

Munkámat szeretett páromnak és jó szüleimnek ajánlom.

Az eget hirdetik Isten dicsőségét!

(Zsolt, 19,2)

A MODERN KOZMOLÓGIA EGYES ÁGAI ÉS AZ ANTROPIKUS ELVEK

Doktori értekezés

Írta: Hetesi Zsolt

Témavezető: Dr. Balázs Béla egyetemi tanár,

ELTE TTK Csillagászati Tanszéke

Fizika Doktori iskola

Iskolavezető: Dr. Horváth Zalán egyetemi tanár

Részecskefizika és Csillagászat Doktori Program

Programvezető: Dr. Csikor Ferenc egyetemi tanár

2007

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	iii
2. A kozmológiai konstans története	1
3. Távolsgmérés Ia típusú szpernóvákka	6
3.1. A robbanás előzményei	7
3.2. Az Ia típusú szpernóva robbanása	8
3.3. A legújabb adatok és az abszorpció kérdése	8
3.4. A luminozitási távolság és a kozmológiai adatok	10
3.5. A szpernóva-adatok története és a kozmológiai konstans bevezetése	11
3.6. Az adatok vizsgálata és korrekciója	13
3.6.1. Abszorpció	13
3.6.2. Vöröseltolódás	14
3.6.3. Az adatok statisztikai vizsgálata	16
3.6.4. Pearson-korreláció és faktoranalízis	20
3.7. Az adatok kozmológiai felhasználása	23
3.8. A Λ értéke az SN Ia adatok újraértékelése után	25
3.9. Az SN Ia adaok vizsgálata Monte Carlo-szimulációval	26
3.9.1. Az adatok szimulációja	26
4. Az antropikus elv és a kozmológiai konstans kérdése	30
4.1. Az antropikus elv létjogosultságának megindoklása	30
4.1.1. Az antropikus elvek definiálása felbukkanásuk történetébe ágyazva	30
4.1.2. Egyesített elméletek a fizikában	34
4.1.3. A „világképlet” lehetséges következményei. A Gödel-tétel. Az antropikus elv	35
4.2. Az antropikus elv lehetséges fizikai megközelítése	37
4.3. A Λ értéke és az antropikus elv	40
5. Összefoglalás	41
A. Az antropikus elvek mögöttes filozófiai tartalmai	42

B. SUMMARY	45
C. ÖSSZEFOGLALÁS	46

1. Bevezető

A Világegyetem fizikai tulajdonságainak vizsgálata korunkban már jellemzően egyre pontosabb mérésekkel történik, és nem általános leírással, amint az a korábbi századokat jellemezte. A természettudomány egyik legnagyobb diadala, hogy képes megérteni a Világegyetemben zajló mennyiségi folyamatokat, az anyag átalakulásait, és magának a világtérnek a tágulását is. Legújabbban a tágulás jellemzésére számos asztrofizikai objektum és jelenség közül az egyik legalkalmasabb az Ia típusú szupernóvák (SN Ia) távolságadatainak vizsgálata. A távolságmérés eredményéből következtetni tudunk a Világegyetem anyagi összetételére. Jelenleg az elfogadott modell szerint melyet több, egymástól különböző objektum mérése is megerősít (Ia szupernóvák fényessége, galaxishalmazok tömege, a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás, stb.) a Világegyetem anyagának mintegy háromnegyede ún. sötét energia, mely a tágulást gyorsítja. A legelső mérések, melyek erre az ismeretlen anyagfajtára utaltak, az Ia szupernóvák méréseiből származtak. A sötét energia mibenléte ismeretlen. Sokan a vákuum természetében keresik létezésének forrását (quintesszencia), mások egyszerűen a kozmológiai konstanssal kibővített téregyenletet részesítik előnyben. Noha a kérdés nem eldöntött, mostantól a *kozmológiai konstans* névvel fogom illetni ezt az ismeretlen enrgiafajtát. Munkám célja, hogy a kozmológiai konstans nagyságának megállapításával kapcsolatos két fontos eljárást megvizsgáljak.

Amíg ezek az ún. precíziós mérések nem álltak rendelkezésre, csak annyit lehetett sejteni, hogy a kozmológiai konstans nem nulla. Számos, ezen konstans értékét megbecslő, egymásnak ellentmondó cikk jelent meg, melyek mind az antropikus elvet használták (Weinberg, 1987; Efstathiou, 1995, Loeb, 2006). Vizsgálataink kimutatták, hogy egy $\Lambda \neq 0$ kozmológiai konstanssal rendelkező világmodell bevezetése pusztán a szupernóva-adatok alapján megkérdőjelezhető. Ezért érdemes megvizsgálni más módszereket is, és magát az antropikus elvet, mint tudományos módszert, illetve azt, hogy az ezekkel kapott Λ érték mennyire tekinthető megbízhatónak. Az antropikus elv segítségével adott valószínűségi becslések értékessége kétes, hiszen ellentmondóak, ráadásul annak sem zérus a valószínűsége, hogy nincs kozmológiai konstans. Ilyenkor vajon maga az antropikus elv a rossz, vagy a kozmológiai konstans megbecslésekor valami nehézség adódott? A kozmológiai konstans számértéke elég tág tartományban mozog, hogy megbecslése, az antropikus elv

segítségével, korainak tűnhet.

Eddigi munkám során mindkét említett oldalról megvizsgáltam a kozmológiai konstans nagyságára vonatkozó eddigi adatokat. Egyrészt az eddigi Ia szupernóva adatok statisztikus vizsgálatával rámutattunk arra, hogy egy pozitív kozmológiai konstans bevezetése pusztán az SN Ia adatokra támaszkodva még nem elég megalapozott. (Balázs et al., 2006) Az adatsorok elemzése során egy eddig ismeretlen szisztematikus hibára derítettünk fényt. Ennek további vizsgálatához Monte-Carlo szimulációt készítettünk, mely a szisztematikus hiba létezését megerősítette (Balázs et al., 2007). A szisztematikus hiba eltávolítása után az adatsor más kozmológiai modellhez illik jobban, mint a nem módosított adatsor esetén. Az új adatok felhasználásával a kozmológiai konstans értéke kisebb, mint előtte, sőt a szupernóva adatok által adott konfidencia-intervallumok 67.5 %-os kontúrja az $\Omega_\Lambda - \Omega_m$ fázis térben metszi az Ω_m tengelyt.¹ Azaz ha csak a szupernóva adatokat használjuk, megengedhető olyan kozmológiai modell használata is, amiben nincs kozmológiai konstans.

Másrészt a kozmológiai konstans megbecslő antropikus elvek is figyelemfelkeltőek, mivel úgy tűnt, hogy a konstans nagysága egyelőre nem határozható meg a megfigyelésekből. Vajon a konstans nagyságának meghatározásában segíthet az antropikus elv, vagy az csupán egy filozófiai gondolatmenet felbukkanása a fizikában, és így numerikusan hasznavehetetlen? Az elvek vizsgálata során rámutattunk, hogy az azok alapját képező finomhangolást nem lehet megszüntetni egy mindent magába foglaló „világképlet”, vagy „minden dolog elmélete” (Theory of Everything, ToE) megalkotásával, mivel ilyen elmélet megalkotása nem lehetséges (Hetsi-Balázs, 2006). Ezek után a finomhangolást a fizika részének foghajtuk fel, és törekednünk kell arra, hogy megalkossunk egy olyan meghatározást, mely később legalább elvben tesztelhetővé teszi a finomhangolást. Arra a következtetésre jutottunk, hogy a finomhangolt természeti állandóktól való eltérések az élet valószínűségére olyan eszköztárral írhatók le, mint amikkel azt jellemzik, hogy egy mozgás mennyire szabálytalan és előre nem jelezhető, azaz mennyire kaotikus. A

¹A Világegyetemben az aktuális és a kritikus sűrűség arányát szokás Ω -val jelölni. Kritikus az a sűrűség, melynek éppen az euklideszi, azaz nem görbült téridő felel meg. Egy ilyen euklideszi Univerzumban az Ω éppen 1. Ha a sűrűség több, mint a kritikus érték, akkor Ω 1-nél nagyobb, ha pedig kevesebb a kritikusnál, akkor Ω kisebb. A pontos definíciót lásd a 2. részben

káoszelméletben a mozgás kaotikusságát a Ljapunov-indikátor jelzi. Azt, hogy egy fizikai állandó mennyire finoman hangolt, egy alternatív Ljapunov-indikátorral lehet kimutatni (Hetsi-Végh, 2006). Azonban egyelőre ezzel a meghatározással sem lehet a kozmológiai konstans értékét finomítani, bár az eljárás használható bizonyos állandók hangoltságának jellemzésére (Oberhummer, 1994).

2. A kozmológiai konstans története

Egészen a XX. század elejéig ismeretlen volt a tudósok előtt, hogy a távcsövön át megfigyelhető halvány ködök nem a Tejúthoz tartoznak, hanem ahhoz hasonló galaxisok, messze a Tejúttól. Az ismert csillagok és halmazok mozgásadataiból pedig arra következtettek, hogy azok lényegében kis sebességű mozgást végeznek, az Univerzum tehát nagy léptéken nézve statikus. Ebből arra a következtetésre jutottak, hogy az Univerzum nagyléptékű szerkezetét leíró egyenleteknek is statikus megoldást kell szolgáltatniuk.

Mivel ebben a korban még nem állt rendelkezésre az általános relativitáselmélet, mint a gravitáció jelenleg ismert legjobb leírása, ezért a newtoni fizikát kellett alkalmazni. Hamar kiderült, hogy ezzel a leírással nem lehet statikus Univerzumot kapni megoldásul.

Ha az Univerzum anyagát folyadékként kezeljük, azaz az anyagra hidrodinamikai leírást alkalmazunk, elég könnyen juthatunk elemezhető eredményre.

Az Univerzum megfelel két követelménynek: homogén és izotrop. Ha e két feltevés igaz, akkor az ilyen Univerzumban az objektumok sebességei egy szimmetrikus tenzoron keresztül függenek a megfigyelőtől mért helykoordinátától:

$$v_i = S_{ik}x_k. \quad (1)$$

Mivel hidrodinamikai közelítést használunk, alapegyenleteink a következők lesznek:

$$\begin{aligned} \partial_t \rho + \partial_i(\rho v_i) &= 0, & (\text{kontinuitás}) & \quad (2) \\ \rho(\partial_t v_i + v_k \partial_k v_i) &= -\partial_i p - \rho \partial_i U, & (\text{mozgásegyenlet}) & \\ \partial_i \partial_i U &= 4\pi G \rho, & (\text{Laplace-egyenlet}) & \end{aligned} \quad (3)$$

ahol ρ a sűrűség, U a gravitációs potenciál, ∂_i és ∂_t pedig rendre az i -ik vektorkomponens, mint hely, illetve az idő szerinti deriválást jelenti. Ha a (2) egyenletrendszer v_i -jei helyére behelyettesítjük az (1) összefüggést, úgy az alábbi egyenletre jutunk:

$$4\pi G \rho + \sum_{ik} |S_{ik}|^2 = \frac{d^2}{dt^2} \ln \rho. \quad (4)$$

Mivel az Univerzum-beli mozgásokat leíró S_{ik} tenzor tagjainak négyzete biztosan nagyobb nullánál, és tapasztalataink szerint a ρ sűrűség sem nulla, így a (4) egyenlet bal oldala biztosan nagyobb nullánál. Ebből az következik, hogy a jobb oldal sem lehet nulla, azaz a ρ sűrűség változik az idővel, az Univerzum nem statikus.

A probléma orvoslására több elképzelés is született. Először megemlítjük a klasszikus fizika módosítására tett kísérletet, majd megvizsgáljuk *Einstein* megoldását, aki az általános relativitáselmélet gravitációt leíró tenzoregyenleteit változtatta meg.

1. Ha kiegészítjük a (2) egyenletrendszerben a Laplace-egyenletet az alábbi módon, akkor statikussá tehetjük a megoldást:

$$\partial_i \partial_i U + \lambda = 4\pi G \rho. \quad (5)$$

Ha átváltjuk (5)-t gömbi polárkoordinátákba és kétszer integráljuk sugár szerint, megkaphatjuk a potenciált, ebből pedig gradiensképzéssel az erőt²:

$$\mathbf{F} = -\frac{GM}{r^3} \mathbf{r} + \frac{\lambda}{3} \mathbf{r}. \quad (6)$$

Tehát a Laplace-egyenlet kiegészítése egy $\lambda > 0$ konstanssal azt eredményezi, hogy a gravitációs erőben a vonzó tag mellett megjelenik egy taszító tag is, mely nagy léptékeken érvényes csak, ha λ kicsi.

2. Einstein megoldási módszere annyiban különbözik az 1. pontban tárgyaltól, hogy ott a gravitációs mezőt leíró tenzoregyenlet kap egy λ konstans kiegészítést³:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R_{jj} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} - \lambda g_{ik}. \quad (7)$$

A fenti egyenlet úgy értelmezhető, hogy a gravitációért felelős T_{ik} energia-impulzus-tenzort a görbült téridő-kontinuum szerkezetét jellemző valamely tenzorból, vagy tenzorokból számoljuk, pl. ilyen a g_{ik} metrikus tenzor, vagy az azzal egyértelmű kapcsolatban álló R_{ik} görbületi tenzor.⁴ E tenzorokat a

²Ez az egységtömegre ható erő.

³Az eredeti egyenlet λ -t nem tartalmazta, Einstein azt később adta hozzá, hogy statikus megoldást kaphasson az Univerzumra. Maga a konstans a T_{ik} energia-impulzus tenzor spúrjában bukkan fel.

⁴Steven Weinberg megfogalmazása rendkívül találó: a téridő görbülete mondja meg

téridőt kitöltő anyag T_{ik} energia-impulzus tenzorával a (7) Einstein-egyenlet kapcsolja össze. Ha a (7)-ből konstruáljuk meg a Laplace-egyenletet, a jól ismert

$$\nabla^2 U + \lambda = 4\pi G \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) \quad (8)$$

összefüggést kapjuk. Ha az Univerzum jórészt nemrelativisztikus anyagból áll,⁵ akkor $p = 0$. Ezt behelyettesítve a T_{ik} tenzorba, a (8)-ból visszkapjuk (5)-t. Ezért az erőtvény is megegyezik, mindkét esetben (6) alakú.

Arra a következtetésre jutottunk tehát, hogy statikus megoldáshoz ki kell bővíteni az erőtvényt, hogy abban a vonzó tag mellett fellépjen egy taszító tag is:

$$\mathbf{F} = -\frac{GM}{r^3} \mathbf{r} + \frac{\lambda}{3} \mathbf{r}. \quad (9)$$

Az egyenletben szereplő λ a kozmológiai konstans, mellyel az alapegyenletek megoldása statikus lehet. Ez a λ nagyon kicsi, így csak nagy r távolságokon érvényesül a taszító jelleg, kis távolságokra (6) második fele elhagyható, így visszkapjuk a megszokott erőtvényt. Ám az így megalkotott statikus Világegyetem egyensúlya instabil, azaz bármilyen kis perturbáció kibillentheti onnan. Miután Hubble felfedezte a Világegyetem tágulását, kiderült, hogy a statikus megoldás nem helytálló. Nagyjából ebben az időben mutatta ki Friedmann, hogy a téregyenleteknek egy olyan Világegyetem is megfelel, amelyik folyton tágul (Friedmann-megoldás). Einstein a Λ -t élete legnagyobb tévedésének nyilvánította, miután szembesült Hubble méréseivel. A Friedmann-modellben nem volt szükség a kozmológiai konstansra.

Azonban az 1990-es években az egyre távolabbi SN Ia észlelések arra utaltak, hogy a Világegyetem nem úgy tágul, ahogyan egy bármilyen anyagtartalmú ($\Omega_m \in [0, n]$)⁶ Friedmann-megoldás azt megkívánja. Úgy tűnt, hogy az SN Ia adatok alapján a Világegyetem gyorsulva tágul. Egy ilyen típusú táguló megoldást már nem lehet a hagyományos Friedmann-egyenletekkel leírni, azonban ha azokat kiegészítjük a kozmológiai konstanssal, akkor gyorsuló megoldást kapunk.

A hagyományos Friedmann-egyenletpár a következő volt:

az anyagnak, hogy miképp mozogjon, az anyag pedig a téridőnek, hogyan görbüljön. A téregyenlet levezetése számunkra nem szükséges.

⁵Azaz a fotonok járuléka a nyomásban elhanyagolható.

⁶Az Ω pontos jelentését ennek az alfejezetnek a végén adjuk meg.

$$\begin{aligned}
2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} &= \frac{8\pi G}{c^2}T_1^1 = \dots = \frac{8\pi G}{c^2}T_3^3 \\
\frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} &= \frac{8\pi G}{3c^2}T_0^0.
\end{aligned} \tag{10}$$

ahol a a skálafaktor. Ám a Friedmann-egyenletek levezetése során nem vettük figyelembe, hogy a téregyenletek Hilbert által variációs elvekkel meghatározott alakja tartalmazza az ún. kozmológiai konstanst. Ez miatt a (10) egyenletpár a következő alakra módosul:

$$\begin{aligned}
2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} - \lambda c^2 &= \frac{8\pi G}{c^2}T_1^1 = \dots = \frac{8\pi G}{c^2}T_3^3 \\
\frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} - \frac{1}{3}\lambda c^2 &= \frac{8\pi G}{3c^2}T_0^0.
\end{aligned} \tag{11}$$

Ha por-közelítést használunk ($T_{00} = \rho c$, $T_{\alpha\beta} = 0$), akkor erre jutunk:

$$\frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} - \frac{1}{3}\lambda c^2 = \frac{8\pi G\rho_0 a_0^3}{3 a^3}. \tag{12}$$

Hasonlóan a módosított Friedmann-egyenletpár első egyenlete is egyszerűbb, a jobb oldal csupa 0, a por-közelítés miatt:

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} - \lambda c^2 = 0. \tag{13}$$

Ha k értékét 0-nak vagy -1 -nek vesszük, és vetünk egy pillantást a (12)-ből átalakított (14)-re, akkor látjuk, hogy mivel a jobb oldal nem negatív, ezért egy mindig táguló megoldást kaptunk:

$$\dot{a}^2 = -kc^2 + \frac{1}{3}\lambda c^2 a^2 + \frac{8\pi G\rho_0 a_0^3}{3a}. \tag{14}$$

Ebből az is látható, hogy $\lambda > 0$ esetén az Univerzum képes gyorsulva tágulni. Az energiaviszonyokat tekintve pedig itt fellép egy járulékos tag, aminek a következő a jelentése. Képezzük azt az esetet, amikor $k = 0$, azaz az Univerzum euklideszi. Ilyenkor $\Omega_{\text{tot}} = 1$. Ez pedig arra vezet, hogy

$$\Omega_{\text{tot}} + \frac{\lambda c^2}{3H_0^2} = 1. \tag{15}$$

Ezért azt mondjuk, hogy a kozmológiai konstans jelenléte helyettesíthető egy energiasűrűséggel, melyet (15)-ből definiálunk:

$$\Omega_\Lambda = \frac{\lambda c^2}{3H_0^2}. \quad (16)$$

Hogy ez egy állandó, ami járulékként fellép a T_{ik} tenzor spúrjában, vagy pedig egy energiaszerű-mezőszerű valami, aminek jól meghatározott viselkedése van (pl. állapotegyenlete), még nem tudjuk.

Mielőtt megismernénk a kozmológiai konstans mérésének problémáit, menetét és eredményeit, be kell vezetnünk néhány matematikai jelölést, hogy hogy érthető legyen Ω pontos jelentése.

A standard modell tárgyalásánál felírtuk az energiaegyenletet:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{a} = E_{\text{mech}}. \quad (17)$$

Ezt az egyenletet kissé átalakítva fontos eredményhez juthatunk:

Írjuk át a potenciális energiában szereplő M tömeget olyan alakra, hogy benne megjelenjen a sűrűség:

$$E_{\text{mech}} = \frac{1}{2} \dot{a}^2 - \frac{G \frac{4\pi}{3} a^3 \rho}{a}. \quad (18)$$

Emlékeztetünk arra, hogy ez az energia-kifejezés egy, tőlünk a távolságra az egységnyi tömegű pont teljes mechanikai energiája, ha a tömegsűrűség állandó. Tovább alakítva a kifejezést eljuthatunk a kritikus sűrűséghez is:

$$E_{\text{mech}} = \frac{1}{2} \dot{a}^2 - \frac{4\pi}{3} G a^2 \rho = \frac{4\pi G}{3} R^2 [\rho_{\text{krit}} - \rho], \quad (19)$$

ahol

$$\rho_{\text{krit}} = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (20)$$

A (19) képletben tehát megjelent a ρ_{krit} kritikus sűrűség.

Ha $\rho_{\text{krit}} > \rho$, akkor a szögletes zárójelben levő kifejezés pozitív. Az Univerzum valódi sűrűsége kisebb, mint a tágulás megállításához szükséges kritikus sűrűség, az energia is pozitív lesz – az Univerzum mindig tágulni fog.

Ha $\rho_{\text{krit}} = \rho$, akkor az energia éppen 0, a tágulás sebessége a végtelen távoli

pontban nulla. Ennek az az oka, hogy az Univerzum valódi sűrűsége ebben az esetben éppen a kritikus sűrűség lenne.

Ha pedig $\rho_{\text{krit}} < \rho$, akkor az energia negatív, tehát a tágulás összehúzódásba fog átfordulni, ugyanis az Univerzum valódi sűrűsége meghaladja a kritikus sűrűséget.

A valódi és kritikus sűrűség arányára bevezethetünk egy jelölést:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_{\text{krit}}}. \quad (21)$$

Ezzel a jelöléssel:

- ha $\Omega < 1$, akkor $E > 0$, tehát az Univerzum nyílt, és mindig tágulni fog;
- ha $\Omega = 1$, akkor $E = 0$, tehát az Univerzum euklideszi, és a tágulás a végtelenben megáll;
- ha pedig $\Omega > 1$, akkor $E < 0$, tehát az Univerzum zárt, tágulása összehúzódásba fog fordulni.

Számunkra tehát az egyik legfontosabb kozmológiai állandó az Ω . Továbbá az is érdekel bennünket, hogy az Univerzum sűrűsége milyen tényezőkből adódik össze.

A hagyományos értelemben vett anyag mellett a fotonok is hozzájárulnak a teljes sűrűséghez, valamint lehet magának a vákuumnak is sűrűsége, ez azonban egyelőre csak nagyon valószínű, nem bizonyított:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{\text{anyag}} + \rho_{\text{sugárzás}} + \rho_{\text{vákuum}}, & \text{vagy} \\ \Omega &= \Omega_{\text{anyag}} + \Omega_{\text{sugárzás}} + \Omega_{\text{vákuum}}. \end{aligned}$$

Ezek mérése összetett feladat, hisz nagyon nehéz a komponenseket egymástól függetlenül vizsgálni.⁷

3. Távolságmérés Ia típusú szpernovákkal

Említettük, hogy a gyorsuló tágulás tényét először az Ia szpernovák segítségével sikerült kimutatni. Most megvizsgáljuk, hogy milyen módon sikerült ide eljutni,

⁷Tulajdonképpen a görbületnek is van energiasűrűsége, úgyhogy azt is bele kellene venni ebbe az összegbe.

illetve miért alkalmasak az Ia szupernóvák távolságmérésre.

A szupernóvák kutatása több mint száz évvel ezelőttre nyúlik vissza. Először 1888-ban *O.T. Sherman* publikált szupernóva adatokat. Későbbiekben, 1936-ban *M. Humason* publikációjában jelent meg, hogy emissziós vonalak figyelhetők meg szupernóva robbanáskor, s ebből arra a megállapításra jutott, hogy a jelenség szoros kapcsolatban lehet egy csillag burkának igen nagy sebességgel történő ledobódásával. Majd 1941-ben *R. Minkowski* a szupernóva spektrumok alapján két osztályt különböztetett meg: az I. típust, amelynek a spektrumát a hidrogén vonalak teljes hiánya és a II. típust, amelynek a spektrumát a hidrogénvonalak jelenléte jellemzi. A modern észlelési eredmények szerint azonos arányban észlehető mind a két típusú szupernóva robbanás, figyelembe véve, hogy az I. típust további Ia, Ib, Ic alosztályokra lehet bontani spektroszkópiai sajátosságaik alapján.

3.1. A robbanás előzményei

Az Ia típusú szupernóvarobbanás olyan kettősrendszerben történik, ahol az egyik csillag még termonukleráisan aktív, a másik pedig egy öreg fehér törpe.

S. Chandrasekhar vizsgálatai szerint, a Kelvin-Helmholtz időskálán hűlő és sűrűsödő törpecsillag egy bizonyos kritikus tömeg alatt még stabil konfigurációt alkot, az úgynevezett fehér törpét, de efelett már nem lesz stabil és összeomlik. A fehér törpék belseje ugyanis elfajult elektrongázt tartalmaz, melynek nyomása ellensúlyozza a gravitációt. Azonban egy bizonyos tömeghatárnál az elfajultság megszűnik. Ezen tömeghatár felett már az elfajult elektrongáz nyomása sem képes megállítani a csillag összehúzódását, mely a robbanást okozza. Az elfajultságot megszüntető anyag többletet a kísérőről átáramló anyag akkréciója okozza (a pontos részletek: 3.2. rész).

A fehér törpe a csillagfejlődés egyik végső evolúciós fázisa. A nyolc naptömegnél kisebb tömeggel születő csillagok a nagyobb tömegű csillagoknál lassabban fejlődnek. A vörös óriás fejlődés során történő anyagveszteség és a viszonylag kisebb kezdeti tömeg miatt, a vörös óriás fázis végén visszamaradt csillag tömege kisebb marad, mint a Chandrasekhar-féle tömeghatár. Mivel a centrumában a hőmérséklet alacsonyabb, mint a nagytömegű csillagok esetén, ezért a fúziós folyamatok csak a szén- illetve az oxigénatomok keletkezéséig jutnak el. A nukleáris energia-termelés megszűnését követő összehúzódás növeli a csillag sűrűségét, és a csillag

magjában lévő elektron-gáz elfajulttá válik. A csillag sorsa ezek után már csak a környezetének tulajdonságaitól függ.

3.2. Az Ia típusú szupernóva robbanása

Ha a csillag egy magányos fehér törpe, akkor elfajult C-O anyaga energiatermelés hiányában tovább hűl a Kelvin-Helmholtz időskálán, lényegesebb sűrűsödés nélkül, mígnem észlelhetetlenné válik, fekete törpe csillag lesz belőle.

Amennyiben a fehér törpe egy kettősrendszer tagja, akkor a kísérőcsillagtól anyagot nyelhet el, és ezen anyagátadási rátától függően észlelhetünk visszatérő nóva kitöréseket, röntgen kitöréseket, vagy Ia típusú szupernóva-robbanásokat. A társcsillag köpenyében még van hidrogén ill. hélium, mely, ha ez a csillag kitölti a Roche-térfogatát, akkréció segítségével a fehér törpe felszínére áramlik. Az akkréció során a fehér törpe körül kialakuló akkréciós korong a törpe felszínére juttatja a kísérő anyagát; a törpecsillag felszínén a hidrogén és a hélium fuzionálhat, s az ilyenkor történő fénykibocsátását észlelhetjük nóva, vagy szupernóva kitörésként.

Az Ia típusú szupernóva-robbanások során, a visszafordíthatatlan összeomlás mindig akkor indul el, mikor az akretálódott anyag felgyülemzése miatt a fehér törpe átlépi Chandrasekhar-tömeghatárt. Az SN Ia abszolút fényesség mérések alapján $M_B = -19.30 \pm 0.3$ magnitúdó. Az SN Ia jelenség fényességének alakulását az 1.44 naptömegnyi, elfajult C-O összetételű fehér törpecsillag nukleáris égése során keletkező 0.5-0.8 naptömegnyi radioaktív ^{56}Ni -, ^{56}Co - majd ^{56}Fe - magokká történő bomlása során felszabaduló gamma fotonok határozzák meg. Az Ia típusú robbanáskor felszabaduló energia nagyjából 10^{51} erg, és így közel százszor fényesebb, mint a befogadó galaxis fényessége.

3.3. A legújabb adatok és az abszorpció kérdése

Napjainkban számos összehangolt erőfeszítést tettek annak érdekében, hogy minél több szupernóva adat álljon rendelkezésre azért, hogy statisztikailag is erős bizonyítékot szolgáltatasson egy pozitív kozmológiai konstans létezése mellett (pl. Riess et al., 1998, 2004, Perlmutter et al., 1999, Tonry et al., 2003, Barris et al., 2004). A kozmológiai felhasználás előtt az adatok redukciója kulcsfontosságú kérdés, ugyanis az inter- és extragalaktikus por eltorzítja a fényességadatokat. Ezek

megbecslése tehát az adatredukció egyik legfontosabb része. Azt az abszorpciót, amelyet a Tejút-beli por, mint előtér okoz, ma már biztonsággal el lehet távolítani, a Schlegel-térkép segítségével (Schlegel et al., 1998). Az intergalaktikus por szerepe szintén nagyon fontos, ám az ebből származó abszorpció kezelése lényegesen nehezebb (Leibundgut et al., 2001, és referenciái). Az intergalaktikus por hatása kétféle lehet, egyrészt jelentős szórást okozhat a szupernóvák színében és fényességében (mely szórás hullámhossz-függő), továbbá a szürke szórás is csökkenti a magnitúdóértékeket (ez hullámhossz-független).

Egy szupernóva m_v látszó fényessége a következő módon áll elő:

$$m_V = M_V + 5 \log_{10}(D_L/h) + A_V(z) + k(H, z) + 25 \quad (22)$$

ahol M_V a szupernóva abszolút fényessége, D_L a luminozitási távolság (ld. lejjebb), h a dimenziótlan Hubble-állandó ($H/100\text{km/s/Mpc}$), A_V az abszorpció (mely az extinkcióból származik, $A_V = R_V E$), $k(H, z)$ a k-korrekción, ami a színek vöröseltolódásának félempirikus korrekciója. Ahhoz, hogy a szupernóva adatsorokból kozmológiai következtetéseket tudjunk levonni, elsőként meg kell határozni a szupernóvák luminozitási távolságait (3.4), és valahogyan kezelni kell azokat az előbb említett effektusokat, melyek a színek és a fényesség változásához vezetnek. Hogy helyes távolságokat kapjunk, az abszorpció minden fajtáját el kell távolítani az adatokból. Munkánk egyik célja volt, hogy az adatok újraértelmezésével rámutassunk még fel nem dolgozott szisztematikus hibákra, melyek lehetséges oka a szülőgalaxisokban a szupernóvára rakódó, ismeretlen nagyságú abszorpció (Rwan-Robinson, 2002). Természetesen nemcsak az számít az adatok kiértékelése során, hogy milyenek a por tulajdonságai a szülőgalaxisban, hanem az is, hogy a szupernóva hol helyezkedik el a galaxison belül, azaz a robbanás fénye mennyi utat tesz meg a szülőgalaxison belül. A szülőgalaxis morfológiája változhat a korai elliptikusoktól a késői spirálokig és irreguláris galaxisokig – ami azt jelzi, hogy a portartalom széles skálán mozoghat. A por tulajdonságairól ellentmondó adatok láttak napvilágot a nagy vöröseltolódású galaxisokra vonatkozóan. A B-V, V-R és R-I színexcesszust 20 szupernóva esetén vizsgálva Riess et al. (1996) arra jutott, hogy a szülőgalaxisok szelektív és teljes abszorpcióinak aránya megfelel a Tejútrendszer-beli abszorpció törvénynek. Továbbá Knop et al. (2003) 11 nagy vöröseltolódású szupernóva vizsgálva nem talált bizonyítékot arra, hogy rendellenességek lennének a vörösödés

körül.

Ezzel szemben Clements et al. (2004), miután megvizsgált a szubmilliméteres hullámhosszon 16 szülőgalaxist $z = 0.5$ vöröseltolódásnál, arra jutott, hogy a por olyan halványodást okozhat, mely összevethető azzal a halványodással, amit ugyan-ezen vöröseltolódás mellett a gyorsuló tágulás eredményezne. Farrah et al. (2004) és Reindl et al. (2005) egyaránt hangsúlyozzák a por abszorpciójának szerepét és pontos ismeretének szükségességét; ráadásul az utóbbi cikk következtetése szerint az abszorpciós törvény távoli galaxisok esetén különbözik a lokálistól.

Már az eddigiekből is világos, hogy az SN Ia szülőgalaxisok porösszetételét távolról sem ismerjük teljes. A fenti hiányosságok vezettek arra, hogy megvizsgáljuk a meglévő szupernóva-adatok statisztikai tulajdonságait (különös tekintettel a mérésekből meghatározott abszorpció-adatokra), hátha szisztematikus hiba lép fel az abszorpció nem teljes ismerete miatt, és ez befolyásolja a luminozitási távolságokat.

3.4. A luminozitási távolság és a kozmológiai adatok

A D_L luminozitási távolság egy távolság-dimenziójú mennyiség, amelyet szupernóvák esetén könnyű előállítani (22) segítségével. A D_L érzékenyen függ egyes kozmológiai paramétereiktől, egészen pontosan a Világegyetemet alkotó anyagfajták sűrűségétől:

$$D_l = \frac{c(1+z)}{H_0\sqrt{|\Omega_k|}} S(\sqrt{|\Omega_k|}) \times \int_0^z [(1+z')^2(1+\Omega_M z') - z'(2+z')\Omega_\Lambda]^{-1/2} dz' \quad (23)$$

A képletből látható, hogy a D_L értéke érzékeny a különféle anyagfajták sűrűségarányaira, ezért a mért adatokra való illesztéssel kiválasztható az adatokkal legjobban harmonizáló kozmológiai modell.

3.5. A szupernóva-adatok története és a kozmológiai konstans bevezetése

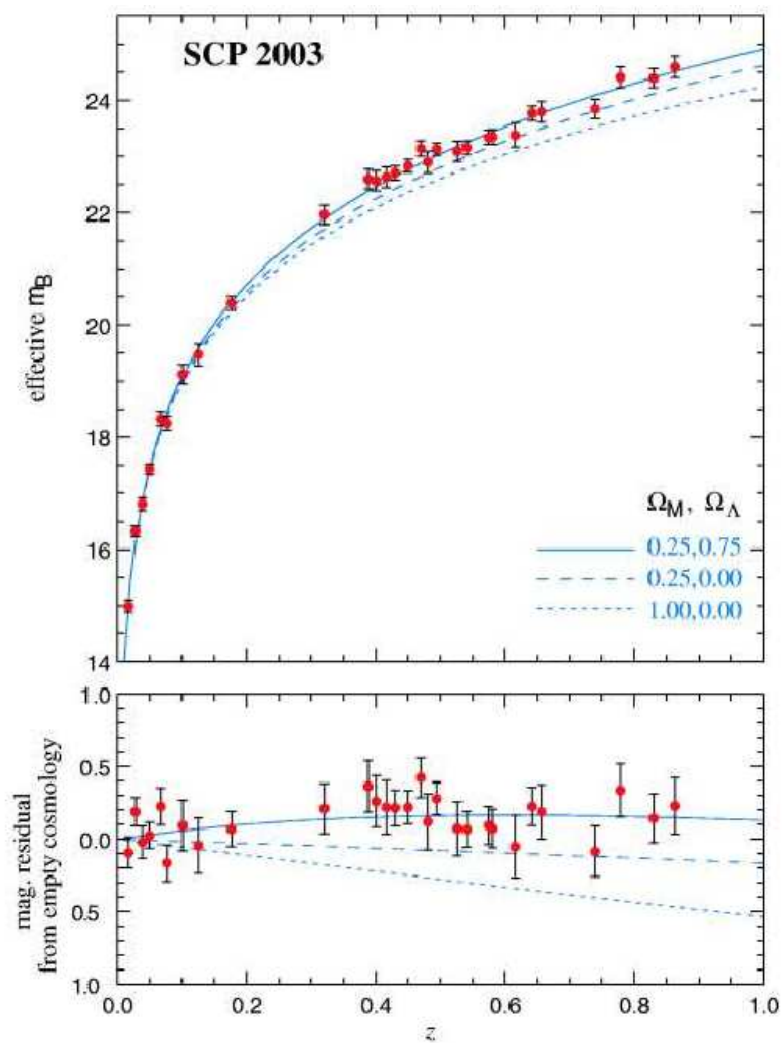
Láttuk, hogy az Ia szupernóvák luminozitása nagyjából azonosnak tekinthető, kozmológiai felhasználásuk magától értetődő. Több szupernóva kutatócsoport jött létre az elmúlt tizenöt évben, mint például a *Calán/Tololo Search*, a *High-Z Supernova Search*, és a nemrég megalakult kutatócsoport, a *Supernova Cosmology Project*.

Az 1993-ig tartó vizsgálat során a Calán/Tololo csoport 29 db szupernóvát fedezett fel, amelyek vöröseltolódásai a $0.01 < z < 0.1$ tartományba esnek. Ezen szupernóvák közül tizenhétet még a jelenség maximális fényessége előtt öt nappal sikerült észlelni, ami miatt az adatok különösen jól használhatóak. Ezen adatok felhasználásával lehet meghatározni a fénygörbe alakját és a maximális fényesség korrelációs tulajdonságát.

A Calán/Tololo Search illetve a High-Z Supernova Search használható adatainak kompozíciójából nyert 34 db Ia típusú szupernóvát tartalmazó mintát szokás nevezni az alacsony vöröseltolódású SN Ia mintának, hiszen ezek $z < 0.5$ vöröseltolódású-intervallumban helyezkednek el.

1989-től 1997-ig 15 db nagy vöröseltolódású ($z > 0.5$) Ia típusú szupernóvát fedeztek fel. 1998-ban fedezték fel az akkor legtávolabbi, $z = 0.83$ -as vöröseltolódású szupernóvát (ennek a fénye olyan messziről érkezett hozzánk, hogy mikor a csillag felrobbant az Univerzum a mai korának még csak a felénél járt), azóta már $z = 1$ fölött is találtak szupernóvákat, a szupernóva kutatások még ma is folynak. 1999 október- november táján a High-Z Supernova Search csoport tagjai fedezték fel az eddigi legeslegtávolabbi $z=1.33$ vöröseltolódású szupernóvát.

Mivel a kis vöröseltolódások esetén a különböző kozmológiai modellekből számolható luminozitási távolság-adatok nem térnek el jelentősen egymástól, a szupernóvákból számolt luminozitási távolságok alapján nem lehet dönteni. Ezért csak a nagy vöröseltolódású szupernóvák foglalkoznak a kutatócsoportok, illetve ezek az adatok relevánsak a kozmológiai konstans nagyságát illetően. Az 1. ábrán a Supernova Cosmology Project által készített SN Ia Hubble-diagramm látható. A szupernóvák adatai a következő modellt támasztják alá a legjobban: $\Omega_m = 0.3$; $\Omega_\Lambda = 0.7$



1. ábra. A felső panelen a hagyományos Hubble-diagramm, az alsón pedig az üres Univerzum luminozitási távolságaihoz viszonyított diagramm látható a vöröseltolódás függvényében. A Supernova Cosmology Project *csak* a kis abszorpciójú szupernóvákat vizsgálta a kozmológiailag érdekes nagy z -jú tartományban. Forrás: Knop et al. (2003).

3.6. Az adatok vizsgálata és korrekciója

A legkiterjedtebb, számunkra használható dimenziójú adatokat tartalmazó lista két cikk adataiból áll össze (Tonry et al., 2003, Barris et al., 2004). Ezek maguk is korábbi kutatások adataiból összeállított kompilációk. Az első minta 230, a második 23 szupernóvát tartalmaz. Ebből a mintából 10 darabot kihagytunk, mert bizonytalanságaik meghaladták a 3σ értéket.⁸ Ezek után egy 201 darabból álló adatsor marad.⁹ Az anyagaxis-beli abszorpció-értékek 0 és 4.1 magnitúdó közé esnek, de néhány kivételtől eltekintve lényegében a 0 – 1 magnitúdó közti tartományt fedik le.

3.6.1. Abszorpció

Az abszorpcióértékek eloszlása könnyen modellezhető egy a látóirányhoz véletlen orientációjú poros galaktikus koronggal. Noha ez durva közelítés, hiszen nem veszi figyelembe a morfológiát, mégis jó egyezést kapunk a valóságos adatokkal. Feltételezzük, hogy a korongban az intersztelláris anyag és a szupernóvák eloszlása egyaránt exponenciális eloszlást követ:

$$\rho(z) = \rho(0)\exp(-z/h)$$

ahol a z a síkra merőleges koordináta, h pedig a megfelelő skálamagasság. Az abszorpció értéke a szupernóva helyétől is függ. Ha a szupernóva az anyagaxis megfigyelő felé eső felében van, azaz a szupernóva a megfigyelő szemszögéből az anyagaxis fősíkja felett van, akkor a fény a galaxisból kifelé

$$A(z) = A_0/\sin(b)[2 - \exp(-z/h_d)]$$

abszorpciót szenved, ha pedig a szupernóva a galaxis fősíkja alatt van, akkor

$$A(z) = A_0/\sin(b)[2 - \exp(-z/h_d)]$$

az abszorpció értéke; ahol A_0 az abszorpció értéke a korongra való merőleges rálátás esetén a pólusnál, b a rálátás szöge. A modellben b -t és z -t kezeltük véletlen

⁸A logaritmikusan luminozitások közepes hibája 0.04, 0.02 standard deviációval.

⁹Riess et al. (2004) válogatott adatsora 186 elemet tartalmaz, lényeges átfedésben az általunk felhasznált 201 szupernóvával.

változókként. A képletek állandói a következő értékekkel bírnak: az Ia szupernóvák az öreg korong-populációhoz tartoznak 300 pc-es skálamagassággal (h) (della Valle & Panagia, 1992); a por skálamagassága a korongban 130 pc (h_d), továbbá a korongra való merőleges rálátás esetén 0.18^{mag} az abszorpció értéke (A_0). A kapott abszorpcióértékek hisztogramja a 2 ábrán látható, alatta összehasonlításul a valós adatok hisztogramja szerepel.

A szimuláció és a valóságos adatok, a modell hiányosságai ellenére jól egyeznek, a két adatsoron végzett K-S próba szerint az adatok $p = 0.55$ valószínűséggel ugyanabból a háttéreloszlásból valók. Mindkét hisztogramm tartalmaz egy csúcsot $A_V = 0$ -nál, és $A_V = 0.3$ -nál. Az első csúcs azoktól a szupernóváktól ered, melyek a megfigyelő oldalán fénylenek fel, merőleges, vagy közel merőleges rálátással, míg a második csúcs a fősík alatti szupernóváktól származik, szintén merőleges rálátás esetén.

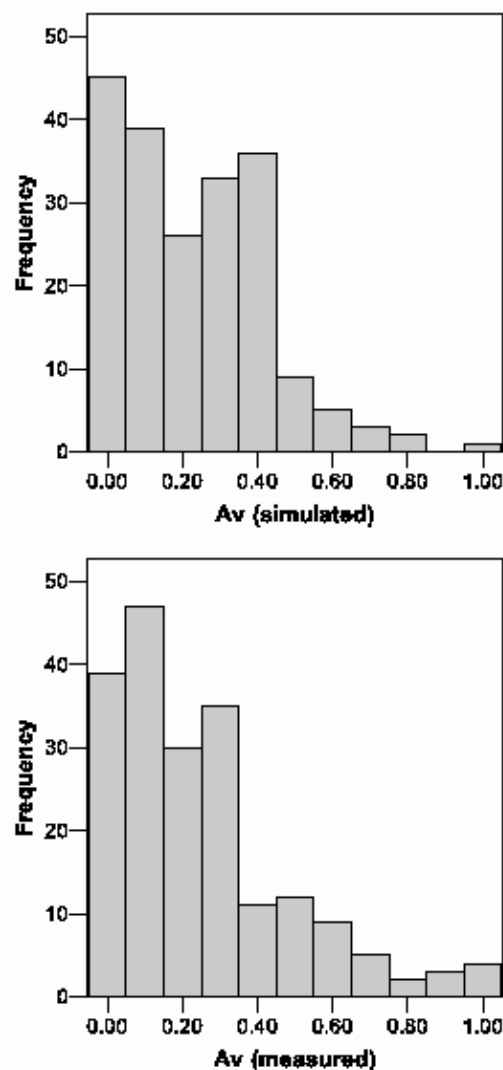
Előfordulhat, hogy a megfigyelt eloszlást kiválasztási hiba terheli, mert a minta nagy vöröseltolódású objektumai esetén a nagy abszorpciót szenvedő adatok már kívül esnek a megfigyelési küszöbön, ez további vizsgélatokat igényel.

3.6.2. Vöröseltolódás

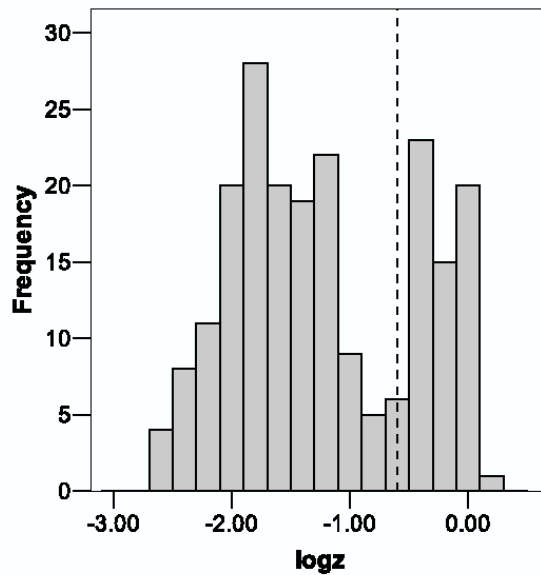
A vöröseltolódás-adatok eloszlása kétmódusú (lásd: 3. ábra). Az adatsor $z = 0.25$ -nél választható ketté, amint az ábrán látszik. A kis vöröseltolódású tartományban a különböző modellekhez tartozó számított luminozitási távolságok lényegében egybeesnek. Ebből következik, hogy csak a távoli ($z > 0.25$) tartományba eső adatok alkalmasak kozmológiai modellek illesztésére. A nem nulla kozmológiai konstans létére utaló jelek tehát ebben a tartományban vannak. Az általunk használt Tonry et al. (2003) adatsorban a luminozitási távolság meg van szorozva a Hubble-állandó jelenlegi értékével, így a számítások során a H_0 pontos ismerete nem szükséges; a távolságok helyett egyébként tízes logaritmusuk van megadva.

A további statisztikai vizsgálatokhoz kiszámítottuk az $s = (D_L - D_{L0})/\sigma_{DL}$ standardizált eltérést az üres modelltől, ahol D_L a mért logaritmikus luminozitási távolság, σ_{DL} a hozzá tartozó mérési hiba, D_{L0} pedig luminozitási távolság az üres Univerzumban.

A mért és az egy bizonyos (jelen esetben az üres) modellhez tartozó számított D_L -ek s eltérése jó illesztés esetén szimmetrikus kell, hogy legyen. A következőkben



2. ábra. A szimulált (fent) és a valódi (lent) szupernóva-adatok abszorpcióinak hisztogramja. Az abszorpció a vízszintes tengelyen magnitúdóban van megadva. Az $A_V = 0$ értéknél egy jól kivehető csúcsot találunk, ez azt az esetet jelenti, amikor az objektum az anyaggalaxis síkja felett látszik, a megfigyelő felőli oldalon. A második, kisebb csúcs a fősík túloldalára, ugyanilyen pozícióba eső objektumok eredménye. A Kolmogorov-Szmirnov teszt alapján a két minta közötti különbség $p = 0.57$ valószínűséggel csak a véletlen eredménye; tehát a mért és a szimulált adatok statisztikailag valószínűleg azonos háttéreloszlásból származnak.



3. ábra. Az adatsor z -eloszlásának hisztogramja. A függőleges szaggatott vonal mutatja azt a z értéket, mely mentén kettészeltük a mintát.

megmutatjuk, hogy ennek a feltevésnek az ellenőrzésére milyen tesztekét végeztünk. A tesztelés során a mintát elmesztettük $z = 0.25$ -nél, valamint az abszorpció mediánjánál. Azért használtuk a mediánt az átlag helyett, mert az előbbi kevésbé érzékeny a kilógó elemekre. A következő táblázat ezeket az értékeket mutatja a kicsi és a nagy z -jú mintára, valamint az egész adatsorra.

1. táblázat. Az A_V átlagai és mediánjaia kicsi és a nagy z -jú mintára, valamint az egész adatsorra.

Vöröseltolódás	Átlag	Medián	N
$z < 0.25$	0.306	0.250	140
$z \geq 0.25$	0.194	0.140	61
Teljes	0.272	0.190	201

3.6.3. Az adatok statisztikai vizsgálata

Az abszorpció mediánja és a $z = 0.25$ -ös vágás négy részre bontja a mintát. Az ún. előjel-tesztet használtuk annak eldöntésére, hogy az s standardizált eltérések az

üres modelltől szimmetrikusak-e az üres Univerzum referenciavonalára a kicsi és a nagy vöröseltolódású alminta esetén. A "+" előjel szignifikáns többlete egy $\Lambda \neq 0$ modellt erősítene meg, míg az ellenkező eset egy hagyományos Friedmann-modellt támasztana alá.

A vizsgálat során feltételezzük, hogy az s ellógások "+" (vagy "-") előjelének valószínűsége binomiális eloszlást követ:

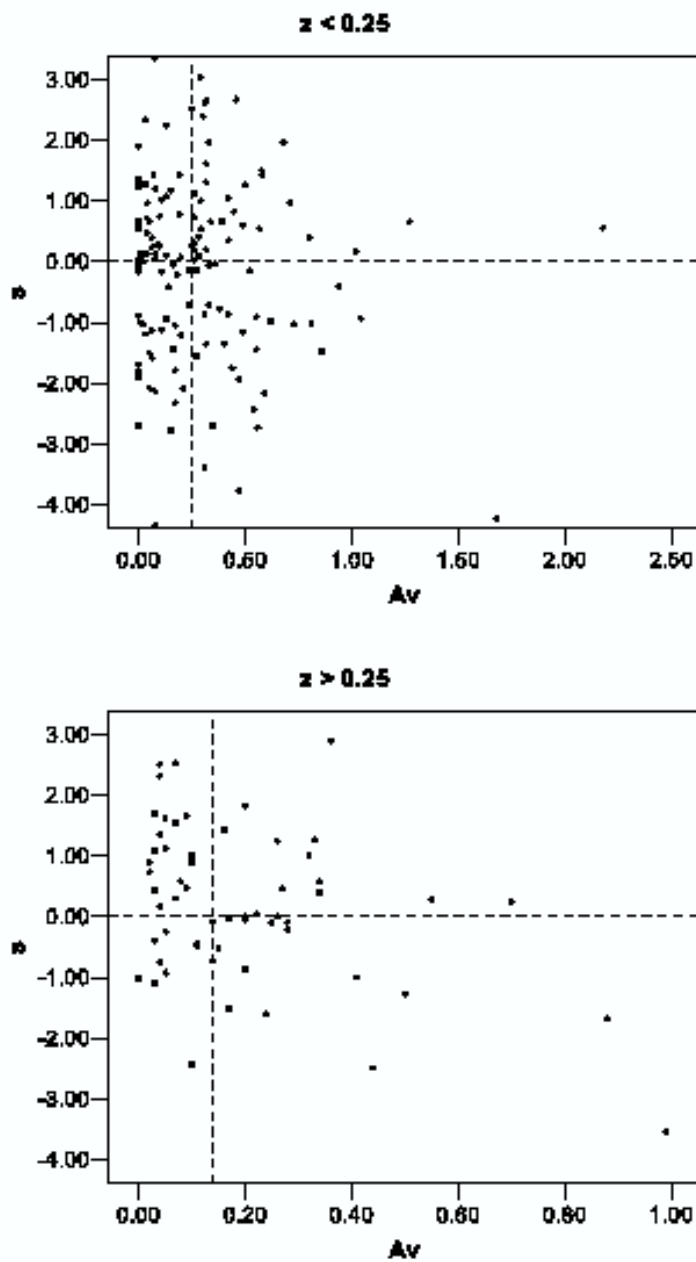
$$P(k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} \quad (24)$$

ahol n a próbák száma, k a sikeres próbák száma, p pedig egy ilyennek a valószínűsége (szimmetrikus esetben $p = 0.5$). A sikeres esetek átlaga np . Ki lehet számítani az $|np - k| \leq \delta$ átlagtól vett eltérést, feltéve hogy azt a véletlen okozza:

$$P(|np - k| \leq \delta) = \sum_{|np-k| \leq \delta = |np-l|} P_l \quad (25)$$

A (25) egyenlet által megadott formula egzakt, és kis elemszámú minta esetén is alkalmazható. Vizsgálataink során előjeltesztet végeztünk a közeli és a távoli szupernóvakat tartalmazó almintán is; mindkét almintát az abszorpció mediánja mentén kettévágva. A 2. és a 1. táblázat foglalja össze az eredményt. A 2. táblázatban szereplő alminta szimmetrikus, függetlenül az abszorpció értékétől (ti. attól, hogy az abszorpció értéke kicsi-e, vagy nagy). Ezzel ellentétes a 3. táblázat által mutatott helyzet. A nagy vöröseltolódású alminta kis és nagy abszorpciójú részei statisztikailag eltérő tulajdonságúak (4. ábra). Míg az alacsony abszorpciójú rész szembevető többletet mutat olyan pontokból, amelyek az üres Univerzum referenciavonala fölött vannak, addig azok a pontok, melyek az A_V mediánja fölött vannak, ugyanezt nem mutatják, azaz elhelyezkedésük szimmetrikus a referenciavonalra. Ez a jelenség valószínűleg egy rejtett korrelációval magyarázható az s standardizált ellógások és az A_V abszorpcióértékek között a nagy z -jú tartományban.

Az előjelteszt alkalmas arra, hogy tanulmányozni lehessen a referenciavonal fölötti többletet az s ellógások mintáján, és így vizsgálhatóvá tegye a $\Lambda \neq 0$ kozmológiai modell helyességét, az Ia szupernóva adatok esetén. Azonban nemcsak ezt az egyszerű statisztikai próbát lehet alkalmazni. A nagy z -jú mintán Student-féle t -próbát, Mann-Whitney tesztet és Kolmogorov-Szmirnov próbát is végeztünk; az



4. ábra. A közeli (fent) és a távoli szupernóvák almintája az $s - A_V$ fázissíkon ábrázolva. A vízszintes vonal az üres Univerzum referenciavonala, a függőleges vonal pedig az abszorpció mediánja. Látható, hogy míg a közeli almintá s standard ellógásai szimmetrikusak az üres Univerzum referenciavonalára, mind az A_V mediánja alatt, mind fölött, addig a távoli almintá kis abszorpciójú részhalmaza nem szimmetrikus, ugyanakkor a nagy abszorpciójú rész pedig az. Ha az adatok minden szisztematikus hibától mentesek, ez nem fordulhatna elő.

2. táblázat. A kis vöröselotlódású ($z < 0.25$) alminta előjeltesztjei az A_V mediánja mentén szétvágott mintán. Az utolsó oszlop (P_l) annak valószínűsége, hogy a "-" és a "+" jelek mérőszáma csak a véletlen miatt különbözőek. Az s standardizált ellógások eloszlása szimmetrikus, függetlenül A_V értékétől.

	k ("-")	n-k ("+")	n	P_l
$A_V < 0.25$	34	35	69	1.000
$A_V \geq 0.25$	34	37	71	0.813
Teljes	68	72	140	0.800

3. táblázat. A nagy vöröselotlódású alminta ($z \geq 0.25$) előjeltesztjei, szintén az A_V értékek mediánja mentén kettévágott mintára. Az utolsó oszlop (P_l) annak valószínűségét adja meg, hogy a "-" és a "+" jelek mérőszáma csak a véletlen miatt különbözőek. Ellentétben a 2. táblázattal, a minta alacsony abszorpciójú részén (a mediántól kisebb értékek eseténa "+" jelű adatok olyan többletet mutatnak, mely nem magyarázható a véletlennel. Ezzel ellentétben az $A_V \geq 0.140$ tartományban az eloszlás továbbra is szimmetrikus. A nagy vöröselotlódású alminta $A_V < 0.140$ és $A_V \geq 0.140$ részeinek tulajdonságai közötti különbség egy korrelációra utal az s normalizált ellógások és az abszorpció között.

	k ("-")	n-k ("+")	n	P_l
$A_V < 0.140$	9	21	30	0.043
$A_V \geq 0.140$	17	14	31	0.720
Teljes	26	35	61	0.305

eredményeket a 4. táblázat mutatja.

4. táblázat. További tesztek eredményei a minta nagy z -jú részére.

Teszt típus	szign.	Mintaszám
Student t	0.044	61
Mann-Whittney	0.025	61
Kolmogorov-Szmirnov	0.005	61

A Student féle t -próba az átlagokat veti össze a medián két oldalán, míg a másik három teszt magát az s eloszlását. Megállapítható, hogy a további vizsgálatok is megerősítették az előjelteszt eredményét.

3.6.4. Pearson-korreláció és faktoranalízis

A 3.6.3. részben kimutatott korreláció számszerűsítésére kiszámoltuk a Pearson-féle lineáris korrelációt az A_V és az s értékek között; mind a közeli, mind a távoli almintára. Az 5. táblázat azt mutatja, hogy a nagy z -jú minta esetén a korreláció nagyon erős, ellentétben a kis z -jú almintával.

5. táblázat. Pearson-féle lineáris korreláció az A_V abszorpció és az s standardizált eltérések között. A harmadik oszlop a korreláció véletlen előállításának valószínűségét adja meg.

	$Korr.(A_V, s)$	Szign. (2 oldali)	N
$z < 0.25$	-0.068	0.427	140
$z \geq 0.25$	-0.411	0.001	61
Total	-0.122	0.086	201

Feltettük, hogy egy f rejtett változó van jelen mind az s , mind az A_V adatsorban, mely felelős a korrelációért. Ha pusztán statisztikai szempontból nézzük, akkor a rejtett változó fizikai tartalma irreleváns számunkra, mert a fizikai háttér ismerete nélkül is tudjuk kezelni a korrelációt matematikailag. Az előbbi feltevés alapján a megfigyelt s és A_V értékek kifejezhetőek f szerint:

$$\begin{pmatrix} A_V \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0 \\ s_0 \end{pmatrix} f + \begin{pmatrix} \varepsilon_A \\ \varepsilon_s \end{pmatrix} \quad (26)$$

ahol A_0 , s_0 állandók, ε_A , ε_s pedig a zaj-tagokat jelentik. Hogy megbecsülhessük A_0 , s_0 és f értékét, faktoranalízist alkalmazunk. A legtöbb számítógépes programcsomagban a faktormodell megoldása nem más, mint a megfigyelt mennyiségek korrelációs mátrixa főkomponenseinek kiszámítása (ezek a mennyiségek esetünkben A_V és s). A megoldás menete a következő: ki kell számítani a korrelációs mátrix sajátértékét és sajátvektorait – azaz egy sajátértékprobléma megoldásáról van szó:

$$\begin{pmatrix} 1 & r \\ r & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Esetünkben r a Pearson-korreláció az A_V és az s között, a_1, a_2 a sajátvektor komponensei, λ pedig a mátrix sajátértéke. Ha a faktoranalízisre a főkomponensek kiszámítását használjuk, akkor felvetődhet a kérdés, hogy melyek a 'szignifikáns'

és 'nem szignifikáns' főkomponensek, mivel csak az előbbiekre van szükség. Ilyenkor az a szokásos eljárás, hogy csak azokat a sajátvektorokat vesszük figyelembe, amelyekhez egy bizonyos korlátnál nagyobb sajátérték tartozik. Az általánosan használt Kaiser-kritérium csak a $\lambda \geq 1$ sajátértékekhez tartozó sajátvektorokat veszi figyelembe; mi is ezt választottuk.

Az a_1, a_2 komponensei használhatók az (26) egyenlet állandóinak kiszámítására, a következő egyenletek segítségével:

$$A_0 = \sigma_{A_V} a_1 \quad ; \quad s_0 = \sigma_s a_2 \quad , \quad (28)$$

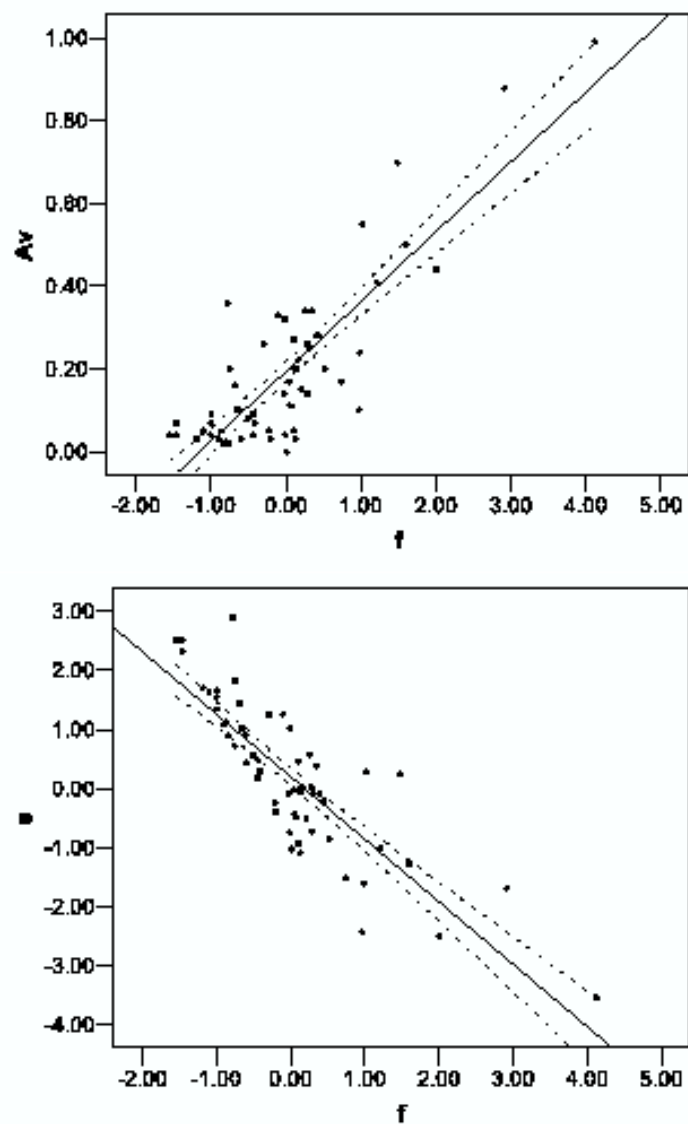
ahol $\sigma_{A_V}; \sigma_s$ az A_V és az s standard deviációi. Az akármelyik adatponthoz tartozó f értéket a (26) egyenletbe való visszahelyettesítéssel kapjuk; az első főkomponens felhasználásával.

Az 5 ábra jól mutatja, hogy mind az A_V abszorpció, mind az s standardizált ellégás mutatja az f faktor jelenlétét. Ezen rejtett változó hatását el kell távolítani az adatsorból, mielőtt azt kozmológiai modellek illesztésére használnánk.¹⁰

6. táblázat. Egyéb korrelációk a távoli almintára. Ha a felosztásunkat tekintjük, mely az s és az A_V mediánja mentén vágta szét a mintát négy részre, akkor abban egy 2×2 kontingenciatábla keletkezett. Ezt jelenti az utolsó két sor címkéje.

Típus	<i>Korr.</i>	<i>Szign..</i>	N
Pearson lineáris ($0 < A_V < 1.0$)	-0.411	0.001	61
Pearson lineáris ($0 < A_V \leq 0.5$)	-0.221	0.094	57
Pearson R (2×2 kont. tábla)	-0.381	0.005	57
Spearman (2×2 kont. tábla)	-0.381	0.005	57

¹⁰A Pearson-korreláció jó eredményét kezeljük azonban óvatosabban. Általában a korreláció használata során felteszik, hogy mindkét mennyiség – itt az A_V, s pár – Gauss-eloszlást mutat. Esetünkben ez nem mindig teljesül. A $z \geq 0.25$ tartományban 57 adat van az $A_V < 0.5$ tartományban és csak 5 fölötte. Ha tehát csak azokat a pontokat vennénk figyelembe, melyekre $A_V < 0.5$, és így számolnánk Pearson-korrelációt, az még mindig negatív lenne, de csak -0.221 lenne, 0.094-es szignifikanciával. Erre az adatsorra, mely az $A_V < 0.5$ tartományban van, további korrelációk is számolhatók, melyeknél nincs szükség a normál eloszlás feltevésére. V. ö.: 6 táblázat.



5. ábra. Az A_V abszorpció (fent) és az s standardizált ellógás (lent) f függése. A folytonos vonal a megfelelő mért mennyiség függését mutatja a rejtett változótól, a szaggatott vonalak pedig a 95%-os konfidencia-vonalak. A rejtett változó hatását el kell távolítani az adatsorból az adatok kozmológiai felhasználása előtt.

3.7. Az adatok kozmológiai felhasználása

Amint az előző részben kimutattuk, az adatok szisztematikus hibával terheltek, ezeket eltávolítva lehetséges azok kozmológiai felhasználása. A faktoranalízis az s standardizált eltérést két részre bontja: $s = s' + s''$. Itt s' az s azon része, melyet az ismeretlen f háttérváltozó okoz, s'' pedig a valódi eltérés, mely független az abszorpciótól. Az s definíciójának alapján $-s = (D_L - D_{L0})/\sigma_{DL} -$ azt írhatjuk, hogy $D_L = D_{L0} + \sigma_{DL}(s' + s'')$. Ha átrendezzük ezt az egyenletet, akkor a következő, a háttérváltozótól immár független mennyiségre jutunk: $D_L^c = D_L - \sigma_{DL}s' = D_{L0} + \sigma_{DL}s''$. Ezt az D_L^c korrigált luminozitási távolságot lehet kozmológiai modellek tesztelésére használni.

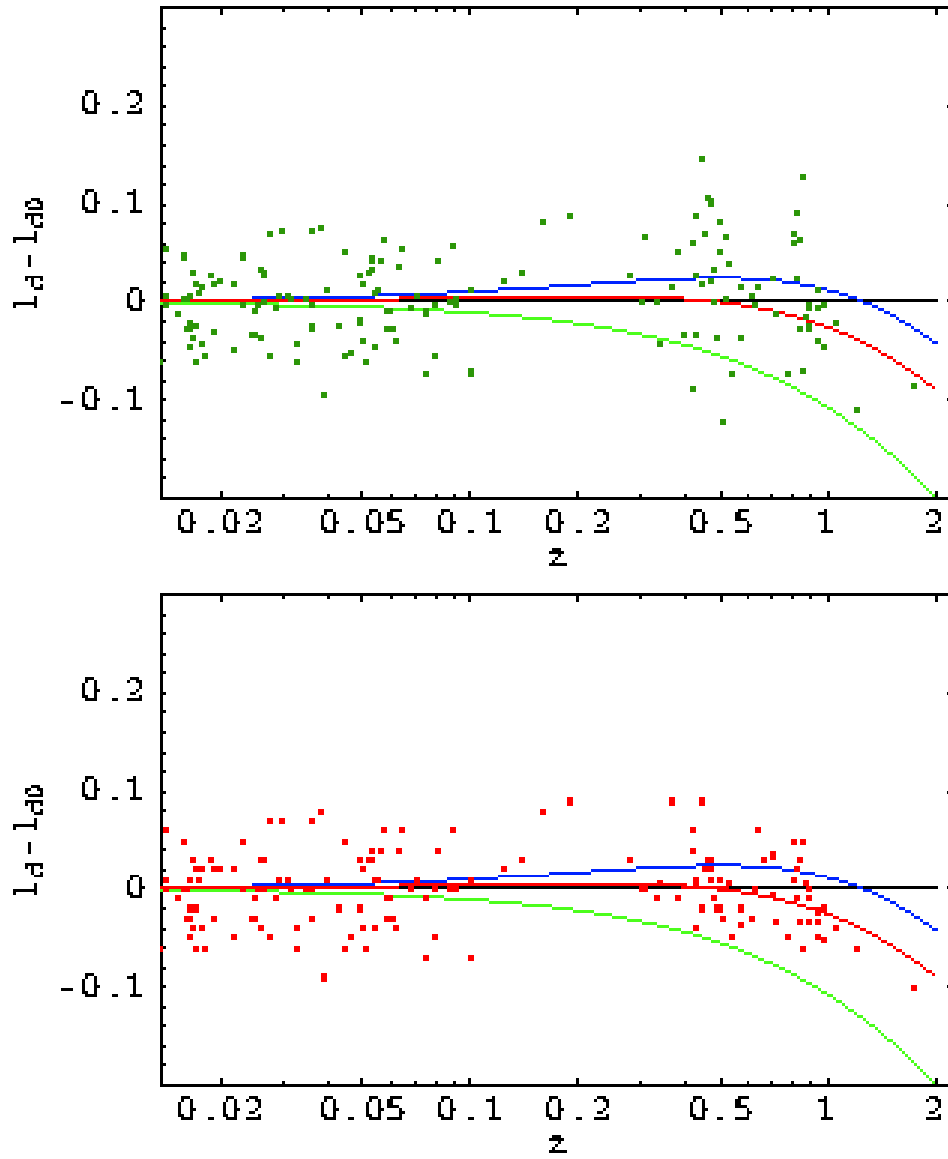
Egy z vöröseltolódású jelenség luminozitási távolságát, mint azt az 3.4 részben már írtuk, a különböző kozmológiai modellekben számolni is lehet, a (23) egyenlet alapján. Láttuk, hogy a z mellett, a D_L függ a görbülettől, valamint az Ω_Λ és Ω_M normált sűrűségértékektől is. Manapság az SN Ia és WMAP mérések alapján széles körben elfogadott modell szerint az $\Omega_\Lambda = 0.7$ és az $\Omega_M = 0.3$, melyek együtt egy $\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$ euklideszi modellt erősítenek meg. (Hansen et al. [18]; Verde [46]; Wright [49]).

Azonban a D_L luminozitási távolságok adatain végzett korrekció után már más modell favorizálható. Hogy össze tudjuk hasonlítani a korábbi eredményekkel a korrigált adatsorból számítottakat, kiszámítottuk a χ^2 függvény "távolságát" a korrigált adatsor és az egyes kozmológiai modellek között. Ahol ez a távolság minimális, azt a modellt favorizálják az új adatok; ott a legjobb az illeszkedés:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(D_L^{korr} - D_L^{calc}(z, \Omega_\Lambda, \Omega_M))^2}{\sigma_{DL}^2} \quad (29)$$

Eredményül az $\Omega_\Lambda = 0.47$ és az $\Omega_M = 0.43$ értékeket kaptuk, amik lényegesen különböznek az eddig elfogadott $\Omega_\Lambda = 0.7$ és $\Omega_M = 0.3$ értékektől. Az 6. ábrán a megfigyelt luminozitási távolságok szerepelnek a z függvényében, normálva az üres Univerzum modelljének D_L adataival; először a nem korrigált adatsor szerepel (fent), majd az általunk korrigált (lent).

Érdekes észrevenni egy újabb tény, mely az adatok korrekciójának helyességét támasztja alá. Az adatok szórása a $z > 0.25$ tartományban a legjobban illeszkedő modellhez képest kisebb a korrigált adatsor esetén, mint a nem korrigált esetben.



6. ábra. A luminozitási távolság-adatok eltérése az üres Univerzum-belitől a z vöröseltolódás függvényében. A felső panel a nem korrigált adatsor z függését mutatja, az alsó az általunk korrigált adