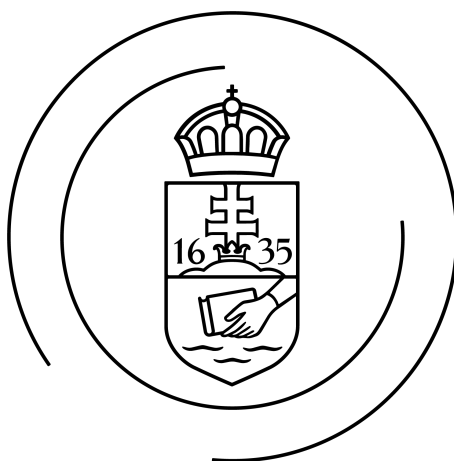


Országos Tudományos Diákköri Dolgozat

Lökéshullám által felfűtött csillagkörüli anyag sugárzásának modellezése



Lelkes Klára

ELTE TTK Csillagász MSc I. évfolyam

Témavezető: Dr. Vinkó József,
tudományos tanácsadó, HUN-REN CSFK

2025, Budapest

Tartalomjegyzék

Kivonat	2
1. Elméleti asztrofizikai háttér	3
1.1. Kölcsönható, IIa típusú szupernóvák	3
1.2. Lökéshullám terjedésének fizikája a csillagkörüli anyagfelhőben	6
1.2.1. Ritka, optikailag vékony CSM modell	7
1.2.2. Sűrű, optikailag vastag CSM modell	10
1.2.3. A radioaktív bomlás szerepe a luminozítás kialakításában	12
2. Mérési adatok feldolgozása	14
2.1. A szupernóva felfedezése és korábbi elemzései	14
2.2. Pizskétetői mérések körülményei	15
2.3. Adatfeldolgozás	16
3. Megfigyelési eredmények	18
3.1. Spektrális energiaeloszlás	18
3.2. Hőmérséklet meghatározása Planck-függvény illesztésével	19
3.3. Bolometrikus fénygörbe, luminozítás és értelmezése	21
3.3.1. Bolometrikus fénygörbe	21
3.3.2. Luminozítás meghatározása	22
3.3.3. Luminozítás a tágulási modell értelmében	23
3.3.4. A radioaktív bomlás hatása	24
3.4. A fotoszféra sugarának változása	26
3.4.1. A fotoszféra sugara	26
3.4.2. A fotoszféra tágulási sebessége	28
4. Modellezési eredmények	30
4.1. A luminozítás illesztése a ritka CSM modellel	30
4.2. A luminozítás illesztése a sűrű CSM modellel	32
4.3. Modellek összehasonlítása	35
4.3.1. Az eltérő szerkezetű sűrű CSM-modellek összehasonlítása	35
4.3.2. A ritka és a sűrű CSM modellek összehasonlítása	36
5. Összefoglalás	39
Köszönetnyilvánítás	40
Hivatkozások	42
Függelék	43
Saját eredmények	46

Kivonat

A dolgozatomban a SN 2019vxm kölcsönható szupernóva többszín-fotometriai elemzésével és fizikai modellezésével foglalkozom. Ez egy IIn típusú szupernóva, ami a magösszeomlásos szupernóvák kb. 10%-át teszi ki. A kölcsönható szupernóva táguló gázfelhője beleütközik a csillagkörüli anyagba (CSM), ami a csillag által korábban ledobott, lassabban mozgó anyag, ezáltal információt szolgáltat a nagy tömegű csillagok életvégi tömegvesztési folyamatairól, melyeket igen kevésbé ismerünk.

Dolgozatomban először az elméleti asztrofizikai háttérrel tekintem át: bemutatom a kölcsönható, IIn típusú szupernóvák tulajdonságait, a kölcsönható szupernóvák robbanásakor kialakuló lökéshullámfrontot és az azt jellemző ritka és sűrű CSM modelleket.

Munkám során célom volt az adatok feldolgozását követően a forrás spektrális energiaszlás-görbéjének előállítása, valamint a bolometrikus fénygörbe összeállítása és elemzése. Megvizsgáltam a fotoszféra tulajdonságait: hőmérsékletét, sugarát és tágulási sebességét.

A dolgozat végén pedig modellezéssel becslést tettem a kölcsönható szupernóvára és lökéshullámra vonatkozó paraméterekre, beleértve a jellemző tömegeket, sebességeket, időintervallumokat és sűrűségeket. Az elemzés során két modellt alkalmaztam, az egyik az optikailag vékony CSM esetét írja le, míg a másik a sűrűbb CSM-et vizsgálja, amelyet vagy állandó csillagszél, vagy egy hirtelen kidobódott, konstans sűrűségű héj alakíthatott ki.

A megfigyelt luminozítás és a táguló fotoszféra sugara alapján a szupernóva ledobott anyagának sűrűségeloszlása a szuperóriás csillagokra jellemző. A luminozítás modellezések során meghatározott paraméterek és az azokból számolt értékek is megerősítik, hogy ez a szupernóva egy igen nagy kezdeti tömegű, szuperóriás csillag lehetett. A robbanás pillanatában a progenitor tömege $25 M_{\odot}$, a CSM tömege pedig $7 M_{\odot}$ körül lehetett nagyságrendileg.

1. Elméleti asztrofizikai háttér

Az elméleti asztrofizikai háttér áttekintésénél és a fizikai modelleknél a [Branch & Wheeler \(2017\)](#) könyvének 6. és 14. fejezetében írottakat és [Vinkó \(2017\)](#) MTA doktori értekezését vettem alapul.

1.1. Kölcsönható, II-n típusú szupernóvák

A szupernóva-robbanások csillagok életvégi robbanásai, amelyek hatalmas energiafelszabadulással járó folyamatok. A szupernóvák nagyon fényes tranziensek, rövid idő alatt felfényesednek, majd lassan halványulnak el.

Megfigyeléskor a szupernóvákat színeképük alapján két fő osztályba lehet csoportosítani: az I-es típusú szupernóvák spektrumában nem láthatóak a hidrogén színeképvonalai, a II-es típusúban viszont láthatóak. A robbanás mechanizmusa alapján is ketté lehet választani a szupernóvákat. Az Ia altípus mechanizmusa teljesen eltér a többi altípustól, ezek fehér törpék termonukleáris robbanásai. A többi altípusba tartoznak a magösszeomlós szupernóvák, amelyekben a vasmag kollapszusa idézi elő a robbanást.

A termonukleáris szupernóvák progenitorai fehér törpe csillagok. Ezek 8 naptömegnél kisebb kezdeti tömegű csillagok magjai, főleg szénből és oxigénből állnak életük végére. Fejlődésük végállapotakor már nem zajlik bennük energiatermelés. Az Ia típusú szupernóva-robbanás folyamata szoros kettős rendszerekben játszódik le. A fehér törpe anyagot kap a kísérőcsillagtól a belső Lagrange-ponton keresztül, a felé áramló anyag akkréciós korongot képez a fehér törpe körül. Akár több nóvakitörés is előfordulhat egy akkretáló fehér törpe élete során, viszont a leghevesebb robbanás akkor játszódhat le, amikor a fehér törpére olyan sok anyag kerül, hogy tömege megközelíti a Chandrasekhar-féle határtömeget. Ekkor a fehér törpe olyan sűrűvé válik, hogy belsejében megindul a szén és az oxigén fúziója nehezebb elemekké. Az elfajult állapotú anyagban a fúzió rendkívül heves robbanáshoz vezet, a fehér törpe szétrobban.

Az Ia-szupernóvák standard gyertyák, vagyis a tapasztalat azt mutatja, hogy a maximális abszolút fényességük korrelál a fénygörbéjük halványodási ütemével. A fényesebb szupernóvák lassabban halványodnak, míg azok a szupernóvák, amelyeknek az abszolút csúcsfényessége kisebb, a halványodási üteme gyorsabb. Ennek segítségével, megfelelő kalibrációk után, igen pontos távolságmérésre alkalmasak.

A magösszeomlós szupernóvák szülőcsillagainak kezdeti tömege meghaladja a 8 naptömeget. Az ilyen csillagokban idővel beindul a szén, az oxigén, a neon, majd ezután újabb és újabb, egyre nehezebb elemek fúziója. A nehéz elemek fúziója egyre kisebb energiahozamú, emiatt az egyensúly fenntartása érdekében a fúziós ráta egyre növekszik. Az utolsó folyamat a Si-Fe fúzió, aminek karakterisztikus ideje kb. 2 nap. Kialakul a vasmag, ami további fúzióra már nem képes. Az idő múlásával gyarapszik a vasmag tömege, míg el nem éri a Chandrasekhar-tömeget. A magösszeomlós szupernóvák mechanizmusát a vasmag összeroppanása indítja be. Az összeomlás kevesebb, mint 1 másodperc alatt megtörténik, időskálája a szabadesési időskála. Beindul a neutronizáció, vagyis az inverz β -bomlás, amelynek során az elektronokból és protonokból neutronok képződnek. Az összeomló mag belsejében kialakuló nagyon kemény neutronmag megakadályozza a további összeomlást, és mag külső rétegei visszapattannak róla. A visszapattanás lökéshullámot indít

el, ennek az energiáját viszont elnyelik a nagyenergiás magreakciók. Így a lökéshullám önmagában nem tudja szétvetni a csillag köpenyét, és abból végül akkréciós korong alakulna ki a neutroncsillag körül. Az összeomlás és a lökéshullám kölcsönhatása a külső maggal azonban hatalmas neutrínó-fluxust hoz létre. Ez a neutrínó-fluxus fűti fel a köpenyt és indítja be a robbanást. Ennek pontos folyamatát továbbra is aktívan kutatják, de két legfontosabb eleme a neutrínók közvetlen kölcsönhatása a környező anyaggal, illetve a mag körül beinduló turbulens konvekció, amelyek megakadályozzák a környező anyag akkrécióját a magra. (Burrows & Vartanyan 2021). A magösszeomlásos szupernóva-robbanás után visszamarad egy neutroncsillag, vagy ha a progenitor kezdeti tömege meghaladta a kb. 30 naptömeget, akkor fekete lyuk is kialakulhat.

A szupernóvák első osztályozása Rudolph Minkowski nevéhez kötődik. Az észlelt szupernóvákat két fő csoportra osztotta az alapján, hogy a spektrumukban található-e hidrogén vagy sem (Minkowski 1941).

A szupernóvák típusai a színeképvonalak és a fénygörbe alakja alapján:

SN I-es altípusai:

- Ia: nincs H, nincs He, jelentős Si vonalak,
- Ib: nincs H, jelentős He vonalak,
- Ic: nincs H, gyenge He, gyenge Si vonalak.

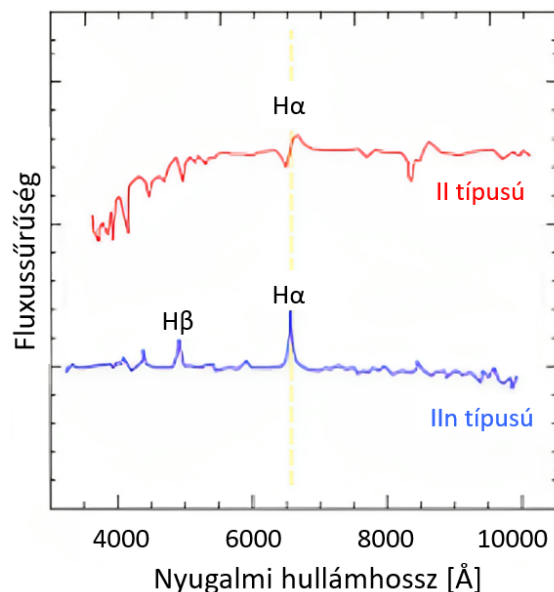
SN II-es altípusai:

- IIP: erős H vonalak, a csúcsfényesség után egy ideig még állandó a fényessége, platós a fénygörbéje,
- IIL: erős H vonalak, a csúcsfényesség után lineáris lecsengés jellemző a fénygörbéjére,
- IIB: kezdetben H, majd erős He vonalak,
- IIn: keskeny emissziós H vonalak.

A SN 2019vxn egy IIn típusú, kölcsönható szupernóva, ezért ezt a típust kicsit részletesebben mutatom be.

A IIn típusú szupernóvák a csillagászati események egy rendkívül különleges csoportját képviselik, melyek egyedülálló spektrális tulajdonságokkal rendelkeznek. Az altípus elnevezésében az „n” betűt azt jelzi, hogy ezeknek a szupernóváknak a spektruma keskeny (narrow) emissziós vonalakkal rendelkezik (Schlegel 1990). Az 1. ábra szemlélteti a II és a IIn típusú SN spektruma közti eltérést, a IIn jellegzetes emissziós vonalait. A hidrogén emissziós vonalai jelentős információval szolgálnak a csillagok életének utolsó fázisairól. Elsődleges jellemzőjük, hogy ezeket a vonalakat a hidrogéntartalmú környezettel való kölcsönhatás generálja, ezáltal lehetővé téve a csillagok késői tömegvesztésének feltérképezését. A IIn szupernóvák csak spirálgalaxisokban fordulnak elő, de azon belül nem szorítkoznak magukra a spirálkarokra vagy a csillagkeletkezési régiókra, ami azt sugallja, hogy különböző típusú csillagokból származhatnak.

A IIn típusú szupernóvákat kölcsönható szupernóváknak is nevezik, mert a keskeny emissziós vonalak nem magában a szupernóva ledobott anyagában alakulnak ki, hanem a szupernóvát körülölelő, sűrű csillagközi anyagban. Ez a kölcsönhatás akkor jelentős, ha a robbanás előtt csillagszél formájában nagy mennyiségű anyag távozik a csillagól, és még nem jut messzire. Ez alkotja a csillagközi, azaz cirkumsztelláris anyagot (CSM).



1. ábra. II és IIn típusú SN spektruma közötti eltérés: SN II spektrum hidrogénvonalai markáns P Cygni profillal rendelkeznek, míg a SN IIn domináns emissziós hidrogénvonalakat mutat. Forrás: Swinburne University of Technology (<https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/t/Type+IIn+Supernova>)

A csillagszél egy folyamatos gázáramlás, amely protonokból, elektronokból és nehezebb atommagokból áll, változó sebességgel és eltérő mennyiségű részecskével, a csillag tömegének és hőmérsékletének függvényében. Befolyásolja az Univerzum kémiai fejlődését azáltal, hogy anyagot szállít a csillagközi térbe. A kiáramlás vagy a belső fúziós reakciókból származó sugárzás nyomása, vagy a csillag mágneses tere következtében alakul ki. A csillagszél igen intenzív a T Tauri-csillagoknál és a vörös óriásoknál, szuperóriásoknál, különösen a Wolf-Rayet csillagoknál.

A Nap és a hasonló tömegű csillagok esetében életük nagy részében a csillag mágneses tere hajtja a szelet. A mágneses tér kölcsönhatása lehetővé teszi a csillag külső rétegében lévő részecskék számára, hogy elegendő energiát szerezzenek a gravitáció leküzdéséhez, létrehozva ezzel a csillagszelet, de ezzel csak minimális tömegvesztést szenvednek el évente a csillagszél következtében. A tömegvesztés a kistömegű csillagoknak csak élete vége felé válik jelentőssé, ahol már a csillagpulzáció is segít anyagot eltávolítani a csillag felszínéről (McDonald & Zijlstra 2016).

Ezzel ellentétben a nagyobb tömegű csillagok rendkívül erős csillagszeleket hoznak létre, amelyek a sugárnyomástól vezérelve mozognak. A csillag saját tömegének akár a felét is elveszítheti az élete során csillagszél formájában. Néhány esetben gyakorlatilag minden külső burkot lefúj a csillagszél, létrehozva ezzel a Wolf-Rayet típusú csillagokat. A csillagszél nagyon jelentős folyamat a csillagok életvégi szakaszában (Vink 2022).

A nagy tömegű csillagok életében egy rövid szakasz a fényes kék változó (Luminous Blue Variable, LBV) fázis. Ezek ritka, nagy tömegű, instabil szuperóriás vagy hiperóriás csillagok, amelyek már elfejlődtek a fősorozatról. Ide tartoznak az η Carinae és a P Cygni hiperóriások is. Olyan csillagok is átmehetnek rajta, amelyeknek a kezdeti tömege mindössze $21 M_{\odot}$. Az LBV csillagok több időskálán is mutatnak fényváltozásokat, a néhány

hetes-hónapos gyors változásoktól az évtizedes időskálájúakon át a ritka óriáskitörésekig (Spejcher et al. 2025). Az LBV-ket körülvevő CSM kialakulása a magas tömegvesztési ráta és az óriáskitörések egyik következménye. A CSM-ködök létrejöttét a gyorsabb és lassabb szelek kölcsönhatása vagy óriáskitörések eredményezik (Weis & Bomans 2020). Az LBV fázisban elszenvedett intenzív tömegvesztés miatt ezek a CSM-burokba ágyazott csillagok nem válnak vörös szuperóriásokká szupernóva-robbanás előtt.

A IIn szupernóvák spektrumai erős kék kontinuumot és erős UV-fluxust mutatnak a Lorentz-profilú emissziós H-vonalak mellett. A hidrogénszegény szupernóvákban is megjelenhet a CSM-kölcsönhatás, amikor a CSM nem hidrogénben, hanem héliumban gazdag. A kölcsönható szupernóvák időfejlődése általában lassabb, mint más típusú szupernóváké, és akár évekig is megfigyelhetők az optikai tartományban. A fotoszféra jó darabig a cirkumsztelláris felhőben van, magát a szupernóva-maradványt ilyenkor nem is lehet észlelni.

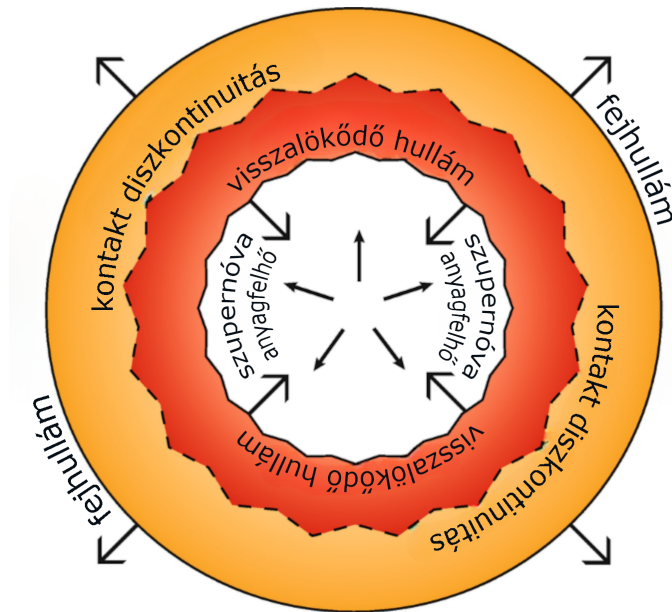
Változatos optikai fénygörbéket mutatnak. Általánosságban a IIn típusú szupernóvákra kétféle felfényesedési idő jellemző: a rövid, kb. 20 nap körüli és a hosszú, kb. 50-60 nap körüli. A csúcsfényesség utáni szakasz elég változatos: néhány esetben hosszú, lassú csökkenést, másoknál pedig gyors, lineáris csökkenést figyeltek meg, amely emlékeztet a szupernóvák IIL altípusára. A csökkenés üteme jelentős eltéréseket mutat, 0,01 és 0,05 magnitúdó/nap között mozogva (Nyholm et al. 2020). A gyors csökkenés mértéke lehet 0,03 és 0,07 magnitúdó/nap közötti. A nagy csökkenési ütem hasonlít a IIP típusú szupernóvák plató utáni, meredek fényességcsökkenésére. Az átlagos abszolút csúcsfényesség a B-szűrőben $M_B \simeq -18,7^m$. Újabb vizsgálatok szerint a fényességescsökkenés üteme korrelál a csúcsfényességgel, fényes-lassú és halvány-gyors csoportokra osztva a IIn szupernóvákat (Hiramatsu et al. 2024).

A SN IIn-k kategorizálása és megértése kihívást jelent, mivel néhány más típusú szupernóva is mutathat hasonló jelenségeket. Bizonyos körülmények között egy aktív galaxismag (akkretáló supermasszív fekete lyuk) is hasonlíthat spektroszkópiailag és fotometriailag egy SN IIn-hez. Például az SNe 1987F és 1988I eredeti besorolása „Seyfert 1” volt, később minősítették SNe IIn-nek (Filippenko 1989). Az összes megfigyelt magösszeomlásos szupernóva körülbelül 10%-át tehetik ki a IIn típusúak. Mostanáig több, mint 70 SN IIn objektumot azonosítottak, azonban a legtöbbjüket még nem vizsgálták alaposan (Branch & Wheeler 2017).

1.2. Lökéshullám terjedésének fizikája a csillagkörüli anyagfelhőben

A nagy tömegű csillagok fejlődésük végén csillagszél formájában anyagot veszítenek. Ennek következtében a csillag körül kialakul egy hidrogéndús anyagfelhő. A szupernóva-robbanás nem a vákuumba, hanem ebbe a cirkumsztelláris felhőbe történik. A IIn típusú szupernóva-robbanások során erősen kölcsönhat a kidobódó anyag a sűrű cirkumsztelláris anyaggal, a kölcsönhatás következményei a szupernóva spektrumában is megjelennek. Az emissziós vonalak a lökéshullám által felfűtött és ionizált cirkumsztelláris anyag rekombinációja által alakulnak ki. A IIn típusú szupernóvák esetében a cirkumsztelláris anyag főleg hidrogénből áll, ezért a Balmer-sorozat jelenik meg a spektrumban.

Az erős kölcsönhatás során kialakul egy jellegzetes, összetett lökéshullámfront, amely



2. ábra. A lökeshullámfront szemléltetése. Az eredeti kép forrása: [Vink \(2020\)](#)
(https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-55231-2_5)

több komponensből tevődik össze (lásd 2. ábra). Az első komponens a fejhullám, ami egy kifelé haladó lökeshullám, ez a cirkumsztelláris anyagban terjed. Amikor a táguló szupernóva burok eléri a cirkumsztelláris anyagot, meglöki a felhőt. Ekkor kialakul egy visszalökődő hullám, vagyis a cirkumsztelláris anyag visszahat a szupernóva-burokra. Ez egy befelé, a robbanás centruma felé terjedő hullám. A két hullám között pedig így létrejön egy határfront, ahol a termodinamikai mennyiségek (hőmérséklet, nyomás, sűrűség) és a sebesség ugrást szenvednek. A határfront két oldala között anyag kicserélődés megy végbe. Ezt a határt nevezik kontakt diszkontinuitásnak.

A kölcsönható szupernóvára és a lökeshullámra jellemző konstansok megbecsléséhez kétféle modellt használtam. Az egyik modell optikailag vékony, a másik optikailag vastag CSM-felhőt feltételez. A ritka CSM esetét a tágulási modellel ([Nagy 2012](#)), a sűrű CSM esetét pedig az Arnett-féle modellel ([Arnett 1980, 1982](#)) közelítem. A ritkább CSM modellben a sugárzás a táguló SN-anyagban keletkezik, mert az sokkal sűrűbb, mint a CSM, így a fotoszféra, vagyis az általunk látott sugárzási felszín együtt mozog azzal. A sűrű CSM a fix fotoszféra határesettel számol. Ez a nem mozgó, külső fotoszféra a CSM-ben van, jóval kintebb a fejhullámnál, a táguló SN-t nem is látjuk, csak a fénye diffundál ki.

1.2.1. Ritka, optikailag vékony CSM modell

A kialakult lökeshullámfront nagyon összetett, de főbb tulajdonságait a tágulási modell segítségével jellemezhetjük ([Nagy 2012](#)). A modell egyik alapfeltevése a ritka, optikailag vékony CSM, így a sugárzás a táguló SN-maradványban keletkezik. A tágulási modell közelítésekkel él, például azzal, hogy a lökeshullámok gömbszimmetrikusan terjednek, a tágulás pedig homológ, vagyis a középponttól vett távolságban a sebesség arányos a sugárral és ez a lineáris kapcsolat az időben megmarad. A modell felteszi, hogy a robbanáskor

felszabaduló energia a csillag középpontjában keletkezik. Illetve még az a feltétel szükséges, hogy a szupernóva ledobott burkának és a csillagszél által távozó, csillag körüli anyag sűrűségeloszlása hatványfüggvény alakú, ha a lökeshullám sugara jóval nagyobb, mint a csillagé. Feltesszük még azt is, hogy a lökeshullámnak definiált, infinitezimálisan vékony héjat leszámítva, mindenhol máshol megmarad a termodinamikai egyensúly. A kontakt diszkontinuitáson való áthaladáskor is érvényes lesz a tömeg-, az impulzus- és az energiamegmaradás törvénye.

A robbanás után rövid idővel a szupernóva-maradvány igen nagyra nő, elhanyagolhatóvá válik mellette a fejhullám és a visszalökődő hullám közötti távolság. Az alábbi hatványfüggvény írja le a lökeshullám középponttól vett távolságának időfüggését:

$$R_s(t) = \left[\frac{4\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n w (3-s)(4-s)}{\dot{M}(n-3)(n-4)} \right]^{1/(n-s)} t^{(n-3)/(n-s)}, \quad (1)$$

ahol w a csillagszél sebessége, $\dot{M}$ a tömegvesztési ráta, t_0 a cirkumsztelláris anyag kölcsönhatás kezdetéig eltelt idő, ρ_0 a táguló gömbhéj centrális belső részének konstans sűrűsége a t_0 időpillanatban, V_0 ennek tágulási sebessége a t_0 időpillanatban, t a robbanástól eltelt idő, n a szupernóva táguló maradványának, s pedig a CSM-nek a sűrűségeloszlását jellemző kitevő. Ez az egyszerűsítés addig érvényes, amíg a visszalökődő hullám nem közelíti meg nagyon a SN centrumát, emiatt a kései szakaszokon már nem lesz igaz.

Feltesszük, hogy a CSM felhő sűrűsége egy hatványfüggvénnyel közelíthető (Chevalier & Fransson 2003):

$$\rho(r) \sim k \cdot r^{-s}, \quad (2)$$

ahol a CSM anyagfelhő sűrűségeloszlását megadó kitevő az s paraméter. Ennek egyik speciális értéke, mikor éppen zérus, ez a megoldás írja le a konstans sűrűségű közeget.

A másik asztrofizikailag fontos paraméter érték az $s = 2$. Ennek levezetéséhez írjuk fel a kiáramló anyag kontinuitási egyenletét:

$$dM/dr = 4\pi r^2 \rho, \quad (3)$$

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho w, \quad (4)$$

ahol $\dot{M} = dM/dt$ a tömegvesztési ráta, $w = dr/dt$ a kiáramló csillagszél sebessége.

Sűrűbb CSM esetén a felhő sűrűségét r távolságban az alábbi függvény adja meg:

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\dot{M}}{w} \right) \quad (5)$$

$$\rho(r) \sim k r^{-2} \quad (6)$$

Ha $\dot{M}/w$ arány konstans, állandó a tömegvesztési ráta és a csillagszél sebessége, akkor a CSM sűrűségprofilja a távolság négyzetével fordítottan arányos.

A SN 2019vxx adatainak feldolgozása során s értékét kettőnek vettem, így a lökeshullám időfüggését leíró hatványfüggvény a következőképpen alakul:

$$R_s(t) = \left[\frac{8\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n w}{\dot{M}(n-3)(n-4)} \right]^{1/(n-2)} t^{(n-3)/(n-2)} \quad (7)$$

Ha feltesszük, hogy a $\dot{M}/w$ arány nagy, akkor a lökeshullám fűtése fogja dominálni a sugárzást, vagyis a megfigyelt luminozítás a lökeshullám kinetikus energiájának a termalizációjából adódik. Természetesen mindkét lökeshullám hozzájárul a szupernóva bolometrikus luminozításához. Azzal a közelítéssel élünk, hogy a kisugárzott energia főleg a visszalökődő hullámtól származik. Ezt azért tehetjük meg, mert bár a fejhullám mögött a hőmérséklet igen magas, de az ritkább közegben halad, mivel a cirkumsztelláris anyag sűrűsége jóval kisebb a ledobott szupernóva-burokénál. Ennélfogva a fejhullám fékeződése miatti luminozítás kisebb. A visszalökődő hullám által keltett luminozítás jóval intenzívebb, ezért ez lesz a domináns a megfigyelt fényességben.

A lökeshullámfront által kisugárzott energia általános alakja a tágulási modell szerint:

$$L_{rev}(t) = 2\pi R_s^2 \rho_{ej} V_{rev}^3, \quad (8)$$

ahol ρ_{ej} a szupernóva-maradvány sűrűsége, V_{rev} a visszalökődő hullám sebessége. Ezeket az alábbi módon becsülhetjük:

$$\rho_{ej} = \frac{\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3}}{R_s^n} \quad (9)$$

$$V_{rev}(t) = \frac{R_s}{t} - \frac{dR_s}{dt} = \frac{R_s}{t} \left(\frac{3-s}{n-s} \right) \quad (10)$$

Kifejtve pedig a következő összefüggésre jutunk:

$$L_{rev}(t) = 2\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-6} R_s^{5-n} \left(\frac{3-s}{n-s} \right)^3 \quad (11)$$

Dolgozatomban $s = 2$ feltételezéssel élek a ritka CSM modell esetében, így a lökeshullám által keltett sugárzás:

$$L_{rev}(t) = 2\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-6} R_s^{5-n} \left(\frac{1}{n-2} \right)^3 \sim t^{-3/(n-2)} \quad (12)$$

A cirkumsztelláris anyagot ez a sugárzás fűti, ezáltal ionizálja. A hidrogénben gazdag cirkumsztelláris felhőben így jellemző lesz a rekombináció, aminek következtében a Balmer-sorozatban jelenik meg az emisszió.

A tágulási modell a SN és a CSM kölcsönhatását jellemzi, és optikailag vékony CSM-et feltételez a progenitor körül. A ritka CSM modellel becslést lehet tenni a lökeshullám és a szupernóva további paramétereire: a CSM-kölcsönhatás kezdetéig eltelt időre (t_0), a táguló gömbhéj, a szupernóva-maradvány belső részének a konstans sűrűségére a t_0 időpillanatban (ρ_0), a SN maximális tágulási sebességére a t_0 időpillanatban (V_0), a csillagszél sebességére (w) és a tömegvesztési rátára ($\dot{M}$).

A ρ_0 nagyságrendjét adott t_0 , V_0 és M_{ej} értékek esetén az alábbi összefüggésekkel lehet megadni (Regály et al. 2022).

$$M_c = \frac{M_{ej}}{\left(1 + \frac{3}{n-3}\right) (1 - x_c^{n-3})}, \quad (13)$$

ahol M_c a mag tömege, M_{ej} a ledobott tömeg, x_c a SN konstans sűrűségű belső magjának relatív sugara. Az e fölötti buroknak van n kitevővel hatványfüggvény alakú sűrűségprofilja.

$$\rho_0 = \frac{3M_c}{4\pi} \cdot (x_c (R_p + v_{max} \cdot t_0))^{-3}, \quad (14)$$

ahol R_p a progenitor sugara, ennek nagyságrendi becslése $1000 R_\odot$, $R_0 = R_p \cdot x_c$ a belső mag mérete a robbanás pillanatában. v_{max} a burok maximális tágulási sebessége, ennek nagyságrendi becslése $10\,000$ km/s, $V_0 = v_{max} \cdot x_c$.

A SN luminozitásának a modellezéshez Nagy Andrea által írt C nyelvű programot használtam (Nagy 2012). A program egy külső fájlból olvassa be a bemenő paramétereket, amik a következők: a SN táguló maradványának sűrűségeloszlását jellemző konstans (n), a CSM sűrűségeloszlását megadó paraméter (s), az M tömegvesztési ráta $M_\odot/\text{év}$ egységekben, a w csillagszél sebessége és a V_0 km/s-ban, t_0 napokban és a sűrűség ρ_0 g/cm³ egységben.

A program a megadott konstansok alapján számol egy szimulált szupernóva-robbanást. Feltételek alapján eldönti, hogy az általános hatványfüggvény alakú megoldást vagy valamelyik numerikus közelítést kell használnia. A numerikus közelítésnél másodrendű differenciálegyenletet vezet vissza két elsőrendűre. A luminozitás számításához az alábbi összefüggést alkalmazza:

$$L = \frac{2\pi\rho_0 t_0^3 V_0^n t^{n-3}}{R_s^{n-2}} \left(\frac{R_s}{t} - \frac{\Delta R_s}{\Delta t} \right)^3, \quad (15)$$

azzal a közelítéssel, hogy a $dR_s/dt \approx \Delta R_s/\Delta t$, ahol a ΔR_s meghatározott lökeshullámsugar különbsége két egymást követő pillanatban és a Δt az időlépés a programban.

Végül kiírja egy fájlba az összes időpontot napokban a hozzájuk tartozó sugárral 10^{15} cm egységben, luminozitással 10^{42} erg/s egységben és bolometrikus magnitúdó értékekkel.

1.2.2. Sűrű, optikailag vastag CSM modell

A szupernóva-fénygörbe értelmezését egy másik elméleti modellre alapozva is elvégeztem. Megvizsgáltam a sűrű CSM lehetőségét is, a ritkább CSM modellje mellett. Ha a progenitor LBV csillag volt, akkor sűrű CSM héjat vagy héjakat várunk, mivel az ilyen típusú csillagok jellemzően nagy tömegű anyagot bocsátanak ki erőteljes csillagszállal vagy epizodikus anyagkibocsátással. A sűrű CSM modell alapját az eredeti, analitikus Arnett-modell (Arnett 1980, 1982) jelentette, amelyet a témavezetőm a munkatársaival együttműködve továbbfejlesztett a SLSNe és a kölcsönható SNe fénygörbék magyarázata miatt, kibővítve a modell leíró képességeit (Chatzopoulos et al. 2012).

Az alábbiakban részletezem a modell alapvető feltevéseit és a hozzájuk kapcsolódó fizikai mechanizmusokat. A ledobott SN burok a robbanás után nem sokkal már homológ módon tágul. Ez azt jelenti, hogy a különböző rétegek sebessége arányosan nő a

robbanás centrumától vett távolságukkal, vagyis bármely r sugarú belső réteg sebessége $v(r) = \frac{v_{\text{exp}}}{R_{\text{max}}} \cdot r$, ahol v_{exp} a legkülső R_{max} sugarú réteg tágulási sebessége. A tágulás dinamikáját az expanziós időskála $t_h = \frac{R_0}{v_{\text{max}}}$ határozza meg, ahol $R_0 = R_{\text{max}}(t = 0)$ a kezdeti sugár a robbanás pillanatában. A modell további alapfeltevése, hogy a sugárzási nyomás a domináns, és hogy az energiaforrások, az L_{input} fűtés a rendszer középpontjában találhatóak.

Az energia transzport fő mechanizmusa a sugárzási diffúzió, az energia áramlását nagyban befolyásolja a közeg sűrűsége. A fotonok transzportjának jellemző ideje a t_{diff} diffúziós időskála. Az Arnett-modell két időskálát definiál: az expanziós időskálát és a diffúziós időskálát. A fénygörbe karakterisztikus időskálája ezen két tényező mértani közepe. Az Arnett-szabály kimondja, hogy hosszabb fényváltozási időskálák esetén ugyanakkora csúcsfényesség produkálásához nagyobb maximális betáplált energia szükséges. Arnett megmutatta, hogy a maximális luminozitáskor az energiabevitel és -veszteség egyenlővé válik, ami kulcsfontosságú a szupernóvák fényességi görbéinek modellezésében.

A SN-ban az opacitás az elektronokon történő erős Thomson-szórásból származik és értékét állandónak feltételezzük: $\kappa = \kappa_{\text{Th}} = \text{konstans}$. A ledobott anyag sűrű, optikailag vastag, ezért átlátszatlan. Az ionizált anyagban a fotoszféra egybeesik az ionizációs fronttal, kölcsönható SN esetén pedig a CSM-en belül helyezkedik el ez a határ.

A SN fényességét alapvetően az energiabevitel határozza meg, amely különböző fűtési mechanizmusokból származhat. A SN egyik jelentős energiaforrása a robbanás során keletkező instabil izotópok radioaktív bomlása. Erről a jelenségről az 1.2.3. alfejezetben írok részletesebben. Ez a mechanizmus azonban önmagában nem magyarázza meg a szuperfényes szupernóvák és a kölcsönható szupernóvák fénygörbéinek jellegzetességeit.

Egyes szupernóvák esetében a robbanást követően kialakul egy gyorsan forgó, erős mágneses térrel rendelkező neutroncsillag, amit magnetárnak nevezünk. A magnetár mágneses tere kölcsönhatásba lép az ionizált, táguló anyaggal. Ez a kölcsönhatás a Lorentz-erő révén befolyásolja az anyag mozgását, aminek következtében a csillag forgása lassul. Az átadott forgási energia pedig növeli a SN sugárzásának mértékét, ezt a jelenséget a mágneses fékeződésnek nevezzük. Ezt az effektust viszont nem veszi figyelembe az általam használt modell.

Az extrém luminozitás oka lehet a SN-CSM kölcsönhatás. Ezt a jelenséget az 1.2.1. alfejezetben fejtettem ki részletesebben. A fejhullám és a visszalökődő lökeshullám fékeződéséből, a CSM termalizációjából származó luminozitás növekedése hatványfüggvénnyel közelíthető, amely nagyban függ a ledobott anyag és a CSM sűrűségprofiljától. A CSM-et egy hatványfüggvény szerinti sűrűségprofil írja le $\rho_{\text{CSM}} = qr^{-s}$ alakban, ahol ρ_{CSM} a közeg sűrűsége, q skálázási állandó, s pedig a CSM sűrűségének a hatványkitevője. Állandó csillagszél esetét $s = 2$, hirtelen kidobódott, sűrű CSM héjakat pedig $s = 0$ kitevővel lehet közelíteni.

A sűrű CSM arra utalhat, hogy egy eruptív mechanizmus hajthatja az extrém tömegvesztést közvetlenül a robbanás előtt. Ilyen epizodikus kitöréseket az LBV csillagoknál (fényes kék változóknál) figyeltek meg. Az LBV csillagok kitöréseinek pontos mechanizmusa még nem teljesen ismert. Többféle folyamat révén is elveszíthetik külső hidrogénburkukat. Ez történhet például kettős rendszerekben zajló kölcsönhatások eredményeként (Chevalier 2012), vagy a csillag belsejében zajló pulzációs párinstabilitás következtében.

Az óriás kitörések során a bolometrikus luminozitásuk akár 1-2 magnitúddal is meg-

növekedhet, és ennek során a csillag akár 1 naptömegnyi anyagot is kidobhat. Ezek a kitörések sokszor a szupernóvákhöz hasonló energiaszabadulással járnak, de magát a csillagot nem pusztítják el, ezért „szupernóva-imposztoroknak” is nevezik őket. A körülöttük kialakuló táguló felhő miatt a spektrumuk P Cygni vonalprofilt mutat. Például az η Carinae körül található Homunculus-köd egy korábbi óriás kitörés eredményeként jött létre, amikor a csillag az 1840-es években hatalmas eruptív aktivitást mutatott (Davidson & Humphreys 1997).

Az LBV fázis egy átmeneti állapotot képvisel a fősorozati csillag és a Wolf-Rayet csillag vagy a szupernóva-robbanás között. Az LBV-k ritkaságát jól mutatja, hogy csak néhányat ismerünk galaxisunkban és más közeli galaxisokban, mivel életciklusuknak ez a szakasza rendkívül rövid.

A modellben olyan sűrű a CSM, hogy a fotoszféra végig kívül, a fejhullámnál jóval kijebb, a CSM-ben van, így magát a SN-t nem is látjuk. Sűrű CSM hiányában a fotoszféra mozogna, ahogy a SN maradvány tágul, és mivel a külső részek egyre ritkábbá válnak, a fotoszféra egyre beljebb kerülne. A fix fotoszféra modell értelmében a CSM külső része nem vagy alig mozog, a külső CSM sűrűsége közel állandó, így a fotoszféra pozíciója szinte nem változik. A fix fotoszféra egy határeset, ami a sűrű CSM-ben alakul ki. A valóságban biztosan mozog a fotoszféra, de nem lesz nagyságrendi különbség a fix fotoszféra esetéhez képest.

Paraméter	Leírás
t_0 [nap]	A robbanás időpontja egy referencia időponthoz képest
R_0 [10^{13} cm]	SN kezdeti sugara
M_{SN} [$M_\odot$]	Szupernóva tömege
M_{CSM} [$M_\odot$]	CSM tömege
$\dot{M}$ [$M_\odot/\text{év}$]	Tömegvesztési ráta ($w = 100$ km/s = konst.)
M_{Ni} [$M_\odot$]	Kezdeti nikkelt tömege
V_{SN} [1000 km/s]	SN maximális sebessége

1. táblázat. A sűrű CSM modell paraméterei.

A megfigyelt fénygörbék illesztésével meghatározhatóak a 1. táblázatban szereplő paraméterek értékei, kombinációi. A modell kapcsán megvizsgálták a paraméterek közti korrelációt (Chatzopoulos et al. 2013), a maximális fűtési energia és a fényváltozás időskálája közt különösen erős kapcsolat figyelhető meg, ami az Arnett-szabálynak felel meg.

Ez az elméleti modell a teljes bolometrikus fényességet adja meg, így a megfigyelésekkel való összevetéshez a mért adatokból bolometrikus fénygörbét szükséges előállítani, ezen folyamat során azonban több szisztematikus hiba is fellelhető.

1.2.3. A radioaktív bomlás szerepe a luminozítás kialakításában

A szupernóva robbanás rendkívül összetett fizikai folyamatokat hoz létre, amely során rengeteg energia szabadul fel. A luminozítás mért értékét más mechanizmus is befolyásolja, a lökéshullám fűtése mellett. A robbanás során 56-os tömegszámú radioaktív nikkelt keletkezik. A robbanás következtében születő nikkelt 6,1 napos felezési idővel alakul át 56-os kobalttá, a nikkelt a robbanás után már egy hónappal szinte teljesen átalakul. A

kobalt ehhez képest magas, 77,7 napos felezési idővel válik stabil vassá, általában elektronbefogással, kisebb valószínűséggel β^+ -bomlás útján, pozitronkibocsátással. Ez a folyamat további energiatermelést eredményez a SN maradványnak.

A radioaktív bomlás szerepe a kollapszár szupernóvák esetén akkor válik dominánssá, amikor a maradvány teljesen átlátszóvá válik, vagyis a nebuláris fázis beköszönt. Ebben a szakaszban, körülbelül 3-4 hónappal a robbanás után, a burok annyira kitágul és ritkul, hogy átlátszóvá válik. Ekkor a kobalt bomlása válik jelentőssé, és az egységnyi idő alatt kisugározott energia, vagyis a luminozitás (L), a radioaktív bomlási törvény alapján arányos a bomló anyagok mennyiségével. Ha nem lenne CSM felhő, akkor kb. 100 nap elteltével az egyetlen energiatermelő mechanizmus a kobalt bomlása lenne.

A radioaktív kobalt-bomlásból felszabaduló energia, követve a módszert, amit Bora Zsófia is használt (Bora 2023):

$$L_{term}(t) = \frac{M_{Ni}}{M_{\odot}} \cdot \varepsilon_{Co} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{Co}}}, \quad (16)$$

ahol M_{Ni} a keletkezett nikkelt tömege, $\varepsilon_{Co} = 1,45 \cdot 10^{43}$ erg/s az egységnyi idő alatt felszabaduló energia, $\tau_{Co} = 111,3$ nap az átlagos élettartam.

2. Mérési adatok feldolgozása

Az alábbiakban először röviden összefoglalom a szupernóva felfedezésének körülményeit, és a mások által elvégzett megfigyelésekből szerzett információkat. Ezután bemutatom a Piskésti Obszervatóriumból végzett fotometriai méréseket, illetve az adatok általam elvégzett feldolgozását.

2.1. A szupernóva felfedezése és korábbi elemzései

A SN 2019vxm kölcsönható szupernóvát 2019. 12. 01, 00:57:36.000 (JD=2458818.54) időpontban fedezték fel az ASAS-SN-Paczynski teleszkóppal, amit Bohdan Paczynski lengyel csillagásrról nevezték el. Előtte 2019. 11. 19, 03:21:36-kor történt az utolsó észlelés azon az égbolt területen, mikor még nem látszódott a szupernóva. Prof. Krzysztof Stanek, az ASAS-SN (All-Sky Automated Survey for Supernovae) csoport tagja jelentette be az új tranziens felfedezését. Felfedezéskor 15.4 magnitúdó volt a látszó fényessége Sloan g szűrőben, ahol a magnitúdó AB rendszerben van kifejezve.

A szupernóva koordinátái (J2000):

$$\text{RA} = 19:58:28.639 \text{ (299.61933)} \quad \text{DEC} = +62:08:16.04 \text{ (62.13779)}$$

A szupernóva szülőgalaxisa kérdéses¹. Amint az a 3. ábrán is látható, a szupernóva közelében elhelyezkedik néhány halvány galaxis, de nem egyértelmű, hogy melyikhez tartozik a vizsgált tranziens.

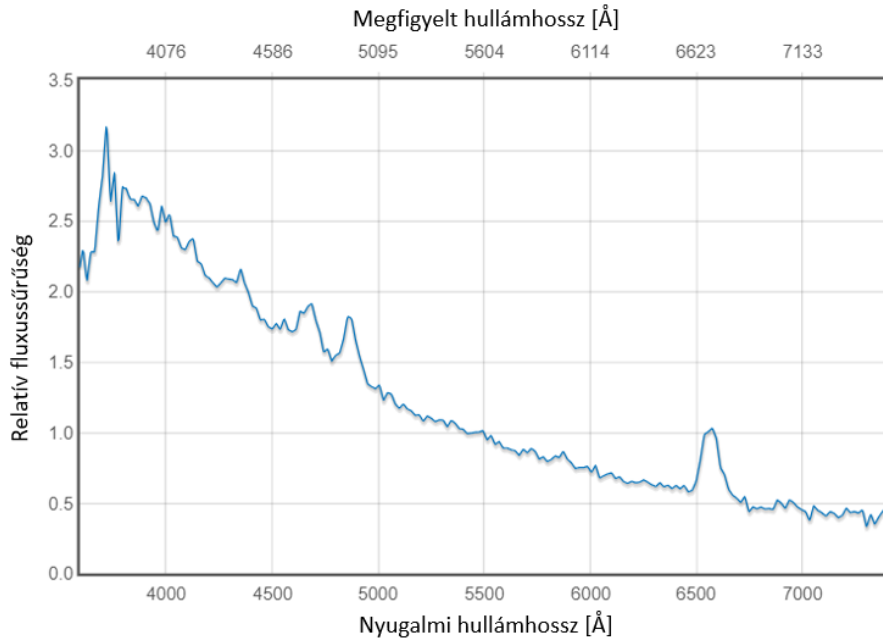


3. ábra. A SN 2019vxm a Piskésti Obszervatórium RC80 távcsövével készült Sloan r szűrős felvételeken. A baloldali kép dátuma 2019. 12. 03., a jobboldalié pedig 2021. 03. 24. A szupernóvát zöld kör jelöli mindkét felvételen.

A klasszifikálást lehetővé tevő, $R \sim 130$ spektrális felbontású színeképet egy módosított ALPY spektrográf segítségével vették fel a Three Hills Observatory-ban². K. Z. Stanek a következő megállapítást tette az osztályozási tanúsítványban: „A spektrum a Balmer emissziós vonalakat mutatja 0,019 vöröseltolódás mellett. A spektrum hasonló a SN 1998S II_n típushoz 13 nappal a maximum előtt.” A SN 2019vxm spektruma a 4. ábrán látható.

¹lásd: <https://www.wis-tns.org/object/2019vxm>

²A mérés és műszer leírása: http://www.threehillsobservatory.co.uk/astro/spectroscopy_20.htm



4. ábra. A SN 2019vxx spektruma, amin már a felfedezés napján látszódnak a markáns emissziós hidrogénvonalak (Robin Leadbeater, 2019. 12. 01., 17:28:00). Az adatok forrása: <https://www.wis-tns.org/object/2019vxx>

A jelen dolgozat beadásáig a SN 2019vxx szupernóváról egy összefoglaló elemző cikk jelent meg, amelyben bemutatják a SN 2019vxx és egy másik szupernóva, a SN 2020tlf optikai spektroszkópiai és fotometriai megfigyeléseit (Tsvetkov et al. 2024).

A SN 2019vxx fotometriai megfigyelése 592 napig tartott, és két spektrumát készítették el. A látszó fényesség maximumát megmérték U , B , V , R és I sávban is ($m_V = 14,75 \pm 0,05$ mag; MJD 58843,8 $\pm$ 1,0). Meghatározták az abszolút magnitúdóját, ami igen magas értéket mutat: $M_V = -20.0$ mag. A fénygörbét ~ 35 napos emelkedés és lassú fényességcsökkenés jellemzi, a csökkenési sebesség többszöri változásával. Az SN 2019vxx színeképei erős hidrogén emissziót mutatnak keskeny csúcsokkal, a vonalak szélessége az SNe IIn típusokra jellemző.

2.2. Piszkéstetői mérések körülményei

Az általam vizsgált felvételek a SN 2019vxx kölcsönható szupernóváról a HUN-REN CSFK KTM CSI Piszkéstetői Observatóriumában, a 800 mm-es, Ritchey-Chrétien szerelésű távcsővel készültek (lásd 3. ábra). A robottávcsövet az Astro Systeme Austria (ASA AZ800) készítette el altazimut rendszerrel, és a beszerelése a Tranziens Asztrofizikai Objektumok GINOP pályázat keretében történt. A használt detektor hátsó megvilágítású, 15x15 μm -es pixelméretű, 2048x2048 pixeles CCD, amit -40°C -ra hűtenek.

A megfigyelés során Bessel-féle B és V szűrőket, illetve a Sloan-féle g , r , i és z szűrőket használt a távcső (2. táblázat). Minden szűrőben 3-3 felvétel készült éjszakánként. Az expozíciós idő B szűrőben 5 perc, a többi szűrő esetében pedig 3-3 perc volt.

	B	g	V	r	i	z
λ [Å]	4380	4770	5450	6230	7630	9130

2. táblázat. Szűrők középhullámhosszai

A SN 2019vxn megfigyelése a Piskésti Obszervatóriumban 2019. 12. 03-tól 2022. 04. 04-ig tartott. Az adatfeldolgozás során használt felvételek 2019. 12. 03. – 2021. 09. 03. között készültek, későbbieknek túl kicsi a jel/zaj aránya. Az adatsor elején van egy közel 80 napos kihagyás (2019. 12. 06. – 2020. 02. 20. között). Ennek több oka is lehetett: egyrészt a nem megfelelő időjárási körülmények, másrészt a szupernóva elhelyezkedéséből adódóan, mivel abban az időszakban nagyon alacsonyan volt csak megfigyelhető az éjszakai égen.

2.3. Adatfeldolgozás

A nyers képek korrigálásához készültek kalibrációs képek: minden este bias és dark képek, pár hetente pedig flat felvételek. A nyers képek redukálását a robottávcső automata szkriptje végezte, ami az alábbi lépéseket tartalmazta:

- korrigálás a kalibrációs felvételekkel,
- korrigálás a geometriai elcsúszásra referencia csillagok segítségével.

A nyers felvétel redukálása a kalibrációs képekkel:

$$\text{redukált} = \frac{\text{nyers} - \text{bias} - \text{dark}}{(\text{flat} - \text{bias} - \text{dark})_{\text{norm}}} \quad (17)$$

A standard transzformációt a robottávcső feldolgozó programja automatikusan végezte el: a látómezőben lévő csillagokat összevetette a Pan-STARRS katalógus magnitúdóival, és ebből átszámolta az instrumentális magnitúdókat standard magnitúdókká.

A forrás fényességét apertúra-fotometriával határoztam meg. Kiválasztunk egy meghatározott területet az égitest körül, amelyen belül a fényességet mérni szeretnénk. Ez az apertúra általában kör alakú. A környező területeken található háttérfényességet ki kell küszöbölni vagy kompenzálni, hogy a mérés pontos legyen. Ehhez felveszünk egy koncentrikus körgyűrűt. A körgyűrű átlagfényességét beszorozzuk a területek arányával. A kör alakú apertúra fényességéből levonjuk a korrigált körgyűrű fényességét. Az apertúra-fotometriát témavezetőm kódjával végeztem el. Eredményül megkaptam a szupernóva fényességét, valamint annak hibáját a különböző szűrőkben a vizsgált napokon.

Témavezetőmnnek egy másik kész scriptjével áttértem látszó magnitúdóból megfigyelt fluxussűrűségre, a kód kiszámolta a hibákat is a különböző szűrőkre. A script a magnitúdó-fluxus konverziót [Bessell et al. \(1998\)](#) és [Tonry et al. \(2012\)](#) formulái alapján számolta.

A kiértékelés során figyelembe vettem az idődilatáció jelenségét, amely amiatt lép fel, mert a távoluló Univerzumban egy adott idő alatt az objektum valamivel távolabb kerül a megfigyelőtől, így a fény egyre hosszabb és hosszabb utat fut be az észlelésig. A mért időtartamok ezért látszólag megnyúlnak a szupernóvához rögzített koordináta-rendszerben mérhető időtartamokhoz képest. Az erre korrigált fázis (φ) számításához referencia időpontnak (t_0) a felfedezés napját (2019. 12. 01.) választottam, mert se a robbanás pillanata, se a maximum ideje nem ismert pontosan. Áttértem a Julián-dátumra, ami megadja Kr. e.

4713. év január 1. déli 12 órától eltelt napok számát. Azzal az egyszerűsítéssel éltem, hogy átváltottam módosított Julián-dátumra (MJD), vagyis levontam belőle 2 400 000,5-et.

Ezek után a szupernóva fázisát az alábbi képlet adja meg:

$$\varphi = \frac{t - t_0}{1 + z}, \quad (18)$$

ahol z a vöröseltolódás, melynek értéke a SN 2019vxm esetében $z = 0,019$.

A megfigyelt adatok korrigálása során az intersztelláris extinkció (A) hatását is figyelembe vettem. Az extinkció kiváltó oka az, hogy por található a forrás és a megfigyelő között. Ez a por főként a Tejútrendszerben van. A csillagközi porrészecskéken történő szóródás következményeként halványabbnak észleljük az objektumot. Az extinkció megadható különböző színsávokra, pl. A_B , A_V , ennyivel halványabbnak látszik a csillag a magnitúdó-skálán. A szóródás mértéke hullámhosszfüggő, a por a rövidebb hullámhosszú sugárzást jobban szórja, mint a hosszabbat. Ennél fogva az intersztelláris extinkció vörösödést is okoz a forrás spektrumában.

A vörösödést bármely színindexre lehet definiálni, pl. $B - V$ színindexre itt:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = 0,091^m, \quad (19)$$

ahol a színindex a $B - V$ magnitúdóban, és a vörösödésmentes színindex a $(B - V)_0$.

Az extinkciót és a vörösödést az extinkciós törvény kapcsolja össze:

$$A_V = R_V \cdot E(B - V), \quad (20)$$

ahol R_V az extinkciós együttható. Az együtthatók meghatározásához a teljes galaktikus extinkciót tartalmazó [Schlafly & Finkbeiner \(2011\)](#) portérképet használtam (3. táblázat).

A vörösödés, magyarul az egyes extinkciók közötti különbség:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = A_B - A_V \quad (21)$$

$$A_V = V - V_0 = 0,2821^m, \quad (22)$$

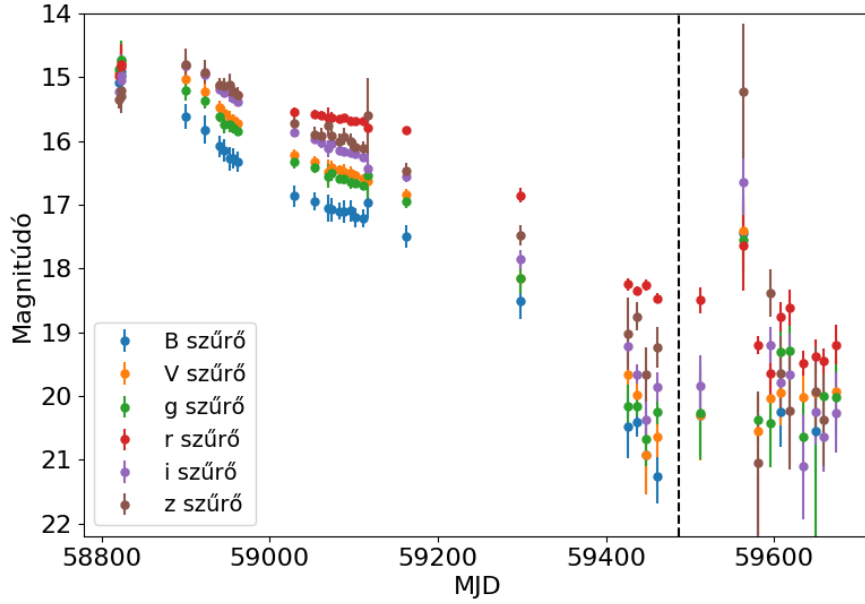
ahol V az égitest mért látszó fényessége, V_0 pedig a vörösödésmentes fényessége a V színsávban. A mért látszó fényességből ezért kivontam az extinkció értékét, hogy kisebb, vagyis fényesebb értéket kapjak, hisz a magnitúdóskála fordított.

színsáv	B	g	V	r	i	z
$R_{\text{színsáv}}$	4,1	3,75	3,1	2,575	1,943	1,453
$A_{\text{színsáv}}$	$0,3731^m$	$0,3412^m$	$0,2821^m$	$0,2343^m$	$0,1768^m$	$0,1322^m$

3. táblázat. Az intersztelláris extinkciós együtthatók és a meghatározott extinkció értékei különböző szűrők esetén. Adatok forrása: <https://ned.ipac.caltech.edu>

3. Megfigyelési eredmények

Az extinkcióra korrigált, különböző szűrőkben mért standard magnitúdók az idő függvényében a 5. ábrán láthatóak. Ezeknek a fénygörbéknek az analízisével foglalkoztam a továbbiakban, hogy meghatározzam a szupernóva fizikai paramétereit és azok időfejlődését általam írt python kódok segítségével.



5. ábra. Extinkció-korrigált magnitúdók az idő függvényében. Az adatfeldolgozás során 2021. 09. 03. (MJD 59460) utáni értékekkel nem számoltam, mert azoknak túl kicsi a jel/zaj aránya. Ezt a határt mutatja a függőleges, szaggatott, fekete vonal.

3.1. Spektrális energieloszlás

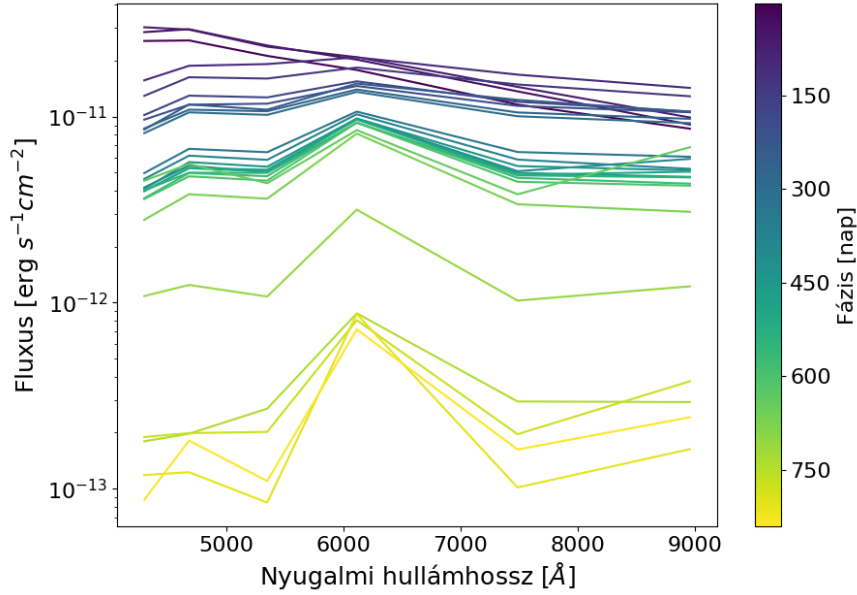
A megfigyelt hullámhossz és a megfigyelt fluxussűrűség is függ a z vöröseltolódástól, viszont a kettő mennyiség szorzata, a fluxus, vagy más néven spektrális energieloszlás (Spectral Energy Distribution, SED) már mentes a vöröseltolódástól (25. egyenlet). Ábrázoltam a tranziens spektrális energieloszlását minden vizsgált időpontban (6. ábra), a következők szerint:

$$\lambda_l = \frac{\lambda_m}{1 + z} \quad (23)$$

$$F_l = F_m(1 + z) \quad (24)$$

$$\lambda_l F_l = \lambda_m F_m, \quad (25)$$

ahol λ_l a nyugalmi hullámhossz, λ_m a megfigyelt hullámhossz, F_l a valódi fluxussűrűség, F_m a megfigyelt fluxussűrűség.



6. ábra. A spektrális energiaeloszlásgörbe vöröseltolódásra korrigálva 2019. 12. 03. - 2021. 09. 03. között. Az idő múlását a színskála jelzi. A kék görbék a SN korai, a sárga görbék a késői szakaszát mutatják, ahol egyre dominánsabb a $H\alpha$ emissziós vonal.

A 6. ábrán az idő múlását a színskála jelzi. A kék görbék a szupernóva korai fázisát mutatják, amiket a kék kontinuum jellemez. Az alsó, sárga görbék a forrás késői szakaszát jellemzik, amelyeket már a lapos kontinuum és a hidrogén Balmer-alfa emissziós vonala ír le. A $H\alpha$ vonala a 4. adatsornál jelenik meg és idővel egyre hangsúlyosabbá válik (2020. 02. 20.: 80. nap fázis). Innentől nem vettem figyelembe az r szűrő értéket a Planck-függvény illesztésénél. Ettől az időponttól változott meg erősen a fotoszférát jellemző mennyiségek viselkedése.

3.2. Hőmérséklet meghatározása Planck-függvény illesztésével

A feketetest-sugárzás az abszolút feketetest hőmérsékleti sugárzását írja le. Az abszolút feketetest egy ideális test, ami minden hullámhosszon elnyeli az elektromágneses sugárzást. A csillagok jó közelítéssel leírhatóak feketetestként. Az objektum megfigyelt fluxussűrűségét az alábbi összefüggés írja le:

$$f(\lambda) = \frac{R^2}{d^2} \pi B_\lambda(T), \quad (26)$$

ahol R a fotoszféra sugara, d a SN távolsága és $B_\lambda(T)$ a Planck-féle sugárzási függvény. Utóbbit a következő alakban írhatjuk fel:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}, \quad (27)$$

ahol h a Planck-állandó, c a fénysebesség és k_B a Boltzmann-állandó.

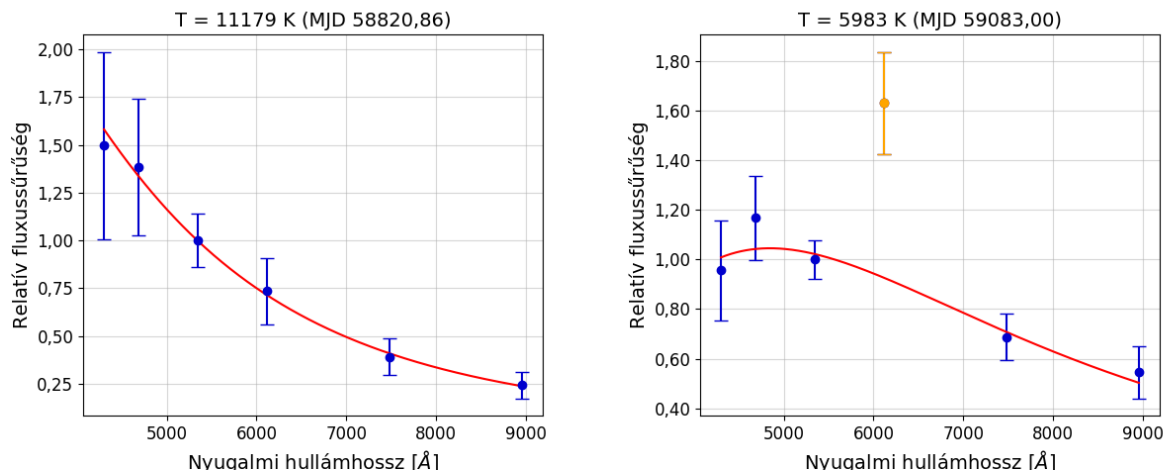
A fotoszféra effektív hőmérsékletét és annak hibáját illesztéssel határoztam meg. Python notebookban definiáltam a Planck-függvényt (28. egyenlet). Minden vizsgált fluxussűrűség görbére illesztettem a 29. egyenletet.

$$B_\lambda(T) = \frac{b_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{b_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (28)$$

ahol $b_1 = 10^{-8} \cdot 1,1904397 \cdot 10^{27} [\text{\AA}^5]$ és $b_2 = 1,438769 \cdot 10^8 [\text{K} \cdot \text{\AA}]$. A relatív fluxussűrűséget ábrázoltam: leosztottam az adott hőmérsékletű Planck-függvényt a V szűrő ($\lambda_V = 5450 \text{\AA}$) fluxussűrűség illesztett értékével. A normálás miatt a Planck-függvény konstans a szorzója nagyságrendileg 1 körüli értéket vesz fel, nem változik nagy mértékben, egy paraméteres lesz így az illesztés. A görbe alakja a relatív értékek esetén is megmarad.

$$f(\lambda) = a \cdot B_\lambda(T)/B_{\lambda_V}(T), \quad (29)$$

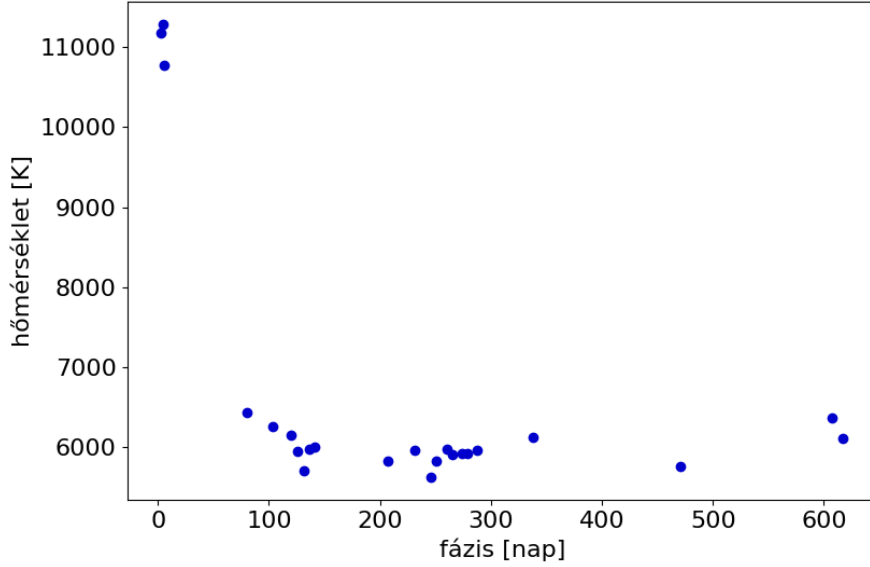
Az illesztett görbéket a 7. ábrákon látható grafikonok szemléltetik.



7. ábra. Relatív fluxussűrűségek eltérő időpontokban és a rájuk illesztett Planck-függvények, amelyekből meghatároztam a fotoszféra effektív hőmérsékletét. A jobb oldali ábrán (MJD 5903,00) a narancssárga adatpontot nem vettem figyelembe az illesztésnél, mert az a kontinuum mellett jelentős $H\alpha$ vonal emissziót is tartalmaz.

Az illesztéseken is látszik, hogy a görbe maximuma idővel a hosszabb hullámhossz felé tolódik, alacsonyabb relatív fluxussűrűség-értéket felvéve. Az illesztés során a 4. adatsortól (2020. 02. 20.) az r szűrő értékétől eltekintettem, mert onnantól már jelentős a $H\alpha$ emissziós vonal jelenléte. Az utolsó 3 adatsornál a z szűrő értékének nagy a hibája az adott értékhez viszonyítva, ezért azokat az értékeket sem vettem figyelembe. Az illesztéssel megkaptam a fotoszféra effektív hőmérsékletét és annak hibáját, ami a Függelékben, a 6. táblázatban található.

A fotoszféra effektív hőmérsékletének időfejlődése a 8. ábrán látható. Az ábrázoláskor a hibát nem tüntettem fel, mert alul lettek becsülve. A fotoszféra kezdetben nagyon forró, 10000 K feletti a hőmérséklete. A 4. adatpontnál, vagyis kb. a 80. napnál leesik 6000 K-re. Innentől nem mutat jelentős ingadozást a hőmérséklet.



8. ábra. A fotoszféra (a látott sugárzó felület) effektív hőmérséklete az idő függvényében. Az illesztési hibák alul vannak becsülve, ezért nem ábrázolom őket.

3.3. Bolometrikus fénygörbe, luminozitás és értelmezése

A szupernóva egységnyi idő alatt kibocsátott sugárzási energiája a luminozitás. A luminozitás meghatározásához és értelmezéséhez először a bolometrikus fluxust, azaz a teljes elektromágneses spektrumra kiintegrált fluxussűrűséget kellett kiszámítanom.

3.3.1. Bolometrikus fénygörbe

A bolometrikus fénygörbe előállításához saját kódot írtam. Minden vizsgált időpontban numerikus integrálással meghatároztam a bolometrikus fluxust. A B szűrő középhullámhosszánál rövidebb hullámhosszon kisugárzott fluxussűrűséget a 30. egyenlettel, a z szűrő középhullámhosszánál hosszabb hullámhosszon kisugárzott értéket pedig a 32. egyenlettel közelítettem. A két hullámhossz-érték között pedig a trapéz módszert (31. egyenlet) alkalmaztam a számítás során.

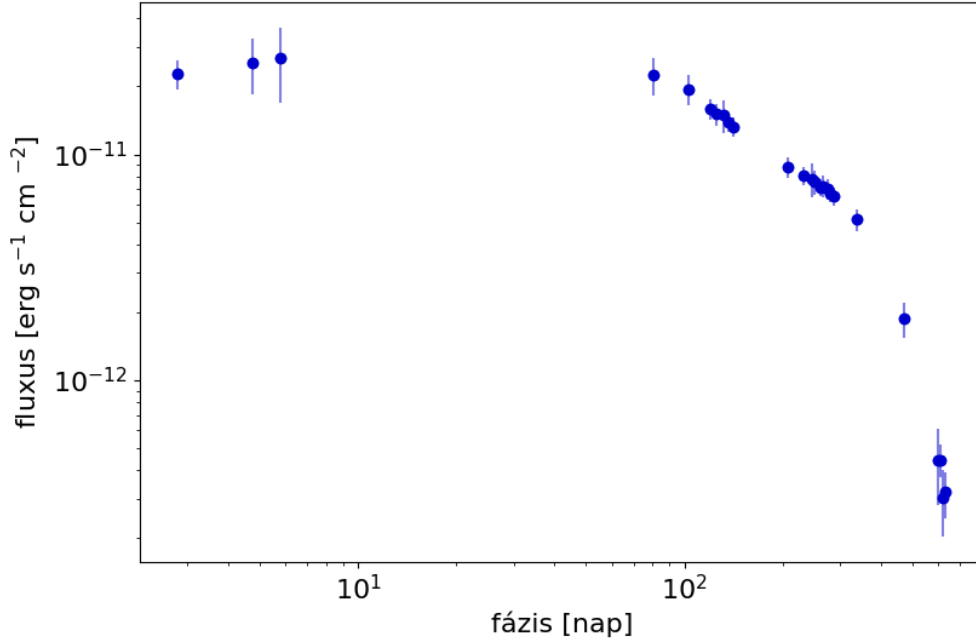
$$T_0 = \frac{(\lambda_B - \lambda_0)F_B}{2}, \quad (30)$$

ahol $\lambda_B = 4380 \text{ \AA}$, $\lambda_0 = 2000 \text{ \AA}$, F_B a B szűrővel mért fluxussűrűség.

$$T_i = \frac{(F_i + F_{i-1})(\lambda_i - \lambda_{i-1})}{2}, \quad (31)$$

ahol λ_i , λ_{i-1} egymást követő hullámhossz értékek és az azokhoz tartozó F_i , F_{i-1} fluxussűrűségek.

$$T_\infty = \frac{\lambda_z F_z}{3}, \quad (32)$$



9. ábra. Bolometrikus fénygörbe: az integrálással meghatározott bolometrikus fluxus az idő függvényében.

ahol $\lambda_z = 9130 \text{ \AA}$, F_z a z szűrővel mért fluxussűrűség.

A fentebbi képletekkel meghatározott területek összege adja a bolometrikus fluxust, ami a 9. ábrán látható. A hibaszámítás során a fluxussűrűség értékek helyére a fluxussűrűség felső értékét vettem a hibával együtt. A területek összegéből levontam a hiba nélkül számolt bolometrikus fluxust, így megkaptam a bolometrikus fluxus abszolút hibáját.

3.3.2. Luminozitás meghatározása

Ahhoz, hogy a forrás luminozítását meghatározzam a bolometrikus fluxusból, meg kellett becsülnöm a szupernóva távolságát. A szupernóva szülőgalaxisa kérdéses, ezért csak közelítő képleteket tudtam használni a távolság megbecsléséhez.

$$v = z \cdot c = 5696 \text{ km/s} \quad (33)$$

$$d = v/H_0 = 77,7 \text{ Mpc}, \quad (34)$$

ahol v a szupernóva radiális sebessége, a fénysebesség $c = 299\,792,458 \text{ km/s}$, d a szupernóva távolsága, és a Hubble-állandó $H_0 = 73,3 \text{ km/s/Mpc}$.

A távolságbecslés során nem alkalmaztam hibaszámítást, mivel nem precíz számolással, hanem csak közelítéssel tudtam élni a távolság esetében. A közeli galaxisokra a vöröseltolódásból származó távolság elég pontatlan becslés, mivel a galaxisok pekuliáris mozgásának sebessége összemérhető a tágulásból származó sebességgel, és a mért vöröseltolódás mindkét mozgást tartalmazza.

A távolságmodulusz segítségével meghatároztam a szupernóva abszolút fényességét az alábbi képlet szerint:

$$m - M = -5 + 5 \log(d), \quad (35)$$

ahol $m_V = 14,78^m$ a V szűrőben, így az abszolút fényessége $M_V = -19,67^m$. A szupernóva megfigyelt maximális látszó fényességét g szűrőben mérték: $m_g = 14,72^m$, így $M_g = -19,73^m$. A szuperfényes szupernóvák közös tulajdonsága, hogy a maximális abszolút fényességük legalább -21 magnitúdó. A SN 2019vxm nem egy szuperfényes szupernóva, de egy elég fényes II-n szupernóva. A normál II-es típusú szupernóvák ennél átlagosan $2-2,5$ magnitúdóval halványabbak csúcspontjukban. Ez is azt mutatja, hogy jelen van egy extra energiatermelő mechanizmus, a cirkumsztelláris anyagban terjedő lökéshullám fűtése.

A luminozitást az alábbi összefüggéssel határoztam meg:

$$L = F4\pi d^2, \quad (36)$$

ahol L a luminozitás és F a bolometrikus fluxus értéke.

A luminozitás értékek hibáját csak az összeintegrált fluxusok relatív hibájából származtattam. A távolság hibáját nehéz becsülni, jelentős lehet benne a szisztematikus hiba. A számolt luminozitás és annak hibája a [Függelékben](#) található, a 7. táblázatban.

3.3.3. Luminozitás a tágulási modell értelmében

A tágulási modell értelmében azzal a közelítéssel éltem, hogy a visszalökődő lökéshullámból származó fűtés dominálja a luminozitást. Log-log skálán ábrázoltam a luminozitást az idő függvényében. A 10. ábrán látszik, hogy a két töréspont három szakaszra bontja a folyamatot. A töréspontoknál megváltozhattak az asztrofizikai körülmények, aminek lehetséges okait a 4. fejezetben fejtem ki bővebben. A 80. nap környékétől elkezd csökkenni a luminozitás. Nagyjából 300 nap elteltével radikálisan megváltozott a luminozitás csökkenésének üteme.

Az elméleti asztrofizikai háttérben említett összefüggés (12. képlet) paraméteresen a tágulási modell illesztéséhez:

$$L_{rev}(t) = a_L \cdot t^{m_L} \quad (37)$$

A fentebbi idő szerinti hatványfüggvény log-log skálán egy egyenesnek felel meg, ezért a 38. képlet szerint egy egyenest illesztettem mindhárom szakaszra.

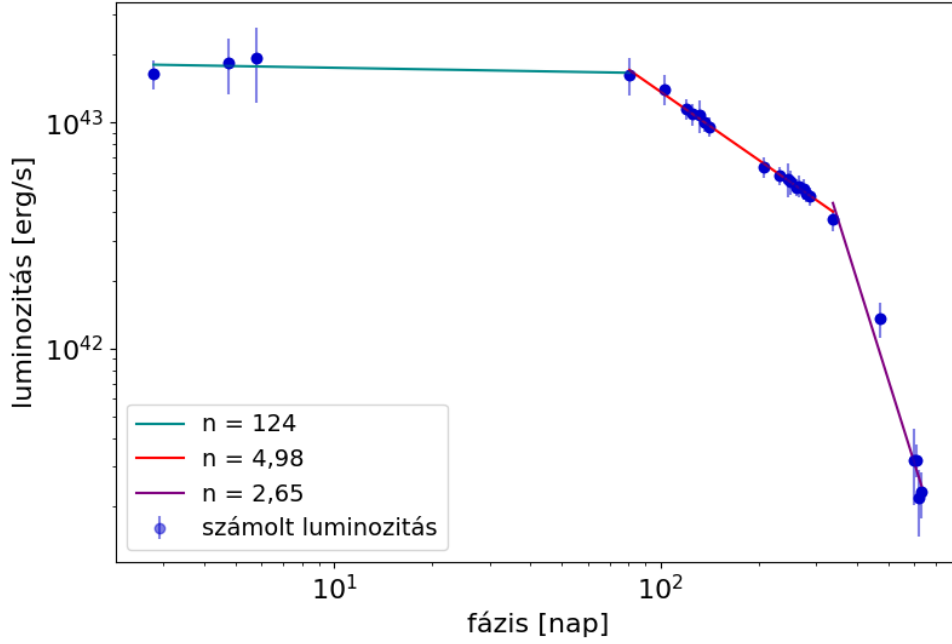
$$\log(L_{rev}(t)) = m_L \cdot \log(t) + b_L \quad (38)$$

Az illesztett egyenesek paraméterei a `curve_fit` függvény által meghatározott hibákkal:

Első (cián) szakasz: $m_L = -0,02 \pm 0,17$, $b_L = 43,39 \pm 0,21$.

Középső (piros) szakasz: $m_L = -1,00 \pm 0,02$, $b_L = 50,10 \pm 0,11$.

Utolsó (lila) szakasz: $m_L = -4,61 \pm 0,52$, $b_L = 76,7 \pm 3,98$.



10. ábra. A luminozítás az idő függvényében, és a luminozítás három szakaszára illesztett egyenesek. Az illesztés alapján határoztam meg az n paramétert, az SN táguló maradványának sűrűségeloszlását jellemző hatványkitevőt.

Az egyenes illesztésből kapott meredekség (m_L) megadja a hatványfüggvény kitevőjét, ebből számítható az n sűrűségeloszlás értéke az alábbi képlettel:

$$n = \frac{2m_L - 3}{m_L} \quad (39)$$

Első szakasz: $n = 124 \pm 866$.

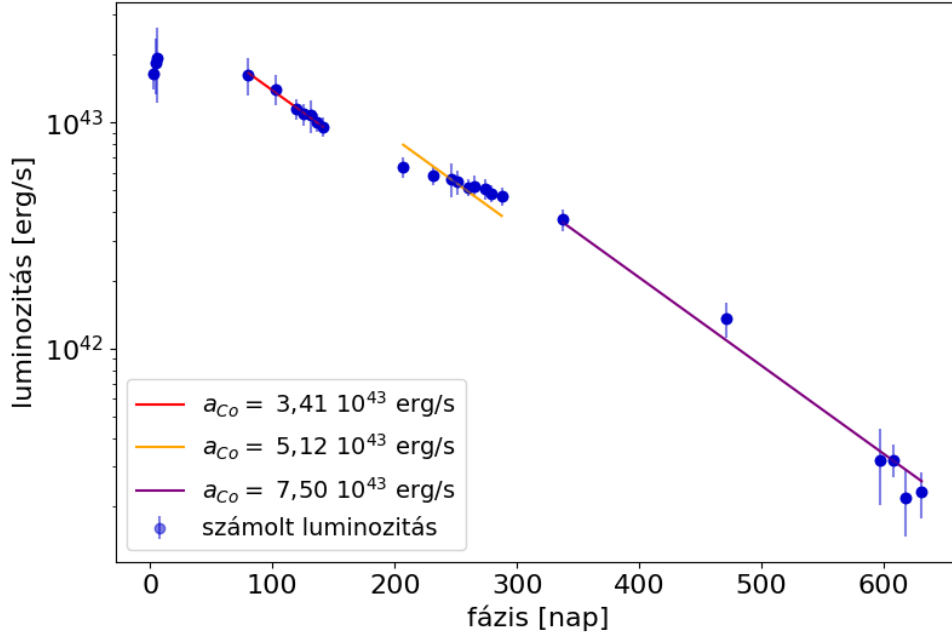
Középső szakasz: $n = 4,98 \pm 0,05$.

Utolsó szakasz: $n = 2,65 \pm 0,06$.

A mérések alapján három különböző n sűrűségeloszlás paramétert kaptam, mert 39. összefüggés csak a visszalökődő hullám fűtéséből származó luminozitást adja meg. Az első szakaszra kapott nagyon magas érték és az óriási relatív hiba azt mutatja, hogy azt a részfolymatot közel sem írja le a lökéshullám modell.

3.3.4. A radioaktív bomlás hatása

A valóságban jelen van más fűtési mechanizmus is, emiatt a mért értékek ezek együttes hatását mutatják. A robbanás után extra fűtésként jelenik meg a radioaktív elemek bomlásából felszabaduló energia a lökéshullám fűtése mellett. A radioaktív Ni-56 izotóp felezési ideje 6,1 nap, ez 80 nap elteltével már teljesen átalakulhatott radioaktív kobalttá. A luminozitást összevetettem a kobalt bomlásának az időfüggésével. Azt néztem meg,



11. ábra. A kobalt radioaktív bomlásának illesztése a luminozítás különböző szakaszaira, a 80. naptól kezdve. Az a_{Co} illesztési paraméter alapján adható meg a robbanás során keletkezett nikkel tömege.

hogy a 80. napnál később van-e olyan szakasz, aminek a meredeksége összeegyeztethető a radioaktív kobalt bomlásával. Ha nem illeszkedik az adatokra a bomlás exponenciális görbéje, akkor magát a szupernóvát nem is láttuk, csak a felfűtött, ionizált cirkumsztelláris anyagfelhő sugárzását figyeltük meg.

Az alábbi egyenletet illesztettem pythonban a luminozítás 80. nap utáni három szakaszára:

$$L(t) = a_{Co} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{Co}}}, \quad (40)$$

ahol a_{Co} egy illesztési paraméter. A kobalt radioaktív bomlásának illesztése a 11. ábrán látható.

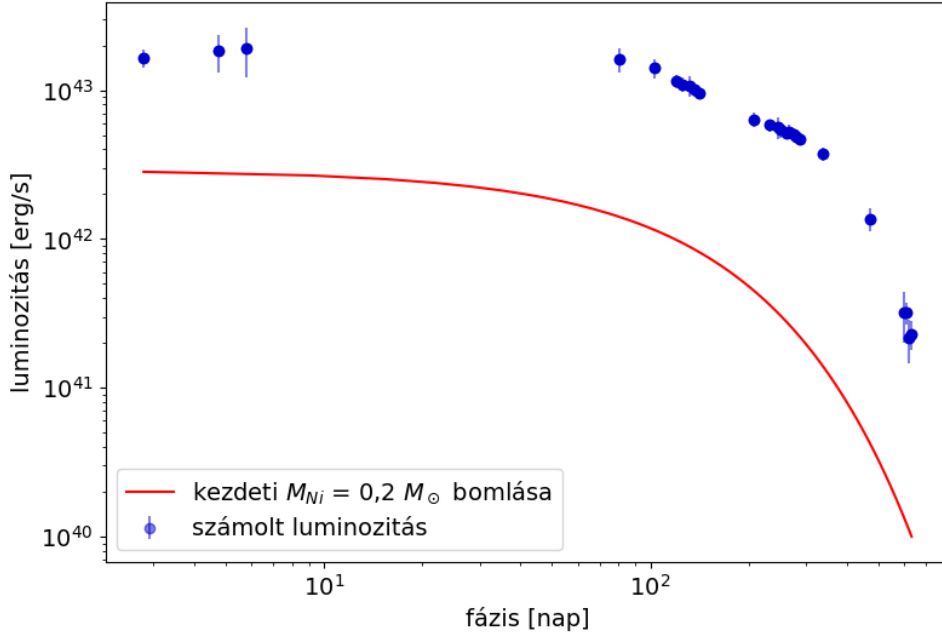
Illesztett a_{Co} paraméterek és hibáik:

Első (piros) szakasz: $a_{Co} = (3,41 \cdot 10^{43} \pm 3,0 \cdot 10^{41})$ erg/s.

Középső (sárga) szakasz: $a_{Co} = (5,12 \cdot 10^{43} \pm 2,46 \cdot 10^{42})$ erg/s.

Utolsó (lila) szakasz: $a_{Co} = (7,50 \cdot 10^{43} \pm 4,09 \cdot 10^{42})$ erg/s.

100 nap körül, az első (piros) szakaszon szépen illeszkedik a kobalt bomlásának az exponenciális görbéjével, a későbbi szakaszokon már nem. Ennélfogva az első szakaszon feltehetjük, hogy a kobalt bomlása jelentős hozzájárulást ad a luminozításhoz. Az erre a szakaszra illesztett paraméter segítségével megbecsültem a keletkezett radioaktív nikkel tömegét:



12. ábra. A számolt és a kobalt bomlásából származó luminozítás összehasonlítása. A radioaktív bomlás luminozitása egy nagyságrenddel kisebb, elhanyagolható a lökeshullám luminozitása mellett.

$$M_{Ni} = \frac{a_{Co}}{\varepsilon_{Co}} \cdot M_{\odot}, \quad (41)$$

ahol $M_{\odot}$ a naptömeg. Az illesztés alapján a becsült nikkel tömege $M_{Ni} = 2,35 \pm 0,02 M_{\odot}$.

A kapott nikkel tömeg elég magas, jóval nagyobb a várt értéknél. A magösszeomlásos szupernóváknál a keletkezett nikkel tömege maximum 1-2 tized naptömeg. Ez a magas érték arra utal, hogy ebben a szakaszban jelentős szerepet játszik a lökeshullám fűtése, és elhanyagolható a kobalt-bomlás fűtése. Ezt támasztja alá a 12. ábra. Az ábrán a piros folytonos vonal szemlélteti, hogy $M_{Ni} = 0,2 M_{\odot}$ kezdeti nikkeltömeg esetén mennyi luminozítás keletkezne. Látszik az ábrán, hogy egy nagyságrenddel kisebb a radioaktív bomlásból származó luminozítás, elhanyagolható a kobalt bomlása a CSM-kölcsönhatás mellett.

3.4. A fotoszféra sugarának változása

A fotoszféra jellemzéséhez meghatároztam annak sugarát is, a forrás luminozitása és a fotoszféra hőmérséklete időbeli változásának ismeretében.

3.4.1. A fotoszféra sugara

A Stefan–Boltzmann-féle sugárzási törvény értelmében a feketetest egységnyi idő alatti sugárzási teljesítménye arányos az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával. Ezt

matematikailag a következőképpen írhatjuk le:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (42)$$

ahol L a luminozítás, $\sigma = 5,67051 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$ a Stefan–Boltzmann-állandó, T a fotoszféra effektív hőmérséklete és R a keresett fotoszféra sugara.

Hibaszámitáshoz használt összefüggés:

$$\Delta R = \left| \frac{\partial R}{\partial L} \Delta L \right| + \left| \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \right| = \left| \frac{\Delta L}{4\sqrt{\pi \frac{L}{\sigma} T^2}} \right| + \left| \sqrt{\frac{L}{\pi \sigma}} \frac{\Delta T}{T^3} \right| \quad (43)$$

A meghatározott sugár és annak hibája a [Függelékben](#) az 8. táblázatban található.

A fotoszféra sugara kezdetben gyors ütemben növekedett. A hiányzó méréspontok miatt nem lehet tudni, mikor állhatott meg az expanzió és milyen maximális sugarat ért el akkor a fotoszféra. 80 nap elteltével már megfordult a tágulás iránya, elkezdett összehúzódni a fotoszféra, ami utal rá, hogy addigra erősen megváltoztak az asztrofizikai körülmények (lásd 13. ábra).

Az első, táguló szakaszon azzal a közelítéssel éltem, hogy a fotoszféra sugara megegyezhetett a lökéshullámfront sugarával. A fotoszféra sugarának változását a tágulási időszak alatt leírhatjuk a tágulási modell alapján az elméleti asztrofizikai háttérben említett 7. képlet (hatványfüggvény) segítségével. Az összefüggés paraméteresen felírva:

$$R(t) = a_R \cdot t^{m_R} \quad (44)$$

A fotoszféra sugarát log-log skálán ábrázoltam, mert így a hatványfüggvény egyenessel írható le. Az illesztést az alábbi összefüggés alapján pythonban végeztem:

$$\log(R(t)) = m_R \cdot \log(t) + b_R \quad (45)$$

Az illesztett paraméterek hibával: $m_R = 0,34 \pm 0,03$ és $b_R = 13,20 \pm 0,17$.

Az illesztett egyenes meredekségéből kifejezhető az n sűrűségeloszlás paraméter:

$$n = (3 - 2m_R)/(1 - m_R) \quad (46)$$

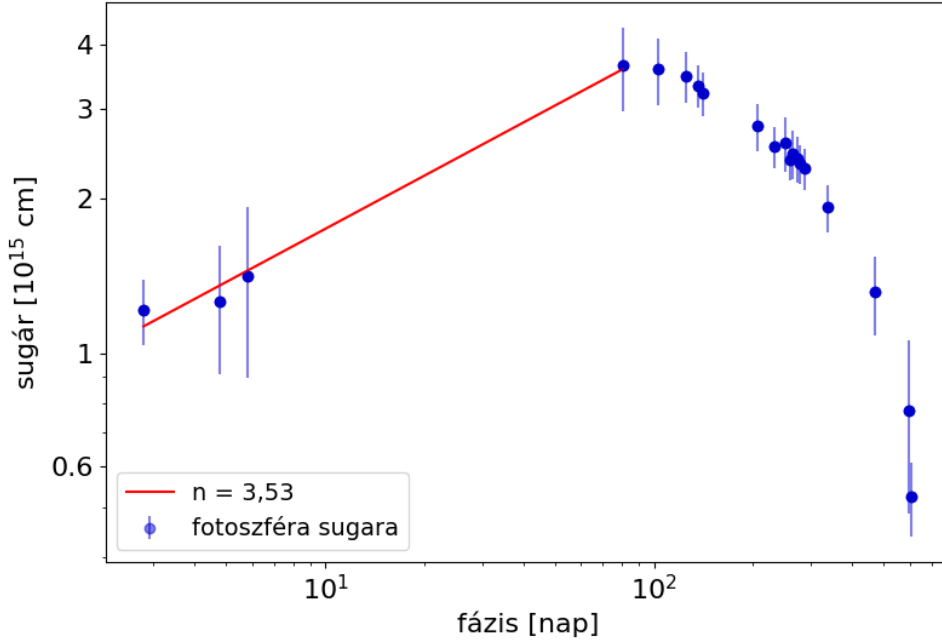
Hibaszámitáshoz használt összefüggés:

$$\Delta n = \left| \frac{\Delta m}{(m - 1)^2} \right| \quad (47)$$

Az illesztésből kiszámolt n kitevő értéke $n = 3,53 \pm 0,07$.

A fotoszféra sugarának tágulásából becsült n paraméter alapján a progenitor egy szuperóriás csillag lehetett. A 2-5 közötti érték ugyanis a szuperóriás csillagokra jellemző ([Goldberg et al. 2022](#)). Ebbe az intervallumba esnének a luminozításból becsült értékek is.

Arra a kérdésre, hogy miért állhatott meg a fotoszféra expanziója, nincsen egyértelmű válasz, de több magyarázat is lehetséges. Egyik oka az lehet, hogy a lökéshullám olyan sok cirkumsztelláris anyagot söpört össze, hogy a szupernóva ledobott burkának a tömege és az összetolt csillag körüli anyag tömege már összemérhetővé vált. Így a cirkumsztelláris



13. ábra. A fotoszféra sugara az idő függvényében és a kezdeti, táguló szakaszra illesztett egyenes. Az egyenes meredekségéből becslést lehet adni az n sűrűségeloszlás paraméterre.

anyag akár meg is állíthatta a lökeshullámot, mintha az egy falba ütközött volna. A másik elképzelés szerint a válasz az lehet, hogy a lökeshullám áthaladt a cirkumsztelláris felhőn, így már csak a visszalökődő hullám marad, amely a robbanás centruma felé, befelé terjed. Mindez azonban a cirkumsztelláris anyagban zajlik, ezért nem tudjuk, hogy pontosan mi történik.

3.4.2. A fotoszféra tágulási sebessége

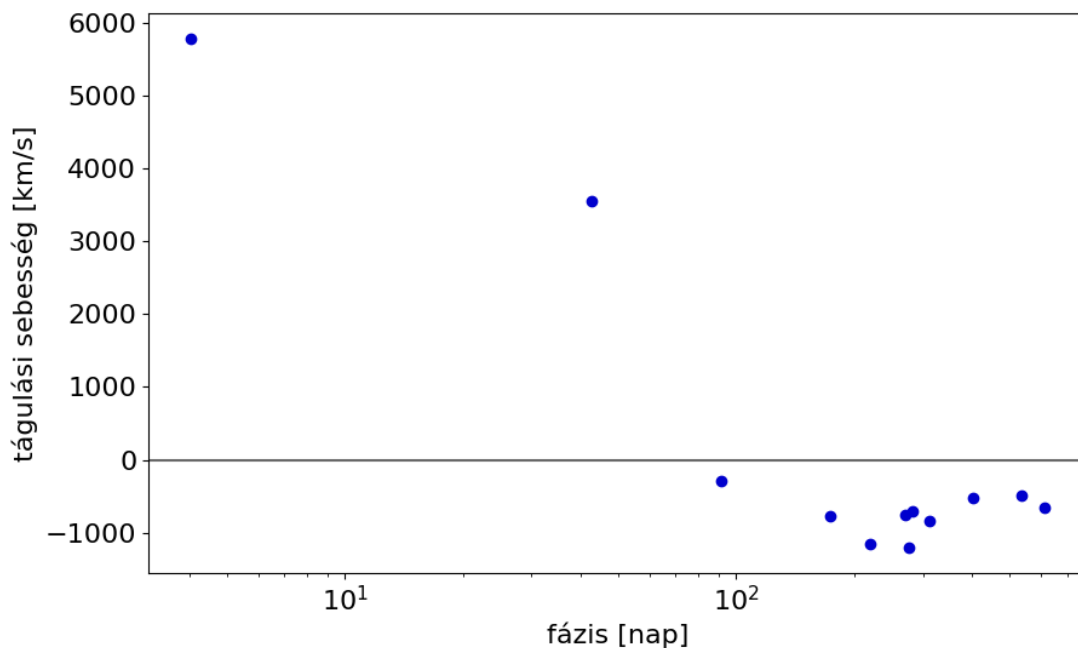
A fotoszféra sugarának változását a fotoszféra tágulási sebességével jól lehet szemléltetni. A sebességet úgy határoztam meg, hogy két szomszédos fázishoz tartozó sugarak értékének különbségét vettem (ΔR), majd az eltérést leosztottam az adott két fázis különbségével (Δt).

Hibaszámitáshoz használt összefüggés:

$$\Delta v = \left| \frac{\Delta R_{i+1}}{\Delta t} \right| + \left| \frac{\Delta R_i}{\Delta t} \right| \quad (48)$$

Amikor a két időpont között csak 1 nap eltérés van (mint pl. a 2. és a 3. adatpont között), az nagyon fölerősíti a hibát. Ilyenkor úgy jártam el, hogy a szóban forgó 2 adatpontot és a két fázist is átlagoltam.

A 14. ábrán látszik, hogy az elején magas, pozitív a tágulási sebesség, vagyis gyors ütemű volt a tágulás. A 80. naptól kezdve negatív értéket vesz fel a sebesség, vagyis megfordult az expanzió iránya. Innentől kezdve nagyságrendileg állandó sebességgel húzódik



14. ábra. A fotoszféra tágulási sebessége az idő függvényében. A korai szakaszban pozitívak, a későbbiben pedig negatívak a sebesség értékek, vagyis egy idő után megfordul az expanzió iránya, amikor már az összehúzódás jellemző a fotoszférára.

össze a fotoszféra, amelynek az átlagos értéke az adatok alapján -780 ± 180 km/s.

A fotoszféra fokozatos összehúzódása mögött a hidrogén ionizációs front állhat. A hidrogén ionizációs front robbanás centruma felőli oldalán ionizált állapotban van a hidrogén, sok a szabad elektron. Ezek erősen szórják a fotonokat, ezért a sugárzás csak lassú diffúzióval terjed kifelé. A front másik oldalán a rekombináció miatt a hidrogén jórészt neutrális, kevés a szabad elektron, így a sugárzás sokkal szabadabban terjed. A hidrogén ionizációs front tipikusan 6000 Kelvin körüli hőmérsékletnél alakul ki, ami pont megegyezik a fotoszféra mért hőmérsékletével a kb. 120 napnál későbbi szakaszon. Ebből következően innentől kezdve valószínűleg a fotoszféra egybeesik a hidrogén ionizációs front pozíciójával. A fokozatosan hűlő táguló gázfelhőben az ionizációs front egyre beljebb tolódik, így fokozatosan egyre mélyebbre látunk a szupernóva táguló gázfelhőjébe. Ez azt is jelenti, hogy ezzel együtt a fotoszféra sugara is fokozatosan csökken. A befelé húzódás csak az együttmozgó koordináta-rendszerben igaz, tehát a táguló SN burok külső méretéhez képest kerül egyre bentebb a fotoszféra.

4. Modellezési eredmények

Megvizsgáltam a ritka és a sűrű CSM modellekkel illesztett fénygörbéket. Megillesztettem a csúcsfényesség körüli szakaszon a forrás luminozitását, hogy megbecsülhessem a kölcsönhatásra jellemző fizikai paramétereket, többek között a tömegeket, hogy azok alapján közelítő értéket adhassak a progenitor kezdeti tömegére.

4.1. A luminozitás illesztése a ritka CSM modellel

A SN luminozitását először a középső szakaszon, vagyis a 80. és a 350. nap között a tágulási modell felhasználásával (lásd a 15. egyenlet) modelleztem, optikailag vékony CSM-et feltételezve. Ezen a szakaszon $n = 4,98$ a sűrűségeloszlást jellemző paraméter.

A ρ_0 becslését adott t_0 , V_0 és M_{ej} értékek esetén egy python kóddal számoltam, ami a 13. és a 14. képletekre alapult. A programban M_{ej} , v_{max} , t_0 , x_c , n , R_p a bemeneti paraméterek, M_c , R_0 , V_0 és ρ_0 a kimeneti paraméterek.

A következő nagyságrendű értékeket használtam bemenetként: M_{ej} : 10–40 $M_\odot$, $v_{max} = 10\,000$ km/s, t_0 : 2–10 nap, x_c : 0,2–0,5, $n = 4,98$, $R_p = 1000 R_\odot$. A t_0 értékei azért ilyen alacsonyak, mert 11 nap telt el az utolsó „nem-észlelés” és a SN felfedezése között. Felfedezéskor már erős hidrogén vonalakat mutatott, addigra már beleütközött a CSM-be.

A modellezéshez az 1.2.1. alfejezetben bemutatott programot használtam (Nagy 2012). A luminozitás vizsgált szakaszán a 7. egyenlettel, hatványfüggvény alakú megoldásokkal számolt a program. A csillagszél sebességét 10 km/s és 100 km/s nagyságrendűnek választottam a modellezés során. A program által meghatározott bolometrikus magnitúdó is egy ellenőrzési lehetőség volt: nem lehet -20^m -nél fényesebb ezen a szakaszon.

A kiválasztott modellek bemeneti paramétereit a 4. táblázat tartalmazza:

	$\dot{M}$ [$M_\odot/\text{év}$]	w [km/s]	t_0 [nap]	V_0 [km/s]	ρ_0 [g/cm ³]	M_{ej} [$M_\odot$]
1. modell	0,1	100	7	4000	$2,1 \cdot 10^{-10}$	20
2. modell	0,1	10	7	4000	$2,1 \cdot 10^{-10}$	20
3. modell	0,15	10	7	3000	$9,7 \cdot 10^{-10}$	40
4. modell	0,1	10	7	3000	$9,7 \cdot 10^{-10}$	40

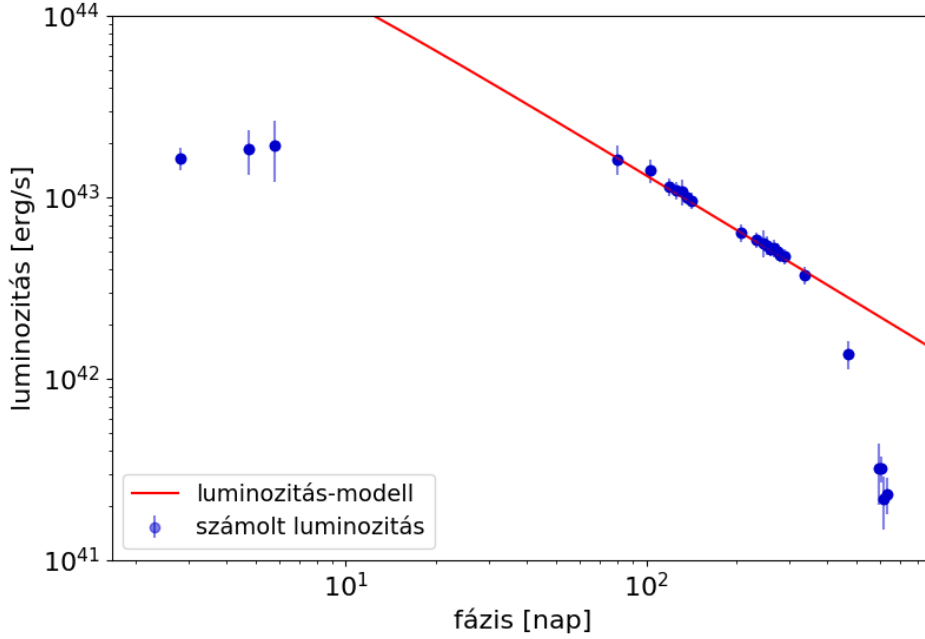
4. táblázat. Az ábrázolt modellek bemeneti paramétereit. Mindegyik esetben $n = 4,98$ -nak és $s = 2$ -nek választottam a további paramétereket.

A 15. ábrán mutatom be a számolt és a modellezett luminozitás értékeket. Mindegyik modell nagyon hasonló illesztést eredményez, ezért az ábrán csak az egyiket, az 1. modellt ábrázoltam, amelyhez a gyors csillagszél tartozik.

Az alábbi képlettel megbecsültem a CSM felhőből összesöpört tömeget a 350. napig, amikor a fényességcsökkenés üteme megváltozik:

$$M_{CSM} = \frac{\dot{M} \cdot R_s^{3-s}}{w \cdot (3-s)}, \quad (49)$$

ahol $R_s \approx (8-10) \cdot 10^{15}$ cm a 10 km/s sebességű, és $R_s \approx 20 \cdot 10^{15}$ cm a 100 km/s sebességű csillagszél esetén. Így lassabb csillagszállal számolva $M_{CSM} \approx 30 M_\odot$ -nek, nagyobb sebes-



15. ábra. A számolt luminozítás és a luminozítás-modell 10 km/s csillagszél esetén (1. modell). Ehhez hasonló illeszkedést kaptam a másik három modellel meghatározott luminozításokra is.

ségűvel pedig $M_{CSM} \approx 7 M_{\odot}$ -nek adódott. Ez az összesöpört tömeg már összemérhető a kidobódó $20 M_{\odot}$ értékkel. Akár ez is oka lehet a halványodás üteme radikális változásának, és akkor innentől már nem érvényes a bevezetőben taglalt tágulási modell.

A 3. modell alapján, $M_{ej} = 40 M_{\odot}$ ledobott tömeg esetén az összesöpört tömeg $M_{CSM} \approx 40 M_{\odot}$. A modell jó egyezést mutatott kisebb tömegvesztési ráta mellett is (4. modell: $\dot{M} = 0,1 M_{\odot}/\text{év}$), így $M_{CSM} \approx 30 M_{\odot}$ -nek adódott.

Becslést adtam arra, hogy konstans csillagszél esetén mikor fújta le magáról a csillag azt a tömeget, ami R_s távolságra jutott, mire utolérte a lökéshullám, a $t_s = R_s/w$ összefüggéssel. Ez az időtartam 10 km/s csillagszél esetén $t_s \approx 300$ évnek, 100 km/s esetén pedig $t_s \approx 65$ évnek adódik. A 65 év nagyságrendileg megfelel az oxigén-fúzió kezdetének a szupernóva-robbanás előtt. A $M_{ej} = 40 M_{\odot}$ -re meghatározott modell szerint pedig ez az időtartam 325 év a kisebb, 275 év a nagyobb tömegvesztési ráta esetén.

A SN kezdeti tömegét az M_{CSM} összesöpört CSM-felhőnek, a M_{ej} SN táguló maradványának és a M_{ncs} visszamaradó neutroncsillag tömegének az összege határozza meg, ahol az M_{ncs} akár $1,5 - 2 M_{\odot}$ egy feltehetően nagy tömegű csillag esetén. A kezdeti tömeg igen nagy, mindegyik esetben: 10 km/s csillagszél esetén $M_0 \approx 50 M_{\odot}$ -nek, 100 km/s esetén pedig $M_0 \approx 28 M_{\odot}$ -nek adódik. Az extrém nagy ledobott tömeget ($M_{ej} = 40 M_{\odot}$) figyelembe véve pedig $M_0 \approx 70 - 80 M_{\odot}$ a tömegvesztési ráta megválasztásától függően.

A kezdeti tömeg alapján megbecsültem a csillag τ_{MS} fősorozaton töltött idejét. Ehhez az időintervallumhoz képest elhanyagolható ideig tartózkodik az óriáságon, maximum a τ_{MS} 10%-át.

$$\tau_{MS} = \frac{0,1 \cdot M_0 \cdot X \cdot \varepsilon}{L}, \quad (50)$$

ahol $X = 0,7$ a csillag hidrogén-tartalma, ε a H-He fúzió energiahozama, L a csillag luminozitása és a csillag kezdeti tömege határozza meg az időtartamot.

A fősorozatra érvényes empirikus tömeg-fényesség relációval kifejeztem a csillag luminozitását.

$$\tau_{MS} = \frac{0,07 \cdot M \cdot \varepsilon}{L_{\odot} \cdot (M_0/M_{\odot})^{3,5}} \quad (51)$$

Így években kifejezve τ_{MS} -t:

$$\tau_{MS} = 10^{10} \cdot \left(\frac{M_0}{M_{\odot}} \right)^{-2,5} \quad (52)$$

A csillag fősorozaton töltött ideje $M_0 \approx 50 M_{\odot}$ kezdeti tömeg esetén $\tau_{MS} \approx 500$ ezer évnél, $M_0 \approx 28 M_{\odot}$ esetén pedig $\tau_{MS} \approx 2,5$ millió évnél adódik. Az óriáscsillagok azonban már a fősorozaton is vesztenek valamennyi tömeget, amelyet a mért CSM tömeg nem tartalmaz. A forró O és WR típusú csillagokra becsült tömegvesztési ráták és az általam számolt időtartamok alapján ez nagyságrendileg 5-10%-a lehet a kezdeti tömegnek (Vink 2022). Ezt figyelembe véve, a korrigált, $\approx 30 M_{\odot}$ és $\approx 55 M_{\odot}$ kezdeti tömegekre számolt fősorozati élettartamok ≈ 2 millió és ≈ 450 ezer év. Nagyságrendekkel rövidebb egy $M_0 \approx 70 - 80 M_{\odot}$ kezdeti tömegű csillagnak a fősorozaton töltött ideje: 20-30 ezer év. Ezek az időtartamok nagyságrendekkel nagyobbak a 65, 275 és 325 éves t_s értékeknél, ahogy azt várnánk is, vagyis a robbanással kölcsönható CSM a csillag életének legvégén keletkezett.

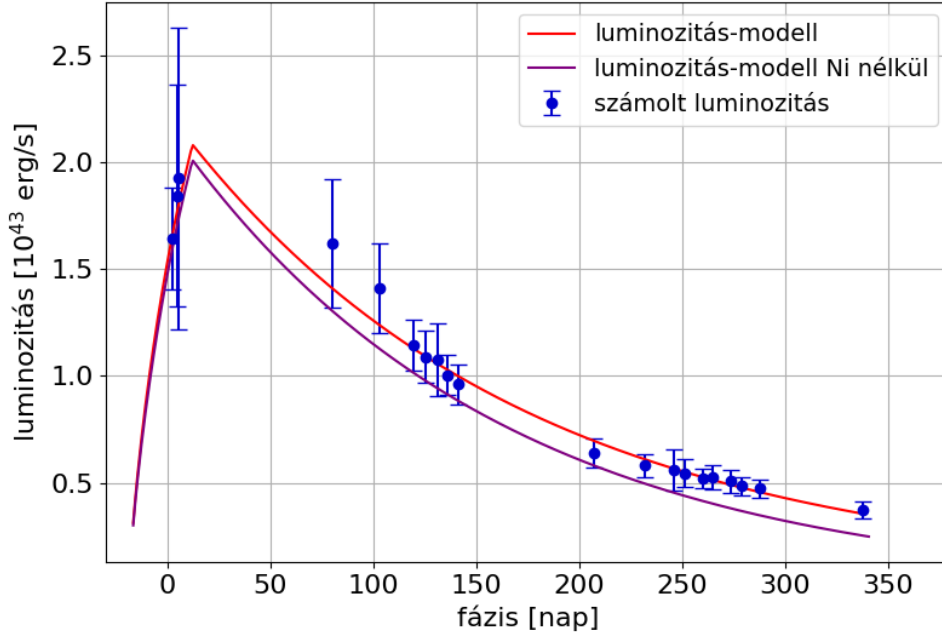
4.2. A luminozitás illesztése a sűrű CSM modellel

Alkalmaztam az 1.2.2. fejezetben bemutatott, sűrű CSM-felhőt feltételező modellt is, amely a visszalökődő hullám hatásain túl figyelembe veszi a fejhullám és a radioaktív elemek fűtésének szerepét is (Chatzopoulos et al. 2012).

Megvizsgáltam az állandó csillagszél által létrehozott CSM-ben táguló SN kölcsönhatását leíró $s = 2$ modellt, amelyet a homológ tágulás és a fix fotoszféra jellemez. A 16. ábrán látható a legjobban illeszkedő $s = 2$ modell, amit az 5. táblázatban összefoglalt paraméterek írnak le. A modell reprodukálja a $2 \cdot 10^{43}$ erg/s nagyságrendű csúcsfényességet, ami hasonló a Tsvetkov által meghatározott értékhez (Tsvetkov et al. 2024).

A maximumnál lévő töréspont az az időpont lehet, ahol a visszalökődő hullám eléri a centrumot és elhal. A fejhullám feltehetően már korábban kiért a CSM-felhőből, mert az gyorsabban tud haladni a ritkább közegben. Amikor mindkét hullám megáll, akkor megszűnik a lökeshullám által biztosított fűtés, és a SN az addig felhalmozott termikus energiát sugározza ki a sűrű CSM-en keresztül. A lassú diffúzió jellemzi a maximum utáni lecsengő szakaszt.

Az 16. ábrán feltüntettem egy másik görbét is, amit ugyanazok a paraméterek (5. táblázat) írnak le, de a robbanáskor keletkezett nikkel tömegét zérusnak vettem, hogy szemléltessem a radioaktív fűtés hatását a SN luminozitására. Ezzel a megközelítéssel a



16. ábra. A számolt luminozítás hibahatárokkal és az $s=2$ luminozítás-modell 100 km/s csillagszél esetén, nikkell jelenlétével és anélkül. Az ábra jól szemlélteti, hogy a radioaktív elemek bomlása nem a fő mechanizmus, hanem a lökéshullám fűtése dominál.

csúcspontjánál és a lecsengő szakaszon alacsonyabb luminozítás figyelhető meg, azonban a két görbe közötti eltérés nem jelentős. Az első 200 napon még így is a számolt luminozítás hibahatárán belül van, vagyis nem a radioaktív izotópok bomlása a meghatározó folyamat.

A konstans sűrűségű CSM héjakban táguló SN kölcsönhatásának leírására szolgáló $s = 0$ modellt is megvizsgáltam, amely szintén fix fotoszférát feltételez. A 17. ábrán látható a legjobban illeszkedő $s = 0$ modell, amit a 5. táblázatban feltüntetett paraméterek jellemeznek.

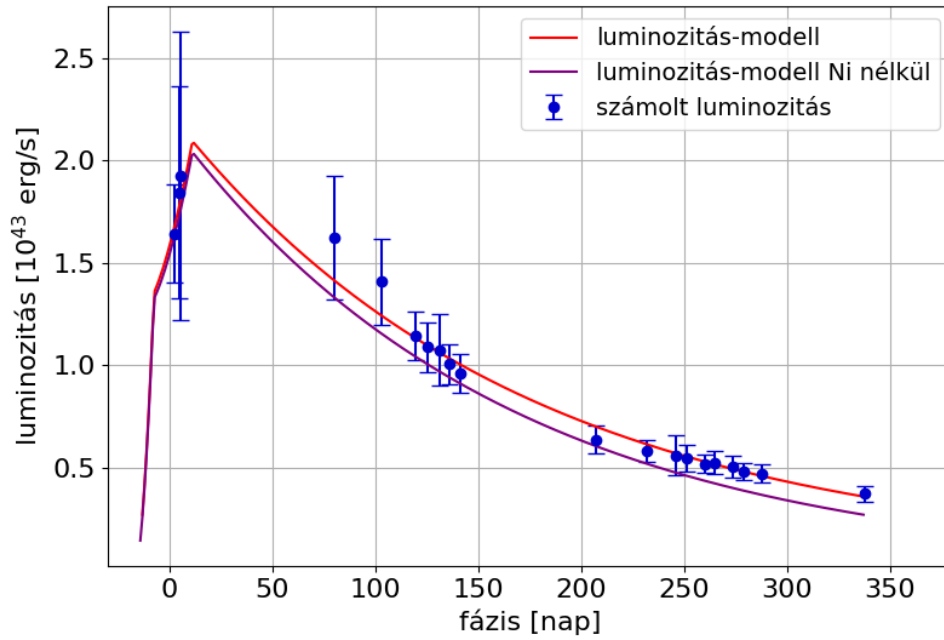
Ez a modell is a mérésekkel összevethető eredményt ad. A fénygörbe alakját értelmezve, ahogy a SN tágul, a tágulás kinetikus energiáját átadja a CSM-nek, így a lökéshullám fékeződése által a CSM felfűtődik, felfényesedik, majd az energia lassan kisugárzódik diffúzió révén. A fénygörbében két töréspont figyelhető meg. Amikor a SN és a CSM találkozik, dupla lökéshullám alakul ki. A fejhullám kifelé, a visszalökődő hullám pedig SN középpontja felé terjed.

Az első töréspont az az időpont lehet, amikor a fejhullám kiér a felszínre, a CSM szélére. A fejhullám a CSM-ben terjed, ami ritkább közeg, így gyorsabban halad. A modell szerint ez viszonylag rövid idő alatt megtörténik, pár nap alatt kiér a fejhullám a CSM-felhőből.

A második töréspont az a pillanat lehet, amikor a visszalökődő hullám eléri a SN centrumát, nem terjed tovább. Ez hosszabb folyamat, mert sűrűbb anyagban terjed. A modell szerint az első töréspont után kb. 20 nappal később állhatott meg a visszalökődő

Paraméter	Érték ($s = 2$)	Érték ($s = 0$)
t_0 [nap]	-18 ± 2	-16 ± 2
R_0 [10^{13} cm]	$3,3 \pm 0,9$	19 ± 3
M_{SN} [$M_\odot$]	23 ± 12	27 ± 5
M_{CSM} [$M_\odot$]	$8,4 \pm 0,5$	7 ± 1
$\dot{M}$ [$M_\odot/\text{év}$]	$4,7 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,6$
M_{Ni} [$M_\odot$]	$0,48 \pm 0,06$	$0,5 \pm 0,1$
V_{SN} [1000 km/s]	$20,5 \pm 0,7$	30 ± 2

5. táblázat. Az ábrázolt $s = 2$ és $s = 0$ modellek illesztett paramétereit. A csillagszél sebességét 100 km/s-nak választottam.



17. ábra. A számolt luminozítás hibákkal és a $s=0$ luminozítás-modell 100 km/s csillagszél esetén nikkellal és anélkül, ami jól szemlélteti, hogy a radioaktív elemek bomlása elhanyagolható.

hullám.

Az első szakaszon a 2 hullám közös fékeződése adja az energia inputot, második szakaszon a visszalökődő hullám fékeződésének a fűtése a meghatározó. A második töréspont után a SN és CSM együtt szépen lassul kihűl, az energia szépen lassan kidiffundál a felszínre.

A 17. ábrán feltüntettem egy olyan görbét is, aminek ugyanazok a paraméterei (5. táblázat), kivéve a robbanáskor keletkezett nikkelt tömeget, amit nullának vettem. A lecsengő szakaszon így alacsonyabb a luminozitás, de nem nagyságrendekkel, vagyis nem a radioaktív bomlás a domináns mechanizmus. A 250. napig még így is a mérési hibahatáron belül van a modell, és kisebb az eltérés a két görbe között, mint az $s = 2$ modell esetén.

4.3. Modellek összehasonlítása

A luminozitás modellek összehasonlítása lehetőséget ad a szupernóva környezetére és tulajdonságaira vonatkozó következtetések levonására, amelyek bár részben feltételezéseken alapulnak, mégis segítenek az eredmények értelmezésében.

4.3.1. Az eltérő szerkezetű sűrű CSM-modellek összehasonlítása

Mindkét sűrű CSM-modell, az $s = 2$ és az $s = 0$ sűrűségprofilú is hasonló nagyságrendű csúcsfényességet reprodukál, és a fénygörbék szépen illeszkednek a méréshez. Mindkét modell esetében a redukált χ^2 érték rendkívül alacsony, ami azt mutatja, hogy mindkettő jól illeszkedik a megfigyelt adatokhoz. Az $s = 2$ modell esetén a redukált $\chi^2 = 0,184$, míg az $s = 0$ modellel $\chi^2 = 0,177$. A különbség minimális, és nem jelentős a modellek fizikai érvényességét illetően. A χ^2 ebben az esetben nem egy statisztikai mennyiség, mert a hibabecslés csak közelítő, és azok eloszlása nem feltétlenül gaussi. Emiatt a $\chi^2 \ll 1$ érték még nem jelent túlillesztést. Van olyan paramétertartomány, ahol a kétféle modell nagyon hasonló fénygörbét ad. A két modellezett fénygörbe között a felfényesedés szakaszában tapasztalható eltérés, a maximum után hasonló ütemben csökken a luminozitás.

Az $s = 0$ modell által adott R_0 kezdeti sugár irreálisan nagy, egy nagyságrend az eltérés az $s = 2$ modell értékéhez képest. A nagy különbség alapján ennek a paraméternek a megállapítására a SN 2019vxn esetében nem érzékeny a modell. A V_{SN} expanziós sebesség mindkét modell esetében irreálisan magasnak adódott ($20\,500\text{ km/s}$ és $30\,000\text{ km/s}$). Ezeket a paramétereket lehet, hogy reálisabban meg lehetne adni, ha a modell tovább lenne finomítva, mozgó fotoszférával is tudna számolni.

A kezdeti nikkelt tömege hasonlóan magas, kb. $0,5M_\odot$. A 16. és a 17. ábra alapján a radioaktív nikkelt bomlásából eredő fűtés alapvetően elhanyagolható.

A modellek alapján a tömegvesztési ráta $2\text{--}4\text{ }M_\odot/\text{év}$ -nek adódott. A CSM becsült tömege $6\text{--}9\text{ }M_\odot$, ami azt jelentené, hogy a robbanás előtti pár évben kellett kidobódnia ilyen tömegvesztési ráta mellett. A magasabb tömegvesztés egyik magyarázata lehet az úgy nevezett szuper kitörés („giant eruptions”), ami egy impulzív tömegkidobódást jelent a szupernóva robbanást megelőzően. Így kialakulhat egy relatív sűrű, nagyon nagy tömegű CSM, közvetlenül a progenitor körül. Megfigyeltek már hasonló erőteljes kitöréseket LBV csillagoknál (Dickinson et al. 2024).

Az irreálisan magas paraméter értéket okozhatja az is, hogy a CSM-et nem egy egyszeri, nagy, hanem több egymás utáni, kisebb kidobódás eredményezte. Az a tapasztalat, hogy a nagyon nagy tömegű csillagok produkálhatnak hasonló, ilyenek az LBV-kitörések, a SN impostorok.

A tömegvesztési ráta segítségével becslést tettem a CSM-felhő belső, kezdeti ρ_{CSM} sűrűségére:

$$\rho_{CSM} = \frac{\dot{M}}{4\pi\omega R_0^2}, \quad (53)$$

ahol $\omega = 100$ km/s csillagszél sebességgel számoltam, ahogy a modellezés során is. Az $s = 2$ modell esetén $\rho = 2,20 \cdot 10^{-19}$ g/cm³, az $s = 0$ modell esetén pedig $\rho = 3,11 \cdot 10^{-21}$ g/cm³ sűrűséget kaptam.

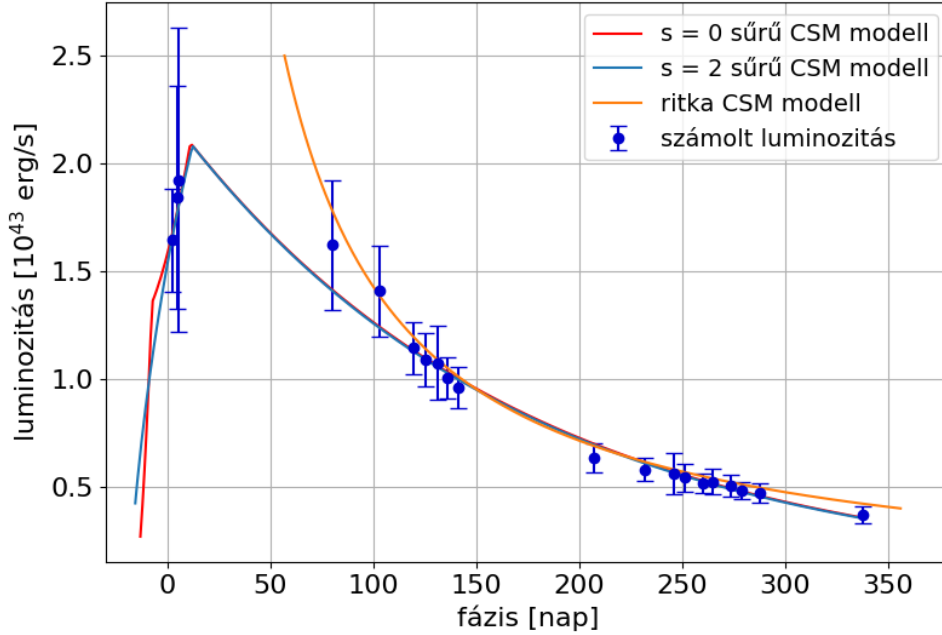
A csillagközi tér főként hidrogénatomokból áll, és a sűrűsége rendkívül alacsony, körülbelül 1 atom/cm³, ami $\rho = 1,67 \cdot 10^{-24}$ g/cm³-nek felel meg. A molekulafelhőkben a sűrűség 100 H-atom/cm³-től, akár 10^6 H-atom/cm³-ig is terjedhet, különösen azokban a régiókban, ahol aktív csillagkeletkezés zajlik. Az $s = 0$ modell CSM mintegy 1000 atom/cm³ sűrűségű felhő. Az $s = 2$ modell esetén a CSM még ennél is két nagyságrenddel sűrűbb, vagyis 10^5 H-atom/cm³, ami egy kompakt, sűrű környezetre utal. Zinnecker és Yorke átfogóan tárgyalja a nagyon nagy tömegű csillagok kialakulásának környezetét, és megállapították, hogy az ilyen csillagok jellemzően óriási molekulafelhőkön belüli, sűrű, kompakt csomókban keletkeznek. Ezeket a régiókat a molekuláris hidrogén nagy oszlopsűrűsége jellemzi, ami 10^5 és 10^6 H₂ molekula/cm³ nagyságrendű részecskesűrűségnek felel meg (Zinnecker & Yorke 2007).

A rendkívül nagy sűrűséget több mechanizmus is okozhatja. Ilyenek az epizodikus vagy impulzív tömegvesztési események. Kialakulhat úgy is, ha az anyagot viszonylag kis sebességgel löki ki a progenitor, ami lehetővé teszi, hogy felhalmozódjon és sűrű CSM-et alkosson. A későbbi fejlődési szakaszokból származó gyors csillagszelek, amelyek korábbi, lassabb szelekkel ütköznek, összenyomhatják az anyagot, növelve a sűrűséget. A progenitor lehet, hogy be volt ágyazva egy diffúzabb, molekuláris felhő maradványába. A nagy tömegvesztés oka lehet kettősség is, mivel a nagytömegű csillagok többsége kettős vagy többes rendszer része. Egy kettős rendszerben a tömegátadás nagy sűrűségű CSM-hez vezethet, különösen, ha a kísérő hatása miatt az anyag felhalmozódik az elsődleges csillag körül (Matsuoka & Sawada 2024).

Az illesztett tömegek hasonló nagyságrendűek mindkét hatványkitevőjű modellnél, a SN tömege $23\text{--}27 M_\odot$ (az $s = 2$ -nél elég nagy a relatív hiba: $M_{SN} = 23 \pm 11 M_\odot$), a CSM tömege pedig kb. $7\text{--}8 M_\odot$. A progenitor tömege legalább $30\text{--}34 M_\odot$ lehetett. A kezdeti tömege a csillagnak még ennél is jóval nagyobb lehetett, a jelentős tömegvesztési folyamatát is figyelembe véve, amit várunk az ehhez hasonló nagyon nagy tömegű csillagoknál.

4.3.2. A ritka és a sűrű CSM modellek összehasonlítása

A sűrű CSM modell paramétereit a ritka CSM modell értékeivel (lásd 4. táblázat és 15. ábra) összevetve, az egyik illesztés paraméterei hasonlóan adódnak: 100 km/s csillagszél, $M_{SN} = 20 M_\odot$ és $M_{CSM} = 7 M_\odot$. Az eltérések alapvetően abból adódhatnak, hogy az ehhez használt tágulási modell esetében csak a középső szakaszra illesztettem, míg a másik



18. ábra. A számolt luminozítás hibákkal és mindhárom illesztett modell: a ritka CSM modell, illetve a sűrű CSM modell konstans csillagszél és konstans sűrűségű, hirtelen kidobódott CSM esetében.

modellnél a teljes fénygörbére, ami ráadásul több hatást is figyelembe vesz a luminozítás modellezése során. Ez azt mutatja, hogy a sűrű CSM modell egyértelműen kiválasztja az optimális paraméterűt az egyszerűbb modellek közül. Mindkét modellnek van realitása, első közelítésben nincs lehetőség annak eldöntésére, hogy melyik a valószínűbb.

A 18. ábrán összehasonlítottam az optikailag vékony és vastag CSM modelleket. Az optikailag vékony CSM modell nem tudja leírni a maximum előtti szakaszt, mert nem veszi figyelembe a sugárzás terjedését, elnyelődését a CSM-ben. Az $s = 0$ és $s = 2$ sűrű CSM modellek reprodukálják a luminozítás maximumát és a csúcspont után ugyanúgy viselkednek a fénygörbék. A luminozítás ugyanolyan ütemben csökken mindkét CSM hatványkitevőjű modell esetében. Az abszolút fényesség, a csúcspont luminozitása és a fénygörbe maximum utáni halványodási üteme alapján a SN 2019vbm a fényes-lassú csoportjába tartozik a IIⁿ típusú szupernóváknak (Hiramatsu et al. 2024).

A megbecsült kezdeti tömeg egybevág az analitikus modell eredményével: ez egy nagyon nagy tömegű SN, aminek tömege $30 M_{\odot}$ feletti volt. Ez legalább egy kétszeres szorzóval nagyobb, mint a IIP típusú szupernóvák átlagos tömege, ami általában $10\text{--}15 M_{\odot}$ közötti.

A ritka CSM modell alapján számolt 65–325 év alatt lefűjt, $7 M_{\odot}$ CSM tömeg $0,02\text{--}1 M_{\odot}/\text{év}$ közötti rátát enged meg átlagos tömegvesztési rátának, ahol a $0,02 M_{\odot}/\text{év}$ a hosszabb, 325 éves időtartam esetén érvényes lassú érték, ami összhangban van a többi IIⁿ-re becsült rátával (Salmaso et al. 2024). A $7 M_{\odot}$ a preferált érték, azonban még magasabb CSM tömegű megoldások is elképzelhetők, feltéve hogy a tömegvesztés hosszabb, pár száz

éves időtartamon keresztül történt $0,1 M_{\odot}/\text{év}$ nagyságrendű tömegvesztési rátával. A sűrű CSM modellel megbecsült magas tömegvesztési ráta érték nagyságrendjére is van példa a szakirodalomban, azonban csak epizodikus eseményként, LBV óriás kitörésként, nem pedig folyamatos tömegvesztésként (Dukiya et al. 2024).

A $25 M_{\odot}$ -nél nagyobbak becsült kezdeti tömegek illenek abba, amit a IIⁿ típusú szupernóvákról tudunk, miszerint ezek jellemzően 25–40 naptömegű, vagy még nagyobb csillagokból jönnek létre (Smith 2014). Ezeknek a szupernóváknak a progenitorai tehát szuperóriások, amik nagy tömegvesztési rátával és erős csillagszéllel rendelkeznek. A nagy tömegvesztés oka lehet kettősség is, mivel a nagytömegű csillagok többsége kettős vagy többes rendszer része.

A nagyon nagy tömegű csillagok fejlődése és a nagymértékű tömegvesztés folyamatai azonban a mai napig aktívan kutatott terület. Ehhez a kérdéshez tehát az itt bemutatott munkámon keresztül az SN 2019v_{xm} szupernóvának a megfigyelése és modellezése is hozzájárul.

5. Összefoglalás

A dolgozatomban az SN 2019vxxm kölcsönható szupernóva megfigyeléseit dolgoztam fel, és illesztettem rá modelleket. Az adatok kiértékelése során megbecsültem a tágulási modell segítségével az n paramétert, ami a szupernóva ledobott anyagának sűrűségeloszlását jellemző hatványfüggvény kitevője. A megfigyelt luminozitás és a fotoszféra sugarának tágulása alapján is 2-5 közötti értéket kaptam. Ez az érték a szuperóriás csillagokra jellemző.

A bemutatott ábrákon szembetűnő, hogy a 80. nap környékén az asztrofizikai körülmények megváltoztak, hisz innentől a fotoszféra sugara elkezdett csökkenni, a tágulási sebesség iránya megfordult, a fotoszféra effektív hőmérséklete pedig leesett 6000 Kelvin körüli értékre. A fotoszféra innentől megegyezik a hidrogén ionizációs frontjával, mivel nagyságrendileg azonos a hőmérsékletük, és a 80. naptól mindkettő összezsugorodik.

A II-típusú szupernóvák luminozitásának kialakításában jelentős szerepet játszhat a lökeshullám fűtése mellett a radioaktív elemek bomlása is. A kobalt-bomlást leíró exponenciális görbéből becslést tettem a robbanáskor keletkezett nikkel tömegére, ami jóval magasabbnak adódott a várt értéknél. Ebből azt a következtetést lehet levonni, hogy ennél a szupernóvánál a luminozitásban a kobalt bomlása helyett elsősorban a lökeshullám fékeződése játszik nagy szerepet azon a szakaszon is.

A luminozitást először optikailag vékony CSM-et feltételezve modelleztem, ehhez a tágulási modell segítségével becslést tettem a kölcsönhatás és a szupernóva további paramétereire: a CSM-kölcsönhatás kezdetéig eltelt időre, a táguló burok konstans sűrűségére, a SN maximális tágulási sebességére a t_0 időpillanatban és a csillagszél sebességére. Ezek alapján közelítő értéket számolhattam a kezdeti tömegére és a fősorozaton töltött idejére. A csillag kezdeti tömegére $28 - 50 M_\odot$, vagy akár még magasabb tartományba eső értéket, a csillagkörüli anyagfelhő kidobódásának idejére pedig $65 - 325$ év közötti értékeket kaptam. A tágulási modell alapján elképzelhető, hogy olyan tömegű anyagot söpört össze maga előtt a lökeshullám a CSM-felhő anyagából, hogy ez okozhatta a 350. nap körüli fényességcsökkenés ütemének változását.

Ezután megvizsgáltam a sűrű CSM esetét is. Modelleztem a luminozitást úgyis, hogy figyelembe vettem a fejhullám hatását is a visszalökődő hullám fűtése mellett. Az állandó csillagszél által kialakított CSM-felhőt és a konstans sűrűségű CSM héjakat leíró modell is reprodukálta a csúcsfényességet, mindkét modell hasonló tömegeket határozott meg magas tömegvesztési ráta mellett. A kidobódott SN becsült tömege $23-27 M_\odot$, a CSM tömege pedig $7-8 M_\odot$. A tömegvesztési rátákból számított CSM sűrűség 10^3 és 10^5 H-atom/cm³, amely értékek sűrű molekulafelhőknek felelnek meg. A modellezett görbék alapján a radioaktív Ni jelenléte elhanyagolható a lökeshullám mellett.

A mérési adatok és az eredményeim alapján a SN 2019vxxm paraméterei a II-n szupernóvákra jellemző nagyságrendűek. A normál II-es típusú szupernóváknál átlagosan $2 - 2,5$ magnitúdóval fényesebb volt csúcsfényességben, ami a cirkumsztelláris anyaggal való kölcsönhatásból adódhatott. A rengeteg szupernóva közül még mindig csak kevesebb, mint száz II-n-t ismerünk, és annak is csak egy részét vizsgálták alaposabban. Ezért a SN 2019vxxm analízise fontos adalék a szuperóriások életvégi folyamatainak megértéséhez. Az eredményeket ezért tervezem rövid publikáció formájában is közzétenni.

Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani Dr. Vinkó Józsefnek, témavezetőmnek, aki lehetővé tette számomra munkám sikeres elvégzését és dolgozatom megírását. Hálás vagyok azért, hogy szakmai tanácsaival, támogatásával és türelmével alapvetően hozzájárult szakmai fejlődésemyhez és kutatómunkámhoz.

Köszönet illeti azokat, akik az általam vizsgált szupernóvát mérték a Piskéztetői Obszervatóriumban: Bódi Attila, Bora Zsófia, Cseh Borbála, Kalup Csilla, Könyves-Tóth Réka, Kriskovics Levente, Ordasi András, Pál András, Seli Bálint, Szabó Zsófia, Szakáts Róbert, Vida Krisztián, Vinkó József.

Valamint szeretném megköszönni Molnár Lászlónak motiváló szavait, tanácsait és a dolgozatom lektorálását.

Hivatkozások

- Arnett, W. D. 1980, *ApJ*, 237, 541
- Arnett, W. D. 1982, *ApJ*, 253, 785
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, 333, 231
- Bora, Zs. 2023, Ia típusú szupernóvák fénygörbéinek vizsgálata, Eötvös Loránd Tudományegyetem, MSc értekezés
- Branch, D. & Wheeler, J. C. 2017, *Supernova Explosions (Astronomy and Astrophysics Library, Springer)*
- Burrows, A. & Vartanyan, D. 2021, *Nature*, 589, 29
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., & Vinkó, J. 2012, *ApJ*, 746, 121
- Chatzopoulos, E., Wheeler, J. C., Vinkó, J., Horvath, Z. L., & Nagy, A. 2013, *ApJ*, 773, 76
- Chevalier, R. A. 2012, *ApJL*, 752, L2
- Chevalier, R. A. & Fransson, C. 2003, *Supernova Interaction with a Circumstellar Medium (Springer Berlin Heidelberg)*, 171–194
- Davidson, K. & Humphreys, R. M. 1997, *ARA&A*, 35, 1
- Dickinson, D., Smith, N., Andrews, J. E., et al. 2024, *MNRAS*, 527, 7767
- Dukiya, N., Gangopadhyay, A., Misra, K., et al. 2024, *ApJ*, 976, 86
- Filippenko, A. V. 1989, *AJ*, 97, 726
- Goldberg, J. A., Jiang, Y.-F., & Bildsten, L. 2022, *ApJ*, 929, 156
- Hiramatsu, D., Berger, E., Gomez, S., et al. 2024, Type IIn Supernovae. I. Uniform Light Curve Characterization and a Bimodality in the Radiated Energy Distribution, *apJ*, bekülv
- Matsuoka, T. & Sawada, R. 2024, *ApJ*, 963, 105
- McDonald, I. & Zijlstra, A. A. 2016, *ApJL*, 823, L38
- Minkowski, R. 1941, *PASP*, 53, 224
- Nagy, A. 2012, Szupernóvák keltette lökéshullámok kölcsönhatása sűrű csillagkörüli anyaggal, Szegedi Tudományegyetem, MSc értekezés
- Nyholm, A., Sollerman, J., Tartaglia, L., et al. 2020, *A&A*, 637, A73
- Regály, Zs., Fröhlich, V., & Vinkó, J. 2022, *ApJ*, 941, 121

- Salmaso, I., Cappellaro, E., Tartaglia, L., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2410.06111
- Schlaflly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, ApJ, 737, 103
- Schlegel, E. M. 1990, MNRAS, 244, 269
- Smith, N. 2014, ARA&A, 52, 487
- Spejcher, B., Richardson, N. D., Pablo, H., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2501.00240, AJ, megjelenés alatt
- Tonry, J. L., Stubbs, C. W., Lykke, K. R., et al. 2012, ApJ, 750, 99
- Tsvetkov, D. Y., Pavlyuk, N. N., Dodin, A. V., et al. 2024, Astronomische Nachrichten, 345, e20230166
- Vink, J. 2020, Physics and Evolution of Supernova Remnants (Astronomy and Astrophysics Library, Springer, Cham)
- Vink, J. S. 2022, A&ARA, 60, 203
- Vinkó, J. 2017, Szupernóva-robbanások asztrofizikája, MTA doktori értekezés
- Weis, K. & Bomans, D. J. 2020, Galaxies, 8, 20
- Zinnecker, H. & Yorke, H. W. 2007, ARA&A, 45, 481

Függelék

Az általam számolt luminozitások, illetve a fotoszféra hőmérsékletének és sugarának változásai, valamint ezek hibái találhatók az alábbi táblázatokban.

MJD	fázis [nap]	T [K]	eT [K]
58820,86	2,80667	11179,31	0,44
58822,86	4,76938	11284,06	0,55
58823,90	5,78999	10778,70	0,33
58899,88	80,3533	6433,36	0,12
58922,94	102,983	6258,17	0,19
58940,00	119,725	6152,39	0,20
58945,97	125,584	5958,27	0,16
58951,96	131,462	5705,85	0,32
58956,91	136,32	5973,95	0,22
58961,96	141,276	6003,60	0,23
59028,90	206,968	5835,93	0,24
59054,01	231,609	5971,90	0,25
59068,94	246,261	5628,90	0,40
59073,93	251,158	5830,02	0,27
59083,00	260,059	5983,58	0,25
59088,03	264,995	5913,51	0,31
59096,97	273,768	5930,28	0,22
59101,97	278,675	5926,14	0,24
59110,97	287,507	5958,85	0,28
59162,01	337,596	6123,80	0,25
59297,91	470,962	5767,70	0,55
59436,97	607,429	6362,93	0,35
59447,05	617,321	6107,4	1,9

6. táblázat. A számolt hőmérsékletek és azok hibái

MJD	fázis [nap]	L [10^{42} erg/s]	eL [10^{42} erg/s]
58820,86	2,80667	16,4	2,4
58822,86	4,76938	18,4	5,2
58823,90	5,78999	19,2	7,1
58899,88	80,3533	16,2	3,0
58922,94	102,983	14,1	2,1
58940,00	119,725	11,4	1,2
58945,97	125,584	10,9	1,2
58951,96	131,462	10,8	1,7
58956,91	136,32	10,04	0,95
58961,96	141,276	9,59	0,95
59028,90	206,968	6,37	0,67
59054,01	231,609	5,81	0,53
59068,94	246,261	5,60	0,96
59073,93	251,158	5,45	0,65
59083,00	260,059	5,18	0,45
59088,03	264,995	5,24	0,58
59096,97	273,768	5,06	0,52
59101,97	278,675	4,84	0,41
59110,97	287,507	4,72	0,44
59162,01	337,596	3,72	0,40
59297,91	470,962	1,36	0,24
59426,01	596,673	0,32	0,12
59436,97	607,429	0,321	0,053
59447,05	617,321	0,218	0,071
59460,95	630,962	0,231	0,053

7. táblázat. A számolt luminozitások és azok hibái

MJD	fázis [nap]	R [10^{15} cm]	eR [10^{15} cm]
58820,86	2,80667	1,22	0,18
58822,86	4,76938	1,26	0,35
58823,90	5,78999	1,41	0,52
58899,88	80,3533	3,65	0,67
58922,94	102,983	3,59	0,53
58940,00	119,725	3,35	0,35
58945,97	125,584	3,48	0,39
58956,91	136,32	3,33	0,32
58961,96	141,276	3,22	0,32
59028,90	206,968	2,78	0,29
59054,01	231,609	2,53	0,23
59073,93	251,158	2,57	0,31
59083,00	260,059	2,38	0,21
59088,03	264,995	2,45	0,27
59096,97	273,768	2,40	0,25
59101,97	278,675	2,35	0,20
59110,97	287,507	2,29	0,21
59162,01	337,596	1,93	0,21
59297,91	470,962	1,31	0,23
59426,01	596,673	0,77	0,29
59460,95	630,962	0,60	0,14

8. táblázat. A számolt sugarak és azok hibái

Saját eredmények

A vizsgált tudományos kérdések:

- A SN 2019vxm, egy csillagkörüli anyagfelhővel kölcsönható szupernóva többszín-fotometriai elemzése.
- A vizsgált SN táguló gázfelhője n sűrűségparaméterének meghatározása.
- A luminozítás eredete: a lökeshullám csillagkörüli anyagban való fékeződése és a radioaktív bomlás járulékának meghatározása.
- A SN fénygörbéjének értelmezése a luminozítás modellezésével. A SN-ra és a CSM-re jellemző tömegek, időintervallumok meghatározása.

Alkalmazott módszerek:

- Planck-függvények és a kobalt radioaktív bomlásának illesztése legkisebb négyzetek módszerével, numerikus integrálás, trapéz módszer alkalmazása pythonban.
- Ritka és sűrű CSM modell illesztése az állandó csillagszél és a konstans sűrűségű héj esetét is megvizsgálva.

A kapott eredmények:

- Meghatároztam a szupernóva spektrális energiaeloszlás görbáját és annak időfejlődését a vöröseltolódásra korrigálva.
- Kiszámoltam a bolometrikus fluxust minden vizsgált időpontban, illetve meghatároztam a fotoszféra hőmérsékletének időfejlődését.
- Meghatároztam a fotoszféra sugarának időfejlődését, és abból a fotoszféra tágulási sebességét. A fotoszféra a 80. naptól elkezdett összehúzódni, közel egyenletes sebességgel.
- A luminozítás időfejlődését is meghatároztam, és megállapítottam, hogy az n sűrűségeloszlás paraméter értéke 2 és 5 közötti, tehát a szupernóva progenitora szuperóriás csillag volt.
- Kiszámoltam a keletkezett nikkel tömegét, amire a vártnál egy nagyságrenddel nagyobb kaptam, azaz nem lehet a kobalt bomlása a SN luminozításának forrása. Ezt a luminozítás-modellek is alátámasztják.
- A ritka CSM modell segítségével meghatározott időintervallumok alapján a CSM-et az életvégi szakaszában fújta le a csillag.
- A ritka CSM modell értelmében lehetséges, hogy a CSM-felhőből összesöpört tömeg lassította le olyan mértékben a lökeshullámot, hogy ez okozhatta a 350. nap körüli fényességcsökkenés ütemének változását.
- A ritka és a sűrű CSM modellek alapján a CSM tömege nagyságrendileg $7 M_{\odot}$, a robbanás pillanatában a progenitor tömege pedig $25 M_{\odot}$ lehetett. Ez a szupernóva egy igen nagy kezdeti tömegű, szuperóriás csillag lehetett.