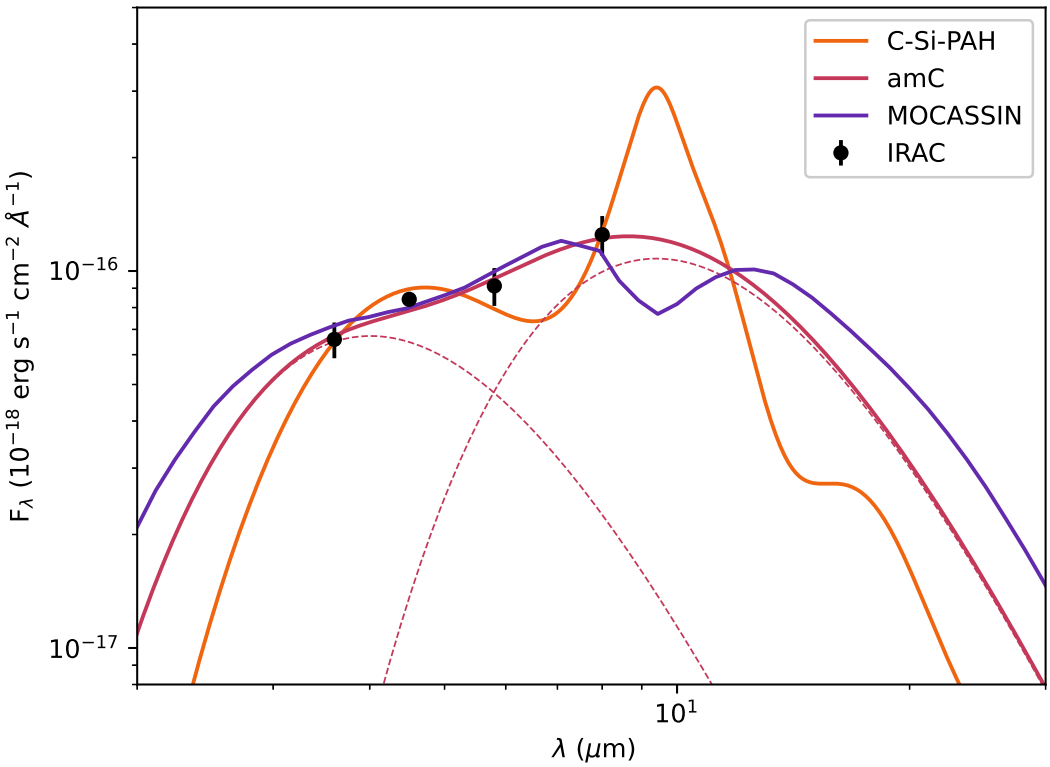


6.1. ábra. *Az SN 1980K késői Spitzer IRAC SED-jére illesztett analitikus és numerikus pormodellek (Zsíros et al., közlésre elfogadva). A vörös görbe az amorf szenes (5,39 · 10^{-4} $M_\odot$ és 170 K; 1,4 · 10^{-6} $M_\odot$ és 380 K), a narancssárga görbe a szilikátos (5,89 · 10^{-3} $M_\odot$ és 120 K; 1,3 · 10^{-5} $M_\odot$ és 390 K) összetételű legjobban illeszkedő analitikus pormodelleket jelöli. A lila görbe egy diffúz központi sugárzóforrás és egyenletes poreloszlás esetén kapott* MOCASSIN*-modellt jelöl, míg a fekete pontok a robbanást követő 23 és 28 évvel később készült IRAC mérésekből kapott SED-et jelölik (Sugerman et al., 2012).*

ságrendet is lefedett.) Ebből adódóan az analitikus modellekből származó becslések, valamint elméleti megfontolások alapján a paraméterteret előzetesen – a modellmező elkészítése előtt – manuálisan térképeztem fel. Ennek során számos különböző fizikai paraméter esetén (porszemcsék összetétele, mérete, eloszlása; sugárzó forrás természete, hőmérséklete; ...) teszteltem MOCASSIN-modelleket.

Annak érdekében, hogy egy reprezentatív mintával dolgozzunk, különböző típusú, jó mérési lefedettséggel jellemezhető magösszeomlásos szupernóvát választottunk a vizsgálatainkhoz. A kutatócsoportunk az SN 1993J, az SN 1980K és az SN 1996cr jelű szupernóvák késői *S*pitzer-adatok alapján készült SED-jeit vizsgálta.

Az SN 1996cr a Körző galaxisban található IIn típusú szupernóva, amely egyike a rádió- és röntgentartományban eddigi legfényesebb szupernóváknak (Bauer et al., 2008). A szülőcsillaga egy viszonylag üres csillagközi régióba robbant és a kezde-



6.2. ábra. *Az SN 1996cr késői Spitzer IRAC SED-jére illesztett analitikus és numerikus pormodellek (Zsíros et al., közlésre elfogadva). A vörös görbe az amorf szenes (4,46 · 10^{-3} $M_\odot$ és 260 K; 1,8 · 10^{-5} $M_\odot$ és 610 K), a narancssárga görbe a szilikátos (1,41 · 10^{-3} $M_\odot$ és 460 K) összetételű legjobban illeszkedő analitikus pormodelleket jelöli. A lila görbe egy diffúz központi sugárzóforrás és egyenletes poreloszlás esetén kapott* MOCASSIN*-modellt jelöl, míg a fekete pontok a robbanást követő 4194. napos IRAC SED-et jelölik.*

ti időszakban zavartalanul tágult, mielőtt ütközött az őt körülvevő sűrű CSM-mel. A rádió- és röntgentartományban mérhető sugárzása a robbanást követő néhány év múlva több, mint két nagyságrenddel megnőtt, majd közel állandó maradt az azt követő években, hasonlóan az SN 1987A-nál megfigyeltekhez (Bauer et al., 2008). Az összetett oxigén vonalak és a késői VLTI mérések körkörös héj- vagy gyűrűszerű szerkezetre utalnak (Bauer et al., 2008; Bietenholz et al., 2023). Ezek mellett az SN 1996cr is azon kivételes szupernóvák közé tartozik, amelyek több, mint egy évtized után is megfigyelhetőek voltak. A szupernóvát többek között a *Spitzer*-űrtávcső is detektálta. (Az SN 1993J-ről és az SN 1980K-ról információkat lásd a 4.1. és 5.1. fejezetekben.)

