

ló alapelektrolitba. A kívánt atomi fémvonalak intenzitásának időbeli változását mértük egy a számítógépbe helyezett, MTA SZFKI gyártmányú adatgyűjtő kártya segítségével. A mért intenzitásokat az oldat áramoltatási sebességének függvényében optimalizáltuk. Így, elemektől függően, 0,5–1,2 nanogramm abszolút kimutatási határokat értük el. Sajnos, a króm itt is kivétel.

## Az ELCAD gyakorlati alkalmazása

Az ELCAD-elven működő monitor első prototípusát a 90-es években, a Fővárosi Csatornázási Művek észak-pesti szennyvíztelepén helyeztük üzembe. Ez a készülék a csatornahálózatból a szennyvíztelepre beáramló szennyvíz nehézfém-koncentrációját mérte folyamatosan. Így sikerült kimutatni azt, hogy a gyárak az összegyűjtött, nehézfém-tartalmú szennyvizeket valóban hétféteken és éjjel engedik le a közüzemi csatornába, amikor ellenőrzés nincs. Egy készülék a W.R. Grace Co. Washington Research Center, Columbia MD, USA laboratóriumban, egy pedig a YUIL Environmental Center, Szöul, Koreában működik.

Az ELCAD-monitort természetesen hazai és nemzetközi szabadalmak védik.

## További feladatok

A környezetvédelmi előírások szigorodása egyre kisebb nehézfém-koncentráció kimutatását igényli. E cél eléréséhez az ELCAD érzékenységet növelni kell. Olyan megol-

dásokat kell keresni, amelyek révén az emittált atomi fémvonalak intenzitása nő úgy, hogy közben a háttér vonalainak és sávjainak intenzitása nem emelkedik, hanem lehetőleg csökken (a jel/zaj viszony javul). Így az ELCAD észlelési határa is jelentősen csökkenthető.

A kapilláris elrendezésű ELCAD, a króm emittált intenzitását kivéve, sok tekintetben megfelel ezeknek a feltételeknek. Mivel a króm az egyik legveszélyesebb nehézfém, döntő fontosságú, hogy az ELCAD képes legyen az egyre kisebb krómkoncentrációk kimutatására. Ezért kutatásokat kell végezni annak megértésére, hogy, habár a króm jelen van az ELCAD-plazmában, az emittált atomi vonalainak intenzitása miért olyan gyenge. Ezek alapján keresni kell a módokat, miként tudjuk az emittált króm-vonal intenzitását növelni.

Biológiai szempontból fontos bizonyos nyomelemek (B, Ba, As, Se) koncentrációjának közvetlen mérése vizes oldatokban. Eddigi megfigyeléseink szerint ezen elemek emittált vonalait nem észleltük az ELCAD-plazmában. Kisülésfizikai és kémiai szempontból is igen érdekes feladat kideríteni ennek az okát, és a probléma valamilyen megoldását megtalálni.



Az itt ismertetett kutatásokat az OTKA T-042493, 029112, 4227 pályázatok támogatásával végeztük.

## Irodalom

1. T. CSERFALVI, P. MEZEI, P. APAI – J. Phys. D.: Appl. Phys. 26 (1993) 2184–2188
2. T. CSERFALVI, P. MEZEI – J. Anal. At. Spectrom. 9 (2004) 345–349
3. P. MEZEI, T. CSERFALVI, M. JÁNOSSY – J. Phys. D.: Appl. Phys. 31 (1998) L41–L42
4. E.J. HART, M. ANBAR: *The hydrated electron* – John Wiley, New York, 1970, 63

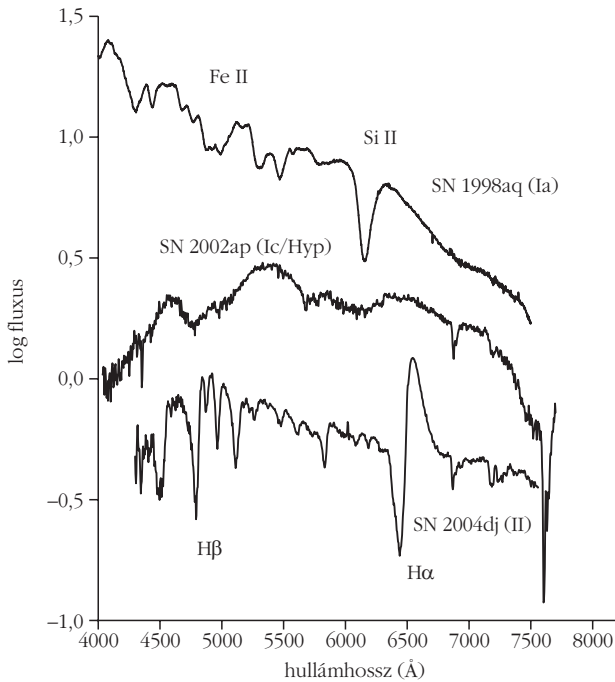
# TÁVOLSÁGMÉRÉS SZUPERNOVÁKKAL: TÉNYEK ÉS TALÁNYOK

Vinkó József  
SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Az elmúlt évtized egyik legnagyobb hatású tudományos felfedezése volt annak felismerése, hogy az Univerzum egyre gyorsulva tágul [1, 2]. Az Ósrobbanásmodell széles körű elfogadása óta, körülbelül a 60-as évek közepétől kezdve a kozmológiai tankönyvek egyetértettek abban, hogy az egyetlen kozmológiai skálán ható erő, a gravitáció mindenképpen lassítja a tágulást. A kérdés csak az volt, hogy milyen mértékben – elegendő-e a lassulás ahhoz, hogy véges idő alatt a tágulás összehúzódsba forduljon, vagy a tágulás minden határon túl folytatódik, igaz, egyre csökkenő ütemben. A gyorsuló tágulás felfedezése ennél fogva roppant érdekes kérdéseket vetett fel: mi az az erő, vagy kölcsönhatás, amely a gravitáció ellenében képes gyorsítani a tágulást, milyen hatással volt ez az Univerzum korábbi korszakaira stb. Számos kozmológiai elmélet látott napvilágot ezek magyarázatára. A gyorsulást okozó titokzatos kölcsönhatást *sötét energiának* (dark energy) nevezték el, ez

nem tévesztendő össze a galaxisok sötét gravitáló anyagával (dark matter). A sötét energia mibenlétének kutatása napjaink egyik „forró” témája a fizikai kozmológiai szakirodalomban.

A gyorsuló tágulás kimutatására a csillagászok nagyon távoli szupernóva-robbanások fotometriai jellemzőit használták. A felfedezés ellenőrzése és az esetleges szisztematikus hibák kiküszöbölése érdekében nagyon fontos lenne más, független módszerrel is igazolni a gyorsuló tágulást, jelenleg azonban egyedül a szupernóvák alkalmasak erre. Ezért az összes ezzel kapcsolatos tudásunk azon alapul, hogy mennyire ismerjük a szupernóvák fizikáját, illetve mennyire pontosak a velük végzett távolságmérési eljárások. Ebben a cikkben röviden áttekintjük a szupernóvák típusait, a róluk szóló alapvető fizikai ismereteket, a távolságmérésben betöltött szerepüket, illetve azokat a pontokat, melyek még tisztázásra szorulnak.

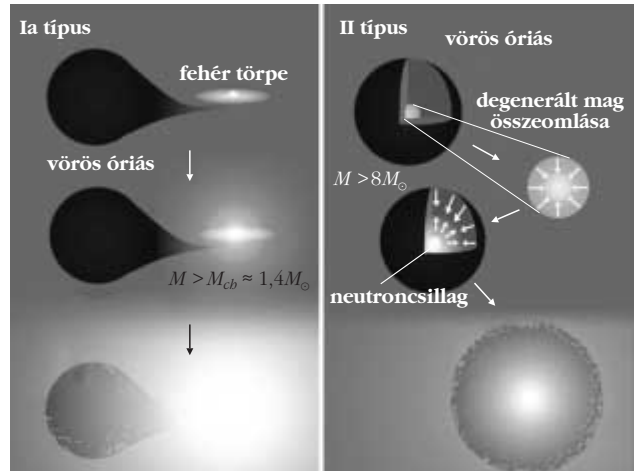


1. ábra. A különböző típusú szupernóvák spektrumi a maximális fényesség idején.

## A szupernóvák típusai

A szupernóvák (SN-k) felrobbanó csillagok. A robbanás során nagyságrendileg  $10^{46}$  J energia szabadul fel, amelynek több mint 99%-a neutrínók formájában jön létre. A neutrínók gyakorlatilag további kölcsönhatás nélkül, szabadon kisugárzódnak, ezzel elviszik a keletkező energia túlnyomó többségét. A fennmaradó, mintegy  $10^{43}$  J energia nagy része a csillag külső burkának ledobódására fordítódik. Ennek eredményeként egy eleinte sűrű és forró táguló gázfelhő jön létre. A tágulás miatt a gázfelhő egyre ritkul és hűl. A SN-k jellegzetes fényváltozást mutatnak az optikai tartományban: gyors felfényesedés, majd egyre lassuló elhalványodás jellemzi őket. Bizonyos esetekben megfigyelhető egy konstans szakasz (plató), illetve egy másodlagos púp is a fénygörbén a maximum után. A leszálló ágon a fénygörbe meredeksége egy idő után lecsökken, és konstans,  $\sim 0,01$  magnitúdó/nap körüli értékre áll be. Érdekes, hogy a fényváltozást nem a robbanásnál keletkező tűzgolyó hozza létre. A felhő ugyanis a gyors tágulás miatt körülbelül 1 nap alatt adiabatikusan kihűlné, ha nem tartalmazna a robbanásban keletkező radioaktív nikkelt. A  $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  radioaktív bomlás viszont még évekig képes belülről fűteni a felhőt, ezért lényegében ennek a folyamatnak köszönhetjük, hogy a SN-kat hosszú ideig tanulmányozhatjuk. A fénygörbe leszálló ágának konstans meredeksége pontosan a  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  bomlás időállandójának felel meg.

A fénygörbék hasonlósága ellenére a SN-k spektruma igen különböző lehet. Az I-es típusú SN-k spektrumában nincs hidrogénre utaló vonal, ezzel szemben a II-es típusú SN-k színeképében a hidrogén vonalai dominálnak (1. ábra). Az I-es típus további altípusokra oszlik. Az Ia típus jellegzetessége az egyszerűen ionizált szilícium (Si

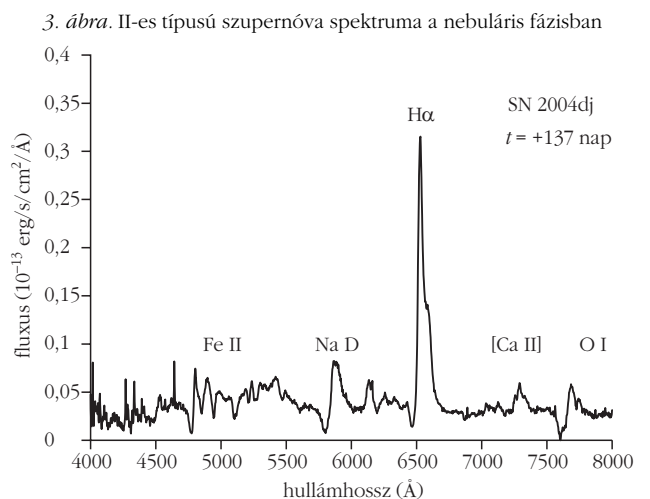


2. ábra. A szupernóvák kialakulásának modellje

II) vonalainak megjelenése. Az Ib típusú SN spektrumában a He vonalai erősek, míg az Ic típusba tartozók spektrumában sem Si, sem He nincs, ezeknél főként ionizált vas (Fe II és Fe III) figyelhető meg.

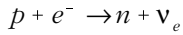
A spektrumok időbeli fejlődése hasonló a különböző típusoknál. A maximális fényesség környékén kék kontinuum figyelhető meg, ami a ledobódott gázfelhő magas hőmérsékletére utal. A kontinuumra úgynevezett P Cygni-profilú erős vonalak rakódnak rá, melyek egy széles emissziós komponensből és egy ehhez képest kékeltozó abszorpciós komponensből állnak (mint például az SN 2004dj  $\text{H}\alpha$  vonala az 1. ábrán). Ilyen vonalprofilok nagy sebességgel táguló atmoszférában jönnek létre. A vonalprofilt leszámítva a színekép hasonlít a normális csillagok színeképére, ezért ezt a szakaszt *fotoszferikus fázisnak* nevezzük. A későbbiekben a kontinuum gyengül, ellaposodik, majd szinte teljesen eltűnik. Az emissziós vonalak megerősödnek, és megjelennek tiltott átmenetek vonalai is (2. ábra). Ekkor a színekép már egy átlátszó gázköd spektrumára emlékeztet, ez a *nebuláris fázis*.

A legtöbb SN nagy tömegű csillagok összeomlásából jön létre (3. ábra, jobb oldal). Amikor egy 8 naptömegnél ( $M_{\odot}$ ) nagyobb tömegű csillag magjában a fúziós energiatermelés végén inaktív vasmag jön létre, a mag lassan elkezd összehúzódni, amit még az elfajult elektrongáz



3. ábra. II-es típusú szupernóva spektruma a nebuláris fázisban

nyomása sem képes megállítani. Egy kritikus sűrűség elérésekor beindul a



inverz béta-bomlás, melynek során a nyomáshoz eddig leginkább hozzájáruló elektronok hirtelen eltűnnek a magból. Ekkor a vasmag, csaknem szabadeséssel, gravitációs kollapszusba kezd. A kollapszust a neutrongáz elfajulása állítja meg, körülbelül  $10^{13} \text{ g/cm}^3$  sűrűség elérésekor. Az elfajult neutrongömb hihetetlenül kemény, csaknem összenyomhatatlan, ezért a fentről ráhulló csillaganyag a szó szoros értelmében visszapattan róla. A visszapattanó és a még befelé eső rétegek ütközésénél egy kifelé terjedő lökeshullám alakul ki. A lökeshullám felfűti a belső rétegeket és nukleáris fúziót indít be. A fúziós front azonban lassabban terjed kifelé, mint a lökésfront, ezért a csillag külső, hidrogénben gazdag rétegei még azelőtt ledobódnak, mielőtt a robbanási hullám elérné őket. Ez a modell sikeresen megmagyarázza a hidrogén jelenlétét a II-es típusú SN-kban.

Az Ib/Ic típusok hasonló módon, a csillagmag összeomlásából jönnek létre. Ezeknél azonban a csillagok a legkülső, hidrogént tartalmazó rétegüket még a robbanás előtt elveszítették valamilyen intenzív tömegvesztési folyamat (csillagszél) során. Az elképzelés szerint az Ib típusnál megmaradt a He-réteg, ezért látunk He-vonalakat a spektrumban. Az Ic típusnál viszont már ez is eltávozott korábban, így csak a nehezebb elemek vonalai figyelhetők meg.

Néhány éve fedezték fel az Ic típusúhoz hasonló úgynevezett *hipernóvákat*, melyek spektruma a kontinuum mellett nagyon erősen kiszélesedett, egymásra rakódó vonalakat tartalmaz (1. ábra középső spektruma). A vonalkiszélesedés alapján a kiáramlási sebesség 30–40 ezer km/s! Az elképzelés szerint ezekben az objektumokban a robbanás nem gömbszimmetrikusan, hanem bipoláris kilövelléseként jön létre, emiatt látunk lényegesen erősebb vonalkiszélesedést. A megfigyelések szerint ilyen SN-k gyakran produkálnak *gamma-villanást* (gamma-ray burst, GRB), amit szintén a jetmodellel magyaráznak.

A fentiekől teljesen eltérő mechanizmus vezet Ia típusú SN-robbanáshoz. A megfigyelhető jellemzőit tekintve ez a robbanás sokkal homogénebb, mint az összes többi. A jelenleg elfogadott modell szerint a robbanó objektum egy szén–oxigén fehér törpecsillag, amely egy kettős rendszer tagja (2. ábra, bal oldal). A rendszer másik csillagától a fehér törpe anyagot kap a belső Langrange-ponton keresztül, emiatt tömege túllépi a Chandrasekhar-féle határt (kb.  $1,4 M_\odot$ ). Ekkor a fehér törpe összeroppan, belsejében beindul a szén és az oxigén fúziója. Mivel az elfajult állapotú anyag nyomása nem függ a hőmérséklettől, a fúziós energiatermelés teljes egészében a fúziós ráta növelésére fordítódik, ezért a reakció a fehér törpe teljes nukleáris felrobbanásához vezet. Ezért az Ia típusú SN-kat szokás *termonukleáris SN*-knak is nevezni. Mivel a robbanó objektum mindig nagyjából ugyanolyan tömegű és összetételű, a robbanás megfigyelt jellemzői is hasonlóak lesznek. A többi SN-robbanásban a felrobbanó csillag tömege széles határok között változhat, ezért azok sokkal heterogénebb képet mutatnak.

Ia típusú SN-k mindenféle galaxisban előfordulnak, ezzel szemben a többi SN kizárólag spirálgalaxisokban, azokon belül is főleg spirálkarokban, csillagképző területeken figyelhető meg. Ez teljesen összhangban van a keletkezésükről fentebb vázolt modellel, hiszen a nagy tömegű csillagok főként a spirálkarokban születnek. Nagy átlagban egy galaxisban 50–100 évente tűnik fel egy SN, de vannak ennél négyszer-öttször nagyobb SN-gyakoriságot mutató galaxisok is. A Tejútrendszerben utoljára 1604-ben, *Kepler* korában figyelhettek meg SN-t. Természetesen az eltelt 400 évben több SN is felrobbanhatott a Tejútrendszerben, de azokat a galaxisunk nagy részét a földi észlelők elől elfedő csillagközi por miatt nem vettük észre.

## Távolságmérés Ia típusú szupernóvákkal

Az Ia típusú SN-k fentebb taglalt homogenitását leginkább a távolságmérésnél lehet kihasználni. Húsz éve még úgy vélték, hogy az Ia típusú SN-k maximumban mindig egyforma fényesek, mivel a fehér törpe mindig a Chandrasekhar-tömeg elérésekor robban fel. Az ilyen objektumokat a csillagászok *standard gyertyáknak* nevezik, hiszen ezek segítségével a fotometriai adatokból a távolságtörvény értelmében kiszámítható az objektum távolsága. A távolságtörvény magnitúdóban kifejezett alakja

$$m_\lambda - M_\lambda = 25 + 5 \log_{10} d_L + A_\lambda + K(\lambda), \quad (1)$$

ahol  $m_\lambda$  a mért,  $M_\lambda$  az abszolút magnitúdó,  $d_L$  az úgynevezett *luminositási távolság* (megaparsekben),  $A_\lambda$  a csillagközi por miatti fényességcsökkenés (magnitúdóban),  $K_\lambda$  pedig az úgynevezett *K-korrektció*. Az utolsó tag azért lép fel, mert a távoli SN-k az Univerzum tágulása miatt vöröseltolódást szenvednek, megváltozik a megfigyelt spektrális eloszlásuk, ezáltal egy adott szűrővel mért fényességük különbözni fog attól, mint amit nulla vöröseltolódásnál mérnénk.

(1) értelmében a luminositási távolság kiszámításához az összes többi tényezőt ismernünk kell.  $m_\lambda$  a SN fotometriájából elvileg meghatározható, erre jól bevált eljárások léteznek a csillagászatban.  $A_\lambda$  szintén mérhető, bár jóval bizonytalanabban. Erre főként a SN kék ( $B$ ) és zöld ( $V$ ) szűrővel mért magnitúdójának különbségét, a  $B-V$  színindexet használják. A megfigyelések szerint az Ia SN-k  $B-V$  görbéje a maximum után 1–3 hónappal nagyon hasonló lefutású (a SN-k spektrumának homogenitása miatt). Az ettől való eltérést a csillagközi por vörösítő hatása okozza, amelyből a *standard vörösödési törvény* segítségével  $A_\lambda$  kiszámítható a vizsgált hullámhossztartományon.  $K_\lambda$  becsléséhez lokális (tehát gyakorlatilag 0 vöröseltolódású) SN-k spektrumait használják, melyeket az adott vöröseltolódáshoz transzformálnak, ebből azután kiszámítható a korrekció mértéke. Ehhez szintén azt használják ki, hogy a különböző Ia SN-k spektruma nagyon hasonlít egymáshoz mind a fotoszferikus, mind a nebuláris fázisban. Ebben a feltevésben implicite az is benne van, hogy a nagy vöröseltolódású (tehát nemcsak térben, hanem időben is távoli) Ia SN-k ugyanolyan fizi-

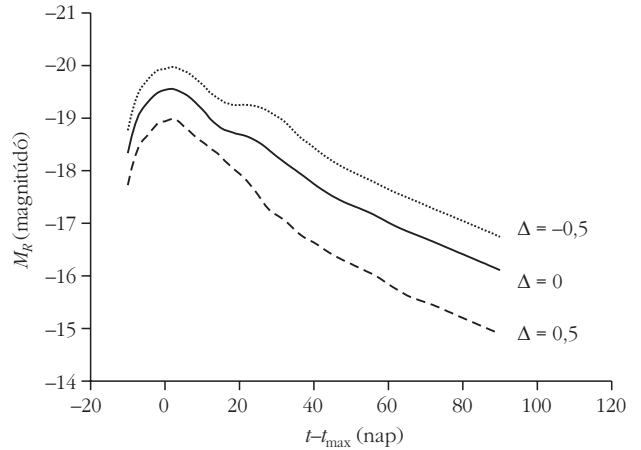
kai tulajdonságúak, mint lokális megfelelőik, vagyis ezeknek az objektumoknak nincs „kozmológiai” evolúciója.

A „standard gyertya” hipotézis értelmében  $M_k$  elvileg minden Ia SN-ra ugyanaz, és ez az érték kalibrálható. A 90-es évek közepére azonban nyilvánvalóvá vált, hogy az erre irányuló törekvések kudarcra amiatt van, mert a „standard gyertya” hipotézis nem igaz. Az évtized elején indult szisztematikus SN-kereső programok első eredményeiből kiderült, hogy az Ia SN-k maximális abszolút fényessége legalább 1–1,5 magnitúdós szórást mutat, ami nem a mérési hibából származik. Szerencsére az is bizonyosodott, hogy a maximális fényesség korrelál a SN-k egyéb mérhető paramétereivel. Az egyik ilyen paraméter a  $B$ -szűrős fénygörbe időbeli lefutása. Erre kétféle kalibrációs eljárást is kidolgoztak. Az egyik a *nyújtási módszer*, amely szerint az időtengely skálázásával ( $\Delta t' = s\Delta t$ ) a  $B$ -fénygörbék egymásra illeszthetők. Az  $s$  nyújtási paraméter egyenesen arányos a maximális abszolút fényességgel [1]. A  $\Delta m_{15}(B)$ -módszer lényegében ugyanezt a korrelációt alkalmazza, de itt a használt paraméter a  $B$ -fénygörbe csökkenési üteme:  $\Delta m_{15}(B)$  a  $B$ -fényesség maximumhoz képesti csökkenése magnitúdóban, a legnagyobb fényesség után 15 nappal [3]. Az Ia SN-k abszolút fénygörbéinek szórása mindkét módszerrel jelentősen csökkenthető. E két módszer hátránya, hogy csak a  $B$ -fénygörbére használható, amelynek mérése CCD-kamerákkal problematikus, mivel a CCD-chipek inkább vörösérzékenyek. Ezt küszöböli ki részben a *többszínbeli fénygörbealak* (Multi-Color Light Curve Shape, MLCS) módszer, amely a standard Johnson-féle  $B$ -,  $V$ -,  $R$ -,  $I$ -szűrőkön át mért fénygörbék alakját használja fel a maximális fényesség becsléséhez. Az előbbiektől eltérően ez sokparaméteres kalibrációt igényel. Itt az illesztendő paraméter  $\Delta = M_V^{\max} - M_V^{\max}(0)$ , ahol  $M_V^{\max}(0)$  egy „normál” Ia SN  $V$ -szűrős abszolút fényessége maximumban. Kiderült, hogy a különböző színbeli fénygörbék alakja és  $M_V^{\max}$  között többféle korreláció is fennáll:

1. a nagyobb luminozitású SN-k a maximum után kékebbek;
2. a nagyobb luminozitású SN-k lassabban halványodnak;
3. a nagyobb luminozitású SN-k  $R$  és  $I$  görbéin a másodlagos púp később jelentkezik.

A 4. ábra a 3. pontot szemlélteti  $\Delta = +0,5, 0,0$  és  $-0,5$  esetén.

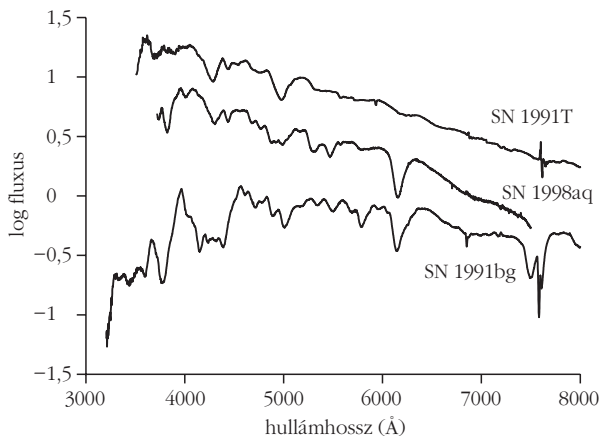
A fenti korrelációk jelenleg teljesen empirikus alapon állnak, bár történtek erőfeszítések ezek elméleti megalapozására. Attól egyelőre nagyon távol vagyunk, hogy a „normál” Ia SN-k maximális fényességét elméleti modellekből kalibráljuk. Ezért az összes módszer empirikus kalibrációt igényel: ismert távolságú (és vörösödésű) SN-k halmazából kell megállapítani  $M_V^{\max}$ -ot, illetve kalibrálni ennek korrelációját a többi paraméterrel (ez különösen az MLCS-módszernél nehéz, hiszen ott teljes fénygörbét kell minden időpontra összeilleszteni). Az első próbálkozások azon az elképzelésen alapultak, hogy a kalibráló objektumok közeli, fényes SN-k legyenek, melyek távolsága valamilyen független (pl. cefeidákon, vagy Tully–Fisher-reláció alapján) információ révén ismert. Kiderült azonban, hogy csak nagyon kevés ilyen SN jöhet



4. ábra. Ia típusú szupernóvák  $R$ -szűrős fénygörbéi a  $\Delta$  paraméter függvényében. Látható, hogy a nagyobb luminozitású szupernóvák lassabban halványodnak.

szóba. Az MLCS első kalibrációja például 9 objektumon alapult [4], amelyek egyedi távolsága is csak pontatlanul volt ismert. Ezért később áttértek a távoli, nagyobb vöröseltolódású SN-k használatára, melyek relatív távolságát a Hubble-törvény alapján sokkal pontosabban meg lehet állapítani. Azonban ennek a megközelítésnek is vannak hátrányai: egyrészt a távoli SN-k sokkal halványabbak, emiatt fotometriájuk jóval pontatlanabb, másrészt a nagyobb vöröseltolódásoknál a  $K$ -korrekció értéke is jelentősebb, emiatt bizonytalanabb. Például egy  $z = 0,25$  vöröseltolódású SN-nál a maximális fényesség idején a  $K$ -korrekció  $V$ -szűrőben körülbelül  $-0,4$  magnitúdó, ami már összemérhető az egyedi SN-k fényességszórásával. Az ennél is nagyobb vöröseltolódásoknál a méréshez alkalmazott szűrő már a SN teljesen más spektrális tartományát mintavételezi, mint a lokális objektumok esetén. Például  $z = 0,4$  körül az  $R$ -szűrő a SN nyugalmi rendszerében körülbelül a  $B$ -szűrő spektráltartományára eső fluxust méri,  $z > 1$  esetén pedig az optikai tartományban gyakorlatilag csak a SN ultraibolya fluxusa látszik. Ez további problémákat okoz, mivel a SN-k  $U$ -szűrős fénygörbéiről jóval kevesebb és pontatlanabb adattal rendelkezünk, mint a többi hullámhossztartományról, ezért nehéz bármivel is összevetni a mért fényességeket.

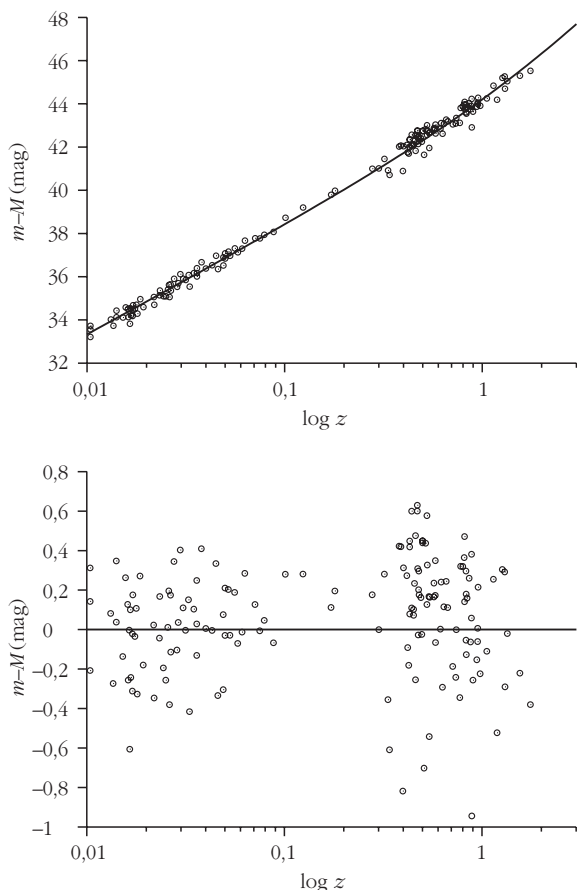
Sajnos mind a kalibrációt, mind a konkrét objektumok távolságmérését számos egyéb körülmény nehezíti, melyek oka részben mérés technikai, részben az Ia SN-k még nem ismert fizikájában keresendő. Az első ilyen probléma maga a fotometria. Az egyedi távcsövekkel, szűrőkkel, detektorokkal végzett méréseket az úgynevezett standard rendszerbe kell transzformálni annak érdekében, hogy az alkalmazott műszerek átviteli függvényét figyelembe vehessük a fotometria során. A standard transzformációt csillagokra dolgozták ki, az összehasonlítható objektumok ismert spektrális tulajdonságú csillagok. A SN-k spektruma viszont eltér a csillagokétól, különösen a nebuláris fázisban. Az ilyen objektumok standard transzformációja pontatlan lesz, a különböző műszerekkel ugyanarról az objektumról készült mérések minimum  $0,1$  magnitúdó szórást mutatnak (problematikusabb esetekben ez akár  $0,2$ – $0,3$  magnitúdóra is nőhet). Ez a hiba azután továbbterjed a távolságmérésre is. A másik technikai



5. ábra. Ia típusú szupernóvák spektruma a fényességmaximum idején. Az SN 1998aq a „normális”, míg az SN 1991T és az SN 1991bg a „pekuliáris” (különleges) SN-k jellegzetességeit mutatja.

nehézség a SN galaxisának jelenléte miatt lép fel. A SN képe a galaxis képére rakódik rá, ami erős, inhomogén háttérfényességet jelent a CCD-felvételen. Egy ilyen háttér korrekciója igen nehéz. A legjobb módszer elvileg az, hogy készítenek egy referenciaképet a galaxisról akkor, amikor a SN nem látszik, és ezt a referenciaképet digitálisan levonják a SN+galaxis képből. Ezzel az a probléma, hogy ilyen kép a SN felfedezése előtt ritkán készül, tehát meg kell várni, míg a SN teljesen elhalványul, és csak 1–2

6. ábra. Ia típusú szupernóvák távolságmodulusának függése a vöröseltolódástól. A folytonos vonal a nulla anyagsűrűségű (üres) Univerzumban mérhető luminozitási távolságot szemlélteti. Az alsó ábra a mért adatok görbétől való eltérését mutatja.



évvel utána lehet a referenciaképet felvenni. Ezt igyekeznek kiküszöbölni az SZTE és az MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézet munkatársai által végzett mérési program, amelynek célja ilyen referenciaképek készítése a közeli galaxisokról [5].

Problémát jelent az Ia SN-kon belül a különleges (*pekuliáris*) objektumok jelenléte is, melyek Ia típusúak, de a „normálistól” eltérő spektrális jellemzőik vannak (5. ábra). Ezek aránya a statisztikai becslések szerint akár 30–40% is lehet egy adott térfogati mintában. Az ilyen SN-k két nagyobb csoportra oszthatók. Az SN 1991T-csoportba tartozók a maximum környékén jóval kékebbek, kevés spektrumvonalat mutatnak, és nagyobb luminozitásúak, mint a „normál” SN-k. Az SN 1991bg-csoport tagjai viszont 1–1,5 magnitúddal halványabbak, több erős spektrumvonalat mutatnak, és jóval gyorsabb a halványodási ütemük is. Az eltérő spektrális jellemzők miatt ezen objektumok nehezebben illeszthetők be a kalibrációs sorozatba. Ismerünk olyan Ia-nak klasszifikált SN-t is (SN 2002cx), amelynek teljesen egyedi jellemzői voltak, egyetlen másik Ia SN-hoz sem hasonlítható fénygörbét és spektrumot produkált. Ezen pekuliáris Ia SN-k fizikája jelenleg nem kellően ismert, nem tudjuk, mi dönti azt el, hogy egy fehér törpéből „normális”, vagy pekuliáris SN jön létre. Természetesen az ilyen objektumok távolságmérése is jóval bizonytalanabb.

Mindenfajta fotometriai információra alapuló távolságmérésnél problémát jelent a csillagközi por okozta extinkció és vörösödés. Habár az Ia SN-k vörösödésének meghatározására létezik egy empirikus eljárás (lásd fentebb), ennek eredményei legalább  $\Delta E(B-V) = \pm 0,1$  magnitúdó bizonytalanságúak (kb. ennyi az ismert, vörösödésmentes SN-k  $B-V$  görbéjének szórása). A galaktikus vörösödési törvény értelmében a  $V$ -szűrős fényességcsökkenés  $A_V = 3,1 E(B-V)$ , amiből  $\Delta A_V \sim 0,3$  magnitúdó bizonytalanság adódik. Ez szintén beépül a távolságmérés hibájába. Ezért sokan próbálkoznak különböző alternatív eljárásokkal, melyekkel igyekeznek a vörösödés meghatározásának hibáját csökkenteni. Sajnos mindmáig nincs teljes egyetértés abban, hogy mi lenne az igazán megbízható eljárás.

Mindenféle nehézségek ellenére 2004-ben *Adam Riess* (STScI, USA) és munkatársai közzétették az általuk legmegbízhatóbbnak értékelt Ia SN-k listáját, az úgynevezett „arany mintát” (gold sample) [6]. Ezeket az MLCS-módszer legújabb változatával analizálták, így egy homogén módon meghatározott távolságskálát kaptak (igaz, itt is csak a relatív távolságok tekinthetők kellően pontosnak, a távolságskála zéruspontja változatlanul kérdéses). A 6. ábrán látható ezen SN-k távolságmodulusa (1. képlet) a vöröseltolódás függvényében. Folytonos vonallal az üres Univerzumban érvényes luminozitási távolság van feltüntetve:

$$d_L = \frac{c}{H_0} z \left( 1 + \frac{z}{2} \right), \quad (2)$$

ahol  $c$  a fénysebesség,  $z$  a vöröseltolódás,  $H_0$  a Hubble-állandó értéke  $z = 0$ -nál. Jól látható, hogy a szórást figyelembe véve a mért adatok eltérése a folytonos vonaltól nem számottevő. A 6. ábra alsó részén a mért adatok (2)-

től való eltérése van ábrázolva. Látható, hogy a szórás körülbelül  $\pm 0,5$  magnitúdó. A nagyobb vöröseltolódásoknál kicsit több SN szerepel a görbétől fölfelé, mint lefelé, viszont a negatív irányba szóródó pontok eltérése nagyobb. Erre a kicsiny aszimmetriára alapul jelenleg a gyorsuló tágulás és a  $\lambda > 0$  kozmológiai állandó kimutatása [6]. A jelen tanulmánynak nem célja az ezzel kapcsolatos eredmények minősítése, az azonban megfontolandó, hogy a sokat idézett tudományfilozófiai kritérium, miszerint *an extraordinary claim requires extraordinary evidence*, a jelen kérdésben biztosan nem teljesül. Maguk az idézett szerzők is korrektül elismerik, hogy a jelenlegi ismereteinket tükröző SN-mintában még mindig sok a bizonytalansági tényező, ezért a kozmológiai következtéseknél fennáll a túlinterepretálás veszélye.

Összegzésként ugyanakkor elmondható, hogy a szupernóvák kapcsolatos ismereteink az elmúlt 10 évben nagyságrendekkel bővültek, ennél fogva bizonyos, hogy

a további kutatások számos, jelenleg még ismeretlen, illetve csak elnagyoltan ismert részletre derítenek majd fényt. Erre a legnagyobb esélyt a tervezett SNAP űrtávcső (SuperNova Acceleration Probe) jelentheti [7], melynek felbocsátása 2010 körül várható.

#### Irodalom

1. S. PERLMUTTER et al. – ApJ 517(1999) 565
2. A.G. RIESS et al. – AJ 116(1998) 1009
3. M.M. PHILLIPS – ApJ 413(1993) L105
4. A.G. RIESS, W.H. PRESS, R.P. KIRSHNER – ApJ 473(1996) 88
5. Referenciaképek közeli galaxisokról: <http://astro.u-szeged.hu/~sn/GX/index.html>
6. A.G. RIESS et al. – ApJ 607(2004) 665
7. SNAP űrtávcső honlapja: <http://snap.lbl.gov>
8. Szupernóva Kozmológia Projekt honlapja: <http://www-supernova.lbl.gov>
9. Fényes szupernóvák honlapja: <http://www.rochesterastronomy.org/snimages/>
10. Magyar szupernóva-észlelések: <http://titan.physx.u-szeged.hu/~sn/>

## SZÉN NANOCÖVEKEN ALAPULÓ SZELEKTÍV GÁZÉRZÉKELŐK

Koós Antal Adolf

MTA MFA, Nanoszerkezetek Osztály

A technikai fejlődés következtében egyre több automata, és ezzel együtt egyre több érzékelő vesz körül minket. Régóta használunk a szemünkönél vagy a fülünkönél jóval érzékenyebb fény-, illetve hangérzékelőket, segítségével a fény vagy a hang könnyen és egyértelműen jellemezhető. Ezzel szemben a gázérzékelők nehezen tudnak versenyre kelni az orrunkkal. A szagok azonosítására képes legkisebb és leggyorsabb „érzékelő” még mindig a kutya. Léteznek ugyan bizonyos gázokra érzékeny eszközök, de több gáz együttes jelenléte esetén kevés eszköz képes felismerni az összetevőket. Ezért az MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet (MTA MFA) több munkatársával célul tűztük ki egy könnyen használható, kisméretű, olcsó, gyors és szelektív gázérzékelő elkészítését. A gázérzékelést egy ígéretes anyag, szén nanocsövek segítségével valósítottuk meg [1–3].

Az egyfalú szén nanocsőhengerré tekert és tökéletesen illesztett, egyetlen atom vastagságú grafitos szerkezetű szénréteggént (grafén síkként) képzelhető el. A feltekerés egy lehetséges módját az 1. ábra szemlélteti.

A grafit síkot az 1. ábrán jelölt párhuzamos egyenesek ( $OB$ ,  $AB'$ ) mentén elvágjuk, majd az  $O$  és  $A$  pontot egymásra illesztjük. Az így keletkező nanocső jellemezhető az  $O$  és  $A$  pontot összekötő  $C_b = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2$  úgynevezett feltekerési vektor segítségével, ahol  $\mathbf{a}_1$  és  $\mathbf{a}_2$  elemi rácsvektorok,  $n$  és  $m$  egész számok [4]. A kísérleti adatok szerint az egyfalú szén nanocsövek jellemző átmérője az 1–2 nm tartományban van, hozzávetőlegesen tízszer nagyobb, mint a legközelebbi szomszéd szénatomok távolsága grafit esetén. A többfalú szén nanocsövek koncentrikusan egymásba épülő egyfalú csövekből állnak, a falak közötti távolság 0,339 nm. A többfalú szén nanocsövek jellemző átmérője néhányszor 10 nanométer.

A grafén sík feltekerésének módjától függően különböző tulajdonságú nanocsövek keletkezhetnek [5]. Az elektronállapotok eloszlása szerint két esetet különböztetünk meg:

a) *fémesszén nanocsőről* beszélünk, ha a Fermi-energia környezetében minden energián a nanocső állapotűrűsége különbözik nullától, vagy

b) *félvezetőszen nanocsőről* beszélünk akkor, ha a Fermi-energia környezetében található egy tiltott sáv, amelyben a nanocső állapotűrűsége nulla.

A véletlenszerűen előállított nanocsövek egyharmada fémesszén, kétharmada félvezetőszen tulajdonságú. A félvezetőszen nanocsövek tiltott sávjának szélessége fordítottan arányos a

1. ábra. Egy kétdimenziós grafén sík a nanocsövek jellemzésére használt vektorokkal.