Az SN 1993J esetén a robbanást követő 5359. napon (Zsíros et al., 2022), míg az SN 1980K esetén a 23 és 28 évvel később készült mérések átlagával dolgoztam (a szupernóva távolságának 5,9 Mpc-et vettem, Sugerman et al., 2012). Az illesztések

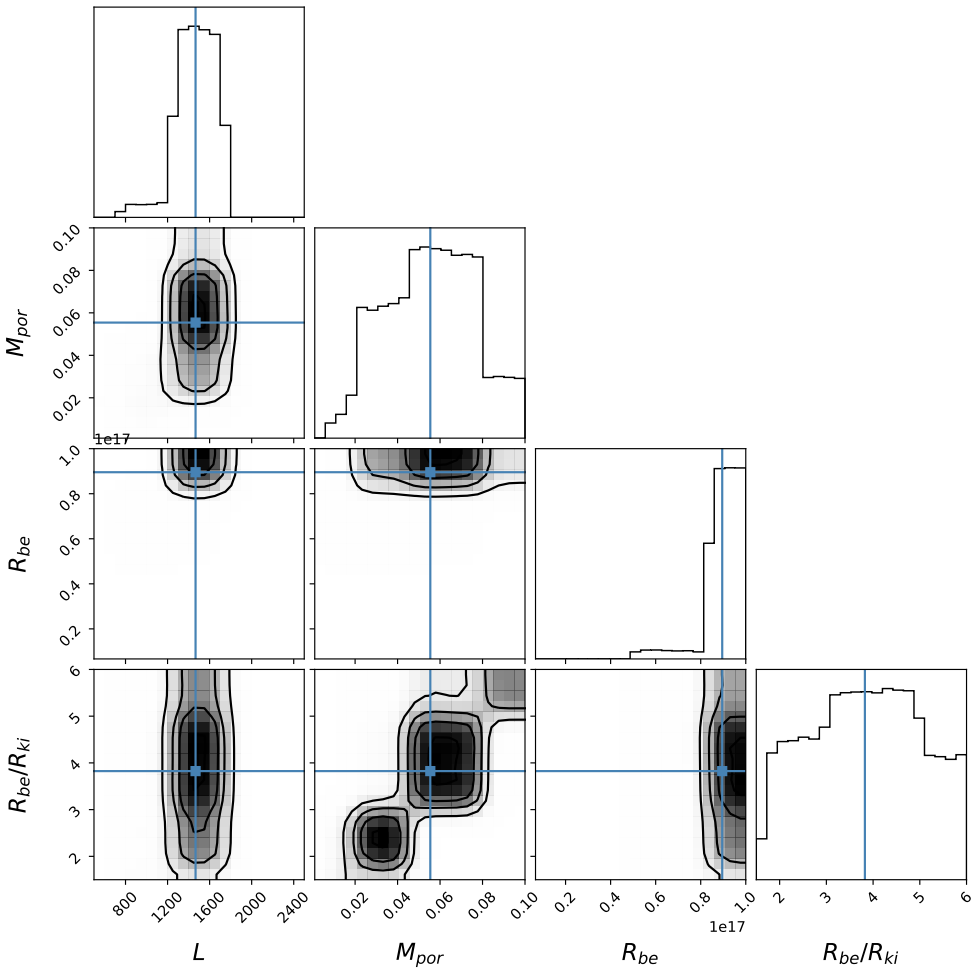
során az SN 1980K publikus adatsorát használtam fel (Sugerman et al., 2012). Az SN 1993J késői közép-infravörös adatainak részletes analízisét lásd a 4. fejezetben. Az SN 1996cr analízis során felhasznált, eddig publikálatlan késői infravörös IRAC adatsorának fotometriai redukcióját témavezetőm végezte.

Elsőként mindhárom szupernóva közép-infravörös SED-jeire analitikus amorf szenes és szilikátos összetételű pormodelleket illesztettem a 3.2.2. fejezetben leírtak alapján. Az analízis során a *Spitzer*/IRAC detektorának adataiból készített késői közép-infravörös SED-jeivel dolgoztam, azaz jellemzően 4 pont állt rendelkezésre. Ebből adódóan alkalmasan egyszerre legfeljebb 4 paraméter vizsgálható az analízis során (ugyan a keretrendszer lehetőséget biztosít ennél sokkal nagyobb számú paraméter együttes vizsgálatára). Az analitikus modellek segítségével a feltételezett porszemcsék hőmérséklete és össztömege illeszthető különböző összetételű és méretű szemcsék esetén. Ebből adódóan közvetlenül hőmérséklet(ek) és a portömeg(ek) a kapcsolatát lehet jellemezni. Az illesztések során a két paraméter közötti antikorreláció tapasztalható. Emellett, a kisebb szemcsék ($\leq$ 0,1 μm) nem eredményeznek jelentősen eltérő pormodelleket, valamint ezek hatása a kapott portömegekre és hőmérsékletekre elhanyagolhatóan kicsi (Fox et al., 2010; Sarangi, 2022) – lásd továbbá az SN 1980K esetén, a 5.2.3. fejezetben.

A MOCASSIN-modellek esetén ezzel szemben számos, a porszemcsék elhelyezkedésére és a fűtési mechanizmusra jellemző paraméter vizsgálható. Annak érdekében, hogy az analitikus modellekkel közvetlenül össze lehessen hasonlítani a numerikus modellek eredményeit, elsőként gömbszimmetrikus elrendezést vizsgáltam és a feltételezett porhéj külső sugarával, valamint a belső és külső sugarának az arányával dolgoztam.

A sugárzó forrás definiálása fontos lépése a modellek inicializálásának. Ezt a luminozitásának, hőmérsékletének és a forrás természetének megadásával végeztem el. Az egyenletes szemcseeloszlást feltételező modellek esetén azonban a sugárzó központi forrás luminozitása és a portömeg nem független egymástól. Érdemes megjegyezni, hogy csomós sűrűségeloszlást feltételezve az optikai emisszió viszont elsősorban a csomóstuktúrák kitöltési faktorától függ, nem pedig a portömegtől (Wesson & Bevan, 2021). Fontos továbbá kiemelni, hogy az analitikus modellekkel szemben a MOCASSIN-modellek esetén a megfigyelt por hőmérséklete nem adható meg modellparaméterként.

A numerikus modellek tesztelése során feltételeztem, hogy a porszemcsék egy porhéjba tömörülnek, amelyet egy centrális pontforrás vagy egy diffúz sugárzó forrás világít meg, és vizsgáltam a forrás luminozitását. Emellett teszteltem modelleket azonos sugarú porszemcsék és a jellemző hatványfüggvénnyel leírható méreteloszlás esetén is: dn = k $\cdot$ a^{-m} da, ahol dn az $[a : a + da]$ sugarú szemcsék számsűrűsége, k pedig egy erre jellemző skálafaktor (Mathis et al., 1977). Valamint, az összetételt te-



6.3. ábra. *Az SN 1993J diffúz sugárzó forrást és egyenletes poreloszlást feltételező* MOCASSIN*-modelljeinek Bayes-féle analíziséből készített szórásgörbe mátrixok (Zsíros et al., közlésre elfogadva). Az egyes kontúrok a 0,5; 1; 1,5; 2 σ valószínűségekhez tartozó területeket jelölik ki (ennek megfelelően szürkítve vannak a diagramok), míg a kék vonalak az egyes paraméterek középértékeit jelölik. Az egyes adatpontok nem lettek ábrázolva, valamint a kontúrok simítva lettek.*

kintve alkalmaztam amorf szenes, szilikátos és ezek keverékéből álló pormodelleket is. A legjobban illeszkedő amorf szenes és szilikátos összetételű analitikus modelleket, valamint egy jó illeszkedést adó diffúz központi sugárzóforrást és egyenletes poreloszlást feltételező MOCASSIN-modellt a 6.1. és a 6.2. ábrák szemléltetik.

A Bayes-analízis során többek között vizsgáltam a sugárzó forrás luminozitását (L), a gömbszimmetrikusnak feltételezett port tartalmazó régió belső sugarát ($R_{\rm be}$) és a belső és külső sugarak arányát ($R_{\rm be}/R_{\rm ki}$), valamint a porszemcsék össztömegét ($M_{\rm por}$). A vizsgált paraméterek korlátait a megfelelő numerikus modellek alapján rögzítettem. A numerikus modellek paramétereit pedig előzetesen illesztett analitikus modellekből becsültem. A modellek futtatása során széles skálán teszteltem a statisztikus analízist leíró paraméterek (a sétálók száma, a láncok hossza, valamint a

bemelegítő lépések száma) értékeit.

A paramétermező vizsgált paramétereinek legnagyobb valószínűséggel előforduló konfigurációi a szórásgörbe mátrixokkal szemléltethetők. A vizsgált paraméterek legvalószínűbb értékeit egy másik paraméter által felvett értékek függvényében az 1D-s marginalizált feltételes valószínűségek eloszlási görbéi adják meg, míg a két paraméter közötti összefüggést a 2D-s eloszlási ábrák jellemzik. A diagramok felbontása függ a mintavételezéskor alkalmazott sétálók számától és az egyes láncok hosszától. Ezek növelésével részletesebb képet kaphatunk az egyes projekciókról, azonban ezzel egyidőben jelentősen megnövekedhet az analízis számításigénye. Az SN 1993J esetén a fenti négy vizsgált paraméter egy- és kétdimenziós projekcióját a 6.3. ábra szemlélteti.

6.3. További alkalmazási lehetőségek – kitekintés

A jelen fejezetben bemutatott kutatómunka a tézispontom alapjául szolgáló publikációra (Zsíros et al., közlésre elfogadva) fókuszál. A fenti eredmények óta az analízishez felhasznált kódokban további fejlesztetéseket végeztem, az egyes lépéseket optimalizáltam és további, jobb minőségű adatsorra alkalmaztam. A programozástechnikai megfontolások mellett a kutatási téma is számos további potenciált rejt magában, amelyek alapos kidolgozása a posztdoktori évekre tervezett kutatási feladat. A fenti lépések segítségével egy olyan analízis dolgozható ki, amellyel nagyszámú minta esetén lehetséges a magösszeomlásos szupernóvák körüli porszemcsék paramétereit meghatározni. Ez lehetőséget biztosíthat különböző típusú szupernóvák porképződésben betöltött szerepének a szisztematikus vizsgálatára és a kapott eredmények általánosítására. Ebből adódóan pedig további, más típusú szupernóvák esetén is megkezdtem az analízis tesztelését, valamint egy reprezentatív minta elkészítését.

Végül érdemes megemlíteni, hogy a *JWST*-űrtávcső korszakában különösen nagy szerepe lehet a statisztikus módszereknek a magösszeomlásos szupernóvák hatékony, szisztematikus vizsgálatában. A *JWST* hosszú és kivételes minőségű adatsorai lehetőséget biztosítanak a Bayes-féle analízis előnyeinek teljes körű kihasználására. Ahogyan fentebb említettem, a DAMOCLES-kódban is elérhető egy Bayes-statisztikán alapuló modul, amely segítségével az optikai vonalprofilok porparaméterei térképezhetők fel. A jelenlegi legjobb minőségű közép-infravörös méréseket optikai spektrumokkal kombinálva lehetséges a magösszeomlásos szupernóvák környezetében lévő por- és gázanyag, valamint az egyes fűtőforrások morfológiájának konzisztens leírása. Ugyan egyelőre extragalaktikus objektumokat nem sikerült felbontani, a két módszer együttes alkalmazásával lehetőség van a por és gáz eloszlását a Világegyetemben megvalósítható módon leíró modellek készítésére és az egyes porkomponensek felol-

dására.

A fentiek segítségével a különböző típusú magösszeomlásos szupernóvák esetén olyan megfigyelési korlátok biztosíthatók, amelyek az elméleti modellek viszonyítási alapjául szolgálhatnak és tovább mélyítik a porképződésükkel kapcsolatos ismereteket. Ezek az erős megfigyelési korlátok elengedhetetlenek a magösszeomlásos szupernóvák porképződésének időskálájával kapcsolatos, valamint a portömegekre vonatkozó elméleti jóslatok és a megfigyelések között régóta fennálló eltérések magyarázatához.

Összefoglalás

Tudományos háttér

Magösszeomlásos, más néven kollapszár szupernóváknak (”core collapse supernovae”, CCSN) nevezzük a nagy tömegű ($M > 8\ M_{\odot}$, pl. Woosley et al. 2002) csillagok életútját lezáró robbanásokat. Ezek a nagy energiájú események lehetőséget biztosítanak a nagy tömegű csillagok késői fejlődési állapotainak és tömegvesztési folyamatainak a vizsgálatára, valamint fontos szerepet töltenek be a kozmikus anyagkörforgásban, ideértve a csillagközi por keletkezését is. Csillagközi porszemcséket nagy mennyiségben megfigyelhetünk mind a közeli, mind a távoli galaxisokban. Szerepük alapvető jelentőségű a csillagközi anyagban található molekulák és bolygókezdemények létrejöttében, ugyanakkor forrásai a mai napig nem teljesen ismertek.

A porszemcsék képződéséhez szükséges fizikai körülmények elsősorban az aszimptotikus óriáscsillagok (AGB) kiterjedt légkörében vannak jelen. Az elmúlt évek áttörő megfigyelései ezzel szemben jelentős mennyiségű port mutattak ki nagyon fiatal galaxisok esetében is (lásd pl. Watson et al., 2015), amelyekben az AGB csillagok – életkorukból adódóan – még nem lehettek jelen. A magösszeomlásos szupernóvák gyors fejlődésük és a korai Világegyetemben feltételezett nagy számuk miatt akkoriban a porszemcsék egyik fő (csillagszerű) forrásai lehettek (lásd pl. Gall et al., 2011). Napjainkig azonban csupán néhány fiatal extragalaktikus szupernóva és idősebb maradvány esetén mutattak ki jelentős mennyiségű port (lásd pl. Szalai et al., 2019; De Looze et al., 2019), azaz továbbra is számos megválaszolatlan kérdés maradt a szupernóvák környezetében lévő porszemcsék paramétereivel és forrásaival kapcsolatban.

A magösszeomlásos szupernóvák környezete rendkívül összetett, amelyben a porszemcsék:

- lehetnek lokális porképződés eredményei a szupernóva által ledobott anyag (”ejecta”) belső részében, vagy a visszafelé haladó lökéshullámfront mögött kialakuló kontakt diszkontinuitásban (az ún. *hideg sűrű héj*ban);
- illetve már korábban, a szülőcsillag tömegvesztési folyamataival keletkezhettek és a robbanás következtében (ütközés és/vagy sugárzás útján) felfűtődtek a

maradvány szűkebb környezetében. Azt az esetet, amikor a sokkal távolabbi csillagközi anyagról a látóirányba történik fényszóródás, *infravörös visszfény*nek nevezzük.

Tehát a porszemcsék forrásának meghatározásában jelentős szerepe van a térbeli eloszlásuknak, ebből adódóan pedig a szupernóva és környezetének geometriáját leíró jellegzetes méreteknek.

A magösszeomlásos szupernóvák környezetében lévő por leírásának egyik hatékony és széles körben alkalmazott módja a porszemcsék termális sugárzásának modellezése. Ugyanis a porszemcsék az ultraibolya, optikai és a közeli-infravörös tartományban szórják és nyelik el a fényt, majd az így nyert energiát a közép-infravörös és szubmilliméteres tartományban termális sugárzás formájában adják le. A porparaméterek meghatározásának másik eredményes, azonban a szakirodalomban eddig kevésbé elterjedt módja a szupernóvák optikai és közel-infravörös tartományban megjelenő emissziós színképvonalainak modellezése (lásd pl. Bevan & Barlow, 2016; Niculescu-Duvaz et al., 2022). Jelenlegi tudásunk szerint az ebben a tartományban lévő emissziós színképvonalak aszimmetriái magyarázhatók a szupernóva által ledobott anyagban frissen keletkező porszemcsék fénygyengítő hatásával. A két megközelítést együtt alkalmazva pedig lehetőség van a porképződés helyének és a porszemcsék forrásainak a megállapítására, azaz az egyes porkomponensek szétválasztására.

A magösszeomlásos szupernóvák infravörös adatainak fő forrása az elmúlt két évtizedben a *Spitzer*-űrtávcső volt, amely három detektorával mind fotometriai, mind spektroszkópiai méréseket is végzett. A 2021-ben felbocsátott James Webb-űrteleszkóp (”James Webb Space Telescope”, továbbiakban *JWST*) azonban új távlatokat nyitott a kozmikus por kutatásában, és már működésének az első évében úttörő eredményeket hozott.

A *JWST* korszakában várhatóan különösen nagy szerepe lesz az asztrofizikában egyre szélesebb körben elterjedt statisztikus módszereken alapuló modellezési eljárásoknak. A valószínűségi adatelemzés, köztük a Bayes-tételen alapuló statisztikai megközelítés lehetővé teszi a nem-analitikus fizikai problémák hatékony és gyors megoldását. Segítségükkel jellemezni lehet a fizikailag releváns leíráshoz szükséges modellek széles paramétermezejét és az egyes paraméterek kapcsolatát. A Bayes-féle megközelítésben egy adott rendszer paramétereinek a valószínűségi eloszlásából tudjuk meghatározni a legvalószínűbb megoldásokat. A *JWST* kivételes minőségű adatsorai pedig lehetőséget biztosítanak a Bayes-féle analízis előnyeinek teljes körű kihasználására.

Célkitűzés és kutatási módszerek

A jelen dolgozatban bemutatott kutatómunkám során magösszeomlásos szupernóvákban és környezetükben zajló porképződést vizsgáltam több hullámhosszú adatsorok alapján, analitikus és numerikus modelleket, valamint statisztikai megközelítést felhasználva. Ennek során a *Spitzer*- és a *Webb*-űrtávcső, valamint a földfelszíni *Keck* óriástávcső adataival dolgoztam, és részletesen vizsgáltam az SN 1993J és az SN 1980K jelű magösszeomlásos szupernóvákat.

Mindkét fenti szupernóva esetén feldolgoztam a *Spitzer*-űrtávcső IRAC és MIPS detektorának összes publikusan elérhető adatát, majd elkészítettem a késői közép-infravörös fénygörbéket. Megállapítottam, hogy a robbanás során ledobott, hűlő anyag nem lehet a megfigyelt infravörös sugárzás egyedüli forrása, az észlelt többletsugárzás feltehetően porszemcsék jelenlétével magyarázható. A szupernóvák környezetében feltételezett porszemcsék paramétereit a késői közép-infravörös SED-ek analitikus és numerikus modellezésével határoztam meg. A numerikus modellek létrehozásához a MOCASSIN (Ercolano et al., 2003, 2005, 2008) sugárzásitranszfer-kódot alkalmaztam.

Emellett részletesen vizsgáltam mind a frissen keletkező porszemcsék, mind a már korábban jelenlévő és a robbanás következtében (ütközés/sugárzás útján) felfűtődő porszemcsék lehetőségét. A frissen keletkező szemcsék elhelyezkedését alapvetően a feketetest sugárzást leíró modellekből, a ledobott anyag tágulási sebességéből, valamint a maradvány rádiósugárzásából meghatározott méretekből becsültem meg. Ezeket az eredményeket pedig összevetettem az optikai vonalprofilok aszimmetriáinak modellezéséből kapott – saját, valamint a szakirodalomban fellelhető – eredményekkel. A korábban jelenlévő és ütközéses úton felfűtődő porszemcsék lehetőségének vizsgálatához a szupernóva-lökéshullám és a csillagkörüli anyag kölcsönhatását leíró standard modellt használtam fel. Míg a szemcsék sugárzásos úton történő felfűtésének lehetőséget egy széles körben alkalmazott infravörös visszfény-modell segítségével tanulmányoztam. Az egyes modellezési folyamatokból meghatározott porparaméterek, valamint a szemcsék elhelyezkedésére vonatkozó megállapítások alapján pedig következtetéseket tudtam levonni az egyes porkomponensek forrásaival kapcsolatban.

Az SN 1980K esetén lehetőségünk volt egy késői, a *JWST*-adatokkal közel egyidőben készült optikai *Keck*-spektrummal is dolgozni. A spektrumban erős, aszimmetrikus profilú emissziós színképvonalak figyelhetők meg, amelyek ugyancsak a szupernóva környezetében lévő porszemcsék jelenlétére utalnak. Kutatómunkám során a DAMOCLES (Bevan & Barlow, 2016; Bevan, 2018) sugárzásitranszfer-kód segítségével modelleztem az optikai emissziós színképvonalak aszimmetriáit és határoztam meg a frissen keletkező porszemcsék paramétereit.

Az itt ismertetett kutatómunkám másik részében magösszeomlásos szupernóvák

numerikus pormodellejeit tanulmányoztam statisztikus megközelítéssel. A paraméterek elsődleges becsléséhez analitikus pormodelleket illesztettem a spektrális energiaeloszlásokra, majd a további porparaméterek meghatározásához numerikus modelleket készítettem a MOCASSIN-kód segítségével. A numerikus pormodellek interpretálásához egy Markov-lánc Monte Carlo (MCMC) algoritmussal csatolt Bayes-statisztikát alkalmaztam. A mintavételezés az ”emcee” Python-csomaggal (Foreman-Mackey et al., 2013) történt, amely meghatározott számú ún. sétáló véletlen bolyongásával dolgozik. Az analízis során vizsgáltam a mintavételezés konvergenciáját, a kapott paramétertartományokat és a lehetséges paraméterdegenerációkat (azaz több különböző paraméterkonfiguráció esetén adódik ugyanaz a megoldás).

A jelen dolgozatban bemutatott kutatómunkám célja tehát a Világegyetem egyik fontos alkotóelemének, a kozmikus por eredetének a részletes vizsgálata magösszeomlásos szupernóvák környezetében: a napjainkban elérhető legjobb minőségű több hullámhosszú adatsorok segítségével, különböző modellezési technikák szisztematikus felhasználásával, valamint statisztikus megközelítéssel.

Summary

Scientific case

Core-collapse supernovae (CCSNe) are the explosive deaths of massive stars (M $>$ 8 $M_{\odot}$, see, e.g., Woosley et al. 2002). These cataclysmic events provide an opportunity to investigate the final evolution stages of massive stars and their mass-loss processes. They also play a significant role in the cosmic matter cycle including interstellar dust formation. Cosmic dust grains are detected throughout the Universe and are the primary elements of forming molecules and planets. However, their origins are not yet fully understood.

The physical conditions required for dust formation are typically present in the extended atmospheres of asymptotic giant branch stars (AGBs). Nevertheless, recent breakthrough discoveries suggest that a large amount of dust could be present in young galaxies (see, e.g., Watson et al., 2015) that do not contain AGBs due to their age. Owing to their rapid evolution and a presumed large number in young galaxies, CCSNe may have been a primary dust source in the early Universe (see, e.g., Gall et al., 2011). Nevertheless, only a few young extra-galactic SNe and older SN remnants show direct observational evidence for dust condensation (see, e.g., Szalai et al., 2019; De Looze et al., 2019). Thus, there are still numerous unanswered questions regarding the parameters and origin of dust grains in the environment of CCSNe.

CCSNe have an extremely complex environment where dust grains could be:

- newly-formed in the ejecta or the contact discontinuity behind the reverse shock (called the cold, dense shell);
- or pre-existing and heated by collision/radiation of the shocked or unshocked circumstellar medium. Light scattering from interstellar matter that is much farther away produces an infrared echo.

Hence, the spatial distribution of grains and the geometry of the dust-containing region play an important role in determining the origin of the dust.

One efficient and widely used method for studying dust grains in the environment of CCSNe is modeling their thermal emission. Dust grains absorb and scatter

light in ultraviolet, optical, and near-infrared regimes and emit the absorbed energy as thermal emission at mid-infrared and sub-millimeter wavelengths. A less widespread but successful method for obtaining dust parameters is modeling the optical and near-IR emission-line profiles (see, e.g., Bevan & Barlow, 2016; Niculescu-Duvaz et al., 2022). As far as we know, newly-formed dust grains in the ejecta can explain the asymmetries of emission lines at these wavelengths. Furthermore, simultaneously applying both modeling approaches, it is possible to disentangle pre-existing and newly-formed SN dust components.

In the past two decades, the *Spitzer Space Telescope* was the primary source of mid-infrared data. With its three detectors, the telescope carried out photometric and spectroscopic observations. However, the *James Webb Space Telescope* (JWST), launched in 2021, opened a new perspective on cosmic dust research and revolutionized the field with its groundbreaking first results.

In the *JWST* era, statistical methods, which are applied more widely in astrophysics, are expected to become more significant. Statistical data analysis, including the Bayesian framework, enables fast and efficient problem-solving in the case of non-analytical physical systems. This approach allows us to map the broad parameter space of relevant models and describe the relationship between given parameters. Within the Bayesian framework, we can derive the most probable solutions of a system from the probability distribution. The exceptional datasets provided by the *JWST* present an opportunity to exploit the benefits of the Bayesian framework.

Objective and research methods

In the work presented here, I studied the dust formation in the environment of core-collapse supernovae via multi-wavelength datasets using analytical and numerical models and a statistical approach. Throughout the analysis, I used data from the *Spitzer Space Telescope*, the *JWST*, and the *Keck Telescope* and investigated in detail the SN 1993J and SN 1980K.

I carried out a photometry on all available data of the *Spitzer* IRAC and MIPS detectors regarding both SNe and obtained the late-time mid-IR lightcurves. Based on mid-infrared observations, the cooling ejecta alone cannot account for the observed mid-infrared flux excess, suggesting the presence of dust grains. To obtain the dust parameters, I used analytical and numerical dust models. I computed numerical dust models with the MOCASSIN (Ercolano et al., 2003, 2005, 2008) radiative transfer code.

Furthermore, I thoroughly investigated the possibility of newly-formed dust and pre-existing dust heated by collision/radiation. I estimated the size of the ejecta and the cold dense shell mainly using blackbody models, the expanding velocity of

the ejecta, and radio observations. I compared these findings with the results of optical line profile modeling, considering both my analysis and previously published research. I investigated the pre-existing and collisionally heated dust scenario with the standard interacting model (which describes the interaction of the SN-shock wave and the circumstellar matter). Moreover, I studied the pre-existing and radiatively heated dust grains by applying a widely-used infrared echo model. Finally, based on the dust properties derived from different approaches, I was able to make constraints on the origins of the grains.

In the case of SN 1980K, we have a late-time optical spectrum obtained with the *Keck* telescope around the same time as the *JWST* observations. The spectrum exhibits strong, asymmetric emission lines, which also implies the presence of dust grains. I modeled the asymmetries in optical and near-IR emission-line profiles with the DAMOCLES (Bevan & Barlow, 2016; Bevan, 2018) radiative transfer code and derived the properties of the newly-formed dust grains.

In the other part of my research, I examined numerical dust models of CCSNe and interpreted the results using a statistical approach. I fit analytical dust models to the spectral energy distributions to estimate the model parameters. In order to investigate the parameters further, I computed numerical models with the MOCASSIN code. To interpret the numerical models, I applied a Bayesian data inference framework coupled to a Markov chain Monte Carlo (MCMC) algorithm. I achieved the sampling utilizing an affine invariant ensemble sampler implemented through the ”emcee” package (Foreman-Mackey et al., 2013) in Python, which uses random walks of a collection of walkers. I examined the degree of convergence of the sampling, the relationship between the model parameters, and possible parameter degeneracies (in a context where many different parameter configurations can result in a given solution).

The objective of the presented work is to carry out a detailed analysis of cosmic dust – which is one of the significant components of the Universe – in the vicinity of core-collapse supernovae using high-quality multi-wavelength datasets and systematically applying several modeling techniques and also a statistical approach.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek, **Dr. Szalai Tamás**nak a BSc-s tanulmányaim óta tartó szakmailag kiemelkedő és lelkiismeretes munkáját, amellyel végigkísérte és segítette a kutatómunkámat. Hálás vagyok neki az elmúlt évek számos szakmai lehetőségéért, amelyek új távlatokat nyitottak a kutatómunkámban és segítették a kutatóvá válásomat.

Köszönöm **Prof. Dr. Ilse De Looze**-nak a statisztikus megközelítésen alapuló analízisben, az ennek során alkalmazott kódok fejlesztésben, valamint a DAMOCLES-kód alkalmazásában nyújtott segítségét. Továbbá, hálás vagyok, hogy két szakmai látogatás keretén belül is fogadott kutatócsoportjában a Genti Egyetemen.

Szeretném köszönetem kifejezni társszerzőimnek a magasszínvonalú munkájáért, amellyel segítették a publikációink létrejöttét. Külön köszönöm Dr. Ori D. Fox, Dr. Arka Sarangi, Prof. Dr. Alex Fillippenko és Dr. Roger Wesson segítségét.

A szegedi Kutatócsoportban eltöltött idő jelentősen segítette a szakmai fejlődésemet és számos lehetőséget teremtett a szakmai együttműködésre, amiért köszönettel tartozom egyetemi oktatóimnak és kollégáimnak. Külön köszönöm Dr. Vinkó József és Dr. Székely Péter segítségét. Továbbá, szeretném köszönetemet kifejezni Dr. Mező Tamás és Tóth Károly, középiskolai tanáraimnak.

Szívből köszönöm **Családom**nak a támogatását, szeretetét és türelmét, amellyel végig motiváltak és segítettek a tanulmányaim, valamint a kutatómunkám során! Nagyon köszönöm **Édesanyám** támogatását, aki mindig erőt adott a céljaim megvalósításához.

Emellett köszönettel tartozom a Szegedi Tudományegyetem Fizika Doktori Iskolájának, a Fizikai Intézet Kísérleti Fizikai Tanszékének, valamint Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékének, hogy biztosították a doktori tanulmányaimhoz és a kutatómunkámhoz szükséges feltételeket. Kutatómunkámat a doktori tanulmányaim és a doktorvárományosi időszak alatt az NTP-NFTÖ-19-B-0147, az ÚNKP-20-3-SZTE-497, az NTP-NFTÖ-21-B-0262, az NTP-NFTÖ-22-B-0166, az ÚNKP-23-4-SZTE-574, az NKFIH/OTKA FK-134432 és a GINOP-2-3-2-15-2016-00033 pályázatok támogatták.

Irodalomjegyzék

Aldering, G., Humphreys, R. M., & Richmond, M. 1994, The Astronomical Journal, 107, 662

Anderson, J. P., et al. 2014, The Astrophysical Journal, 786, 67

Andrews, J. E., et al. 2011, The Astronomical Journal, 142, 45

Arendt, R. G., Dwek, E., Bouchet, P., Danziger, I. J., Frank, K. A., Gehrz, R. D., Park, S., & Woodward, C. E. 2016, The Astronomical Journal, 151, 62

Arendt, R. G., Dwek, E., Bouchet, P., John Danziger, I., Gehrz, R. D., Park, S., & Woodward, C. E. 2020, The Astrophysical Journal, 890, 2

Arendt, R. G., Dwek, E., Kober, G., Rho, J., & Hwang, U. 2014, The Astrophysical Journal, 786, 55

Barbieri, C., Bonoli, C., & Cristiani, S. 1982, Astronomy & Astrophysics, 114, 216

Barbon, R., Ciatti, F., & Rosino, L. 1982, Astronomy & Astrophysics, 116, 35

Barlow, M. J., et al. 2010, Astronomy & Astrophysics, 518, L138

Bartel, N., et al. 2002, The Astrophysical Journal, 581, 404

Bauer, F. E., Dwarkadas, V. V., Brandt, W. N., Immler, S., Smartt, S., Bartel, N., & Bietenholz, M. F. 2008, The Astrophysical Journal, 688, 1210

Bevan, A. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 480, 4659

Bevan, A., & Barlow, M. J. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 456, 1269

Bevan, A., Barlow, M. J., & Milisavljevic, D. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 465, 4044

Bietenholz, M. F., Bartel, N., & Rupen, M. P. 2001, The Astrophysical Journal, 557, 770

—. 2003, The Astrophysical Journal, 597, 374

Bietenholz, M. F., et al. 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 521, 2239

Björnsson, C. I. 2015, The Astrophysical Journal, 813, 43

Blair, W. P., Ghavamian, P., Long, K. S., Williams, B. J., Borkowski, K. J., Reynolds, S. P., & Sankrit, R. 2007, The Astrophysical Journal, 662, 998

Bode, M. F., & Evans, A. 1980, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 193, 21P

Bouchet, P., & Danziger, I. J. 1993, Astronomy & Astrophysics, 273, 451

Bouchet, P., et al. 2006, The Astrophysical Journal, 650, 212

Buta, R. J. 1982, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 94, 578

Canizares, C. R., Kriss, G. A., & Feigelson, E. D. 1982, The Astrophysical Journal, 253, L17

Chandra, P., Dwarkadas, V. V., Ray, A., Immler, S., & Pooley, D. 2009, The Astrophysical Journal, 699, 388

Chawner, H., et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 483, 70

Cherchneff, I., & Dwek, E. 2009, The Astrophysical Journal, 703, 642

Cherchneff, I., Le Teuff, Y. H., Williams, P. M., & Tielens, A. G. G. M. 2000, Astronomy & Astrophysics, 357, 572

Chevalier, R. A. 1982a, The Astrophysical Journal, 258, 790

—. 1982b, The Astrophysical Journal, 259, 302

Chevalier, R. A., & Fransson, C. 1994, The Astrophysical Journal, 420, 268

—. 2003, Supernova Interaction with a Circumstellar Medium, ed. K. Weiler, Vol. 598, 171–194

Chugai, N. N., et al. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 352, 1213

Cohen, J. G., Darling, J., & Porter, A. 1995, The Astronomical Journal, 110, 308

Colangeli, L., Mennella, V., Palumbo, P., Rotundi, A., & Bussoletti, E. 1995, Astronomy and Astrophysics Supplement, 113, 561

Cox, D. P., & Mathews, W. G. 1969, The Astrophysical Journal, 155, 859

Crowther, P. A. 2003, Astrophysics and Space Science, 285, 677

De Looze, I., Barlow, M. J., Swinyard, B. M., Rho, J., Gomez, H. L., Matsuura, M., & Wesson, R. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 465, 3309

De Looze, I., et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 488, 164

Dell'Agli, F., Tosi, S., Kamath, D., Ventura, P., Van Winckel, H., Marini, E., & Marchetti, T. 2023, Astronomy & Astrophysics, 671, A86

Dell'Agli, F., Ventura, P., Schneider, R., Di Criscienzo, M., García-Hernández, D. A., Rossi, C., & Brocato, E. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 447, 2992

Derdzinski, A. M., Metzger, B. D., & Lazzati, D. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 469, 1314

Dessart, L., & Hillier, D. J. 2022, Astronomy & Astrophysics, 660, L9

Doty, S. D., & Leung, C. M. 1994, The Astrophysical Journal, 424, 729

Draine, B. T., & Li, A. 2007, The Astrophysical Journal, 657, 810

Dwarkadas, V., Bauer, F. E., Bietenholz, M., & Bartel, N. 2014, in AAS/High Energy Astrophysics Division, Vol. 14, AAS/High Energy Astrophysics Division #14, 120.06

Dwek, E. 1983, The Astrophysical Journal, 274, 175

—. 1985, The Astrophysical Journal, 297, 719

Dwek, E., Sarangi, A., & Arendt, R. G. 2019, The Astrophysical Journal, 871, L33

Dwek, E., et al. 2010, The Astrophysical Journal, 722, 425

Eck, C. R., Cowan, J. J., & Branch, D. 2002, The Astrophysical Journal, 573, 306

Elvis, M. 2000, The Astrophysical Journal, 545, 63

Ercolano, B., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 362, 1038

Ercolano, B., Barlow, M. J., Storey, P. J., & Liu, X. W. 2003, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 340, 1136

Ercolano, B., Barlow, M. J., & Sugerman, B. E. K. 2007, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 375, 753

Ercolano, B., Young, P. R., Drake, J. J., & Raymond, J. C. 2008, The Astrophysical Journal Supplement Series, 175, 534

Ergon, M., et al. 2015, Astronomy & Astrophysics, 580, A142

Fabbri, J., et al. 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 418, 1285

Fesen, R. A., Hurford, A. P., & Matonick, D. M. 1995, The Astronomical Journal, 109, 2608

Fesen, R. A., et al. 1999, The Astronomical Journal, 117, 725

Filippenko, A. V. 1997, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 35, 309

Filippenko, A. V., Matheson, T., & Ho, L. C. 1993, The Astrophysical Journal, 415, L103

Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 125, 306

Fox, O. D., Chevalier, R. A., Dwek, E., Skrutskie, M. F., Sugerman, B. E. K., & Leisenring, J. M. 2010, The Astrophysical Journal, 725, 1768

Fox, O. D., Filippenko, A. V., Skrutskie, M. F., Silverman, J. M., Ganeshalingam, M., Cenko, S. B., & Clubb, K. I. 2013, The Astronomical Journal, 146, 2

Fox, O. D., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 741, 7

—. 2014, The Astrophysical Journal, 790, 17

Fransson, C., & Kozma, C. 2002, New Astronomy Reviews, 46, 487

Fransson, C., Lundqvist, P., & Chevalier, R. A. 1996, The Astrophysical Journal, 461, 993

Fransson, C., et al. 2005, The Astrophysical Journal, 622, 991

Freedman, W. L., et al. 2001, The Astrophysical Journal, 553, 47

Fridriksson, J. K., Homan, J., Lewin, W. H. G., Kong, A. K. H., & Pooley, D. 2008, The Astrophysical Journal Supplement Series, 177, 465

Gall, C., Hjorth, J., & Andersen, A. C. 2011, The Astronomy and Astrophysics Review, 19, 43

Gall, C., et al. 2014, Nature, 511, 326

Gelman, A., Carlin, J. B., Stern, H. S., Dunson, D. B., Vehtari, A., & Rubin, D. B. 2014, Bayesian Data Analysis, 3rd edn.

Gelman, A., Roberts, G. O., & Gilks, W. R. 1996, in Bayesian Statistics, ed. J. M. Bernardo, J. O. Berger, A. P. Dawid, & A. F. M. Smith (Oxford University Press, Oxford), 599–608

Gerardy, C. L., et al. 2002, The Astrophysical Journal, 575, 1007

Gomez, H. L., et al. 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 420, 3557

Goodman, J., & Weare, J. 2010, Communications in Applied Mathematics and Computational Science, 5, 65

Graham, J. R., & Meikle, W. P. S. 1986, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 221, 789

Hashimoto, T., et al. 2019, Publications of the Astronomical Society of Japan, 71, 71

Hastings, W. K. 1970, Biometrika, 57, 97

Helou, G., Kasliwal, M. M., Ofek, E. O., Arcavi, I., Surace, J., & Gal-Yam, A. 2013, The Astrophysical Journal, 778, L19

Hildebrand, R. H. 1983, Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society, 24, 267

Höfner, S., & Olofsson, H. 2018, The Astronomy and Astrophysics Review, 26, 1

Immler, S., Aschenbach, B., & Wang, Q. D. 2001, The Astrophysical Journal, 561, L107

Indebetouw, R., et al. 2014, The Astrophysical Journal, 782, L2

Jencson, J. E., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 886, 40

Kamble, A., et al. 2016, The Astrophysical Journal, 818, 111

Kasliwal, M. M., et al. 2017, The Astrophysical Journal, 839, 88

Koplitz, B., Johnson, J., Williams, B. F., Long, K. S., Blair, W. P., Murphy, J. W., Dolphin, A., & Hillis, T. 2021, The Astrophysical Journal, 916, 58

Kotak, R., et al. 2009, The Astrophysical Journal, 704, 306

Kozasa, T., Nozawa, T., Tominaga, N., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2009, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 414, Cosmic Dust - Near and Far, ed. T. Henning, E. Grün, & J. Steinacker, 43

Kundu, E., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 875, 17

Lau, R. M., Eldridge, J. J., Hankins, M. J., Lamberts, A., Sakon, I., & Williams, P. M. 2020, The Astrophysical Journal, 898, 74

Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., Bernard-Salas, J., Sloan, G. C., Houck, J. R., & Weedman, D. W. 2011, The Astrophysical Journal Supplement Series, 196, 8

Leibundgut, B., Kirshner, R. P., Pinto, P. A., Rupen, M. P., Smith, R. C., Gunn, J. E., & Schneider, D. P. 1991, The Astrophysical Journal, 372, 531

Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., Plez, B., Josselin, E., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, The Astrophysical Journal, 628, 973

Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., Plez, B., Meynet, G., & Maeder, A. 2006, The Astrophysical Journal, 645, 1102

Lewis, J. R., et al. 1994, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 266, L27

Liu, J.-F., Bregman, J. N., & Seitzer, P. 2003, The Astrophysical Journal, 582, 919

Long, K. S., Winkler, P. F., & Blair, W. P. 2019, The Astrophysical Journal, 875, 85

Lucy, L. B., Danziger, I. J., Gouiffes, C., & Bouchet, P. 1989, in IAU Colloq. 120: Structure and Dynamics of the Interstellar Medium, ed. G. Tenorio-Tagle, M. Moles, & J. Melnick, Vol. 350, 164

Maeda, K., et al. 2015, The Astrophysical Journal, 807, 35

Marcaide, J. M., et al. 1997, The Astrophysical Journal, 486, L31

—. 2009, Astronomy & Astrophysics, 505, 927

Martí-Vidal, I., Marcaide, J. M., Alberdi, A., Guirado, J. C., Pérez-Torres, M. A., & Ros, E. 2011a, Astronomy & Astrophysics, 526, A142

—. 2011b, Astronomy & Astrophysics, 526, A143

Massey, P., Plez, B., Levesque, E. M., Olsen, K. A. G., Clayton, G. C., & Josselin, E. 2005, The Astrophysical Journal, 634, 1286

Matheson, T., Filippenko, A. V., Ho, L. C., Barth, A. J., & Leonard, D. C. 2000, The Astronomical Journal, 120, 1499

Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, The Astrophysical Journal, 217, 425

Matsuura, M., et al. 2011, Science, 333, 1258

—. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 482, 1715

Matthews, K., Neugebauer, G., Armus, L., & Soifer, B. T. 2002, The Astronomical Journal, 123, 753

Mattila, S., et al. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 389, 141

Maund, J. R., & Smartt, S. J. 2009, Science, 324, 486

Maund, J. R., Smartt, S. J., Kudritzki, R. P., Podsiadlowski, P., & Gilmore, G. F. 2004, Nature, 427, 129

Meikle, W. P. S., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 732, 109

Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H., & Teller, E. 1953, The Journal of Chemical Physics, 21, 1087

Milisavljevic, D., Fesen, R. A., Chevalier, R. A., Kirshner, R. P., Challis, P., & Turatto, M. 2012, The Astrophysical Journal, 751, 25

Montargès, M., et al. 2023, Astronomy & Astrophysics, 671, A96

Montes, M. J., Van Dyk, S. D., Weiler, K. W., Sramek, R. A., & Panagia, N. 1998, The Astrophysical Journal, 506, 874

Morales-Garoffolo, A., et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 445, 1647

Moriya, T. J., Maeda, K., Taddia, F., Sollerman, J., Blinnikov, S. I., & Sorokina, E. I. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 435, 1520

Nagy, A. P., & Vinkó, J. 2016, Astronomy & Astrophysics, 589, A53

Niculescu-Duvaz, M. 2022, Phd értekezés, University College London, ”Quantifying cosmic dust production in core-collapse supernovae and supernova remnants"

Niculescu-Duvaz, M., et al. 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 515, 4302

—. 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 519, 2940

Nomoto, K., Suzuki, T., Shigeyama, T., Kumagai, S., Yamaoka, H., & Saio, H. 1993, Nature, 364, 507

Nomoto, K. I., Iwamoto, K., & Suzuki, T. 1995, Physics Reports, 256, 173

Nozawa, T., Kozasa, T., Tominaga, N., Maeda, K., Umeda, H., Nomoto, K., & Krause, O. 2010, The Astrophysical Journal, 713, 356

Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, The Astrophysical Journal, 598, 785

Nozawa, T., Maeda, K., Kozasa, T., Tanaka, M., Nomoto, K., & Umeda, H. 2011, The Astrophysical Journal, 736, 45

Perley, D. A. 2019, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 131, 084503

Perrin, M. D., Sivaramakrishnan, A., Lajoie, C.-P., Elliott, E., Pueyo, L., Ravindranath, S., & Albert, L. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9143, Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. J. Oschmann, Jacobus M., M. Clampin, G. G. Fazio, & H. A. MacEwen, 91433X

Podsiadlowski, P., Hsu, J. J. L., Joss, P. C., & Ross, R. R. 1993, Nature, 364, 509

Pozzo, M., Meikle, W. P. S., Fassia, A., Geballe, T., Lundqvist, P., Chugai, N. N., & Sollerman, J. 2004, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 352, 457

Priestley, F. D., & Whitworth, A. P. 2020, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 494, L48

Radica, M. C., Welch, D. L., & Rousseau-Nepton, L. 2020, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 497, 3297

Ray, A., Singh, K. P., & Sutaria, F. K. 1993, Journal of Astrophysics and Astronomy, 14, 53

Reach, W. T., et al. 2006, The Astronomical Journal, 131, 1479

Rest, A., Pierel, J., Correnti, M., Canipe, A., Hilbert, B., Engesser, M., Sunnquist, B., & Fox, O. 2023, arminrest/jhat: The JWST HST Alignment Tool (JHAT)

Richardson, D., Branch, D., & Baron, E. 2006, The Astronomical Journal, 131, 2233

Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. V., Paik, Y., Leibundgut, B., Schulman, E., & Cox, C. V. 1994, The Astronomical Journal, 107, 1022

Ripero, J., et al. 1993, IAU Circ., 5731, 1

Rizzo Smith, M., Kochanek, C. S., & Neustadt, J. M. M. 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 523, 1474

Sarangi, A. 2022, Astronomy & Astrophysics, 668, A57

Sarangi, A., & Cherchneff, I. 2015, Astronomy & Astrophysics, 575, A95

Sarangi, A., Matsuura, M., & Micelotta, E. R. 2018, Space Science Reviews, 214, 63

Schlegel, E. M. 1990, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 244, 269

—. 1994, The Astronomical Journal, 108, 1893

Schneider, R., & Maiolino, R. 2024, The Astronomy and Astrophysics Review, 32, 2

Shahbandeh, M., et al. 2023, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 523, 6048

Sharma, S. 2017, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 55, 213

Shigeyama, T., Suzuki, T., Kumagai, S., Nomoto, K., Saio, H., & Yamaoka, H. 1994, The Astrophysical Journal, 420, 341

Smartt, S. J. 2009, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 47, 63

Smith, N. 2014, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 52, 487

Smith, N., Andrews, J. E., Milne, P., Filippenko, A. V., Brink, T. G., Kelly, P. L., Yuk, H., & Jencson, J. E. 2024, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

Smith, N., Foley, R. J., & Filippenko, A. V. 2008a, The Astrophysical Journal, 680, 568

Smith, N., et al. 2008b, The Astrophysical Journal, 686, 485

—. 2009, The Astrophysical Journal, 695, 1334

—. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 466, 3021

Soria, R., & Perna, R. 2008, The Astrophysical Journal, 683, 767

Starrfield, S., Iliadis, C., & Hix, W. R. 2016, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 128, 051001

Sugerman, B. E. K. 2003, The Astronomical Journal, 126, 1939

Sugerman, B. E. K., & Crotts, A. P. S. 2002, The Astrophysical Journal, 581, L97

Sugerman, B. E. K., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 749, 170

Sun, L., Xiao, L., & Li, G. 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 513, 4057

Szalai, T. 2013, Phd értekezés, Szegedi Tudományegyetem, ”Nagy tömegű csillagok végállapotai: szupernóva-robbanásokhoz kötődő porképződés és az LS 5039 gamma-makettős vizsgálata"

Szalai, T., & Vinkó, J. 2013, Astronomy & Astrophysics, 549, A79

Szalai, T., Vinkó, J., Balog, Z., Gáspár, A., Block, M., & Kiss, L. L. 2011, Astronomy & Astrophysics, 527, A61

Szalai, T., Zsíros, S., Fox, O. D., Pejcha, O., & Müller, T. 2019, The Astrophysical Journal Supplement Series, 241, 38

Szalai, T., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 460, 1500

—. 2021, The Astrophysical Journal, 919, 17

Tamura, Y., et al. 2019, The Astrophysical Journal, 874, 27

Tanaka, M., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 749, 173

Temim, T., & Dwek, E. 2013, The Astrophysical Journal, 774, 8

Thompson, L. A. 1982, The Astrophysical Journal, 257, L63

Tinyanont, S., et al. 2016, The Astrophysical Journal, 833, 231

—. 2019, The Astrophysical Journal, 887, 75

Todini, P., & Ferrara, A. 2001, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 325, 726

Turatto, M. 2003, in Supernovae and Gamma-Ray Bursters, ed. K. Weiler, Vol. 598 (Lecture Notes in Physics), 21–36

Uomoto, A., & Kirshner, R. P. 1986, The Astrophysical Journal, 308, 685

Valenti, S., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 459, 3939

Van Dyk, S. D., Garnavich, P. M., Filippenko, A. V., Höflich, P., Kirshner, R. P., Kurucz, R. L., & Challis, P. 2002, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 114, 1322

van Dyk, S. D., Hamuy, M., & Filippenko, A. V. 1996, The Astronomical Journal, 111, 2017

van Dyk, S. D., Weiler, K. W., Sramek, R. A., Rupen, M. P., & Panagia, N. 1994, The Astrophysical Journal, 432, L115

Van Dyk, S. D., et al. 2014, The Astronomical Journal, 147, 37

Vinkó, J. 2014, in PhD Doktori kurzusok fizikából, ed. H. Imre (Szeged: JATEPress)

Vinkó, J. 2017, Mta doktori értekezés, Budapest, ”Szupernóva-robbanások asztrofizikája"

Watson, D., Christensen, L., Knudsen, K. K., Richard, J., Gallazzi, A., & Michałowski, M. J. 2015, Nature, 519, 327

Weiler, K. W., Sramek, R. A., Panagia, N., van der Hulst, J. M., & Salvati, M. 1986, The Astrophysical Journal, 301, 790

Weiler, K. W., Van Dyk, S. D., Panagia, N., & Sramek, R. A. 1992, The Astrophysical Journal, 398, 248

Weiler, K. W., Williams, C. L., Panagia, N., Stockdale, C. J., Kelley, M. T., Sramek, R. A., Van Dyk, S. D., & Marcaide, J. M. 2007, The Astrophysical Journal, 671, 1959

Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, The Astrophysical Journal, 548, 296

Wesson, R., Barlow, M. J., Matsuura, M., & Ercolano, B. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 446, 2089

Wesson, R., & Bevan, A. 2021, The Astrophysical Journal, 923, 148

Wild, P., & Barbon, R. 1980, IAU Circ., 3532, 1

Williams, B. F., Hillis, T. J., Murphy, J. W., Gilbert, K., Dalcanton, J. J., & Dolphin, A. E. 2018, The Astrophysical Journal, 860, 39

Williams, B. J., Borkowski, K. J., Ghavamian, P., Hewitt, J. W., Mao, S. A., Petre, R., Reynolds, S. P., & Blondin, J. M. 2013, The Astrophysical Journal, 770, 129

Woosley, S. E., Eastman, R. G., Weaver, T. A., & Pinto, P. A. 1994, The Astrophysical Journal, 429, 300

Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 1015

Zhang, T., Wang, X., Zhou, X., Li, W., Ma, J., Jiang, Z., & Li, Z. 2004, The Astronomical Journal, 128, 1857

Zimmermann, H. U., et al. 1994, Nature, 367, 621

Zsíros, S., De Looze, I., & Szalai, T. közlésre elfogadva, in Proceedings of the International Astronomical Union, DOI: 10.1017/S1743921322002897

Zsíros, S., Nagy, A. P., & Szalai, T. 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 509, 3235

Zsíros, S., et al. 2024, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 529, 155

Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, The Astrophysical Journal Supplement Series, 152, 211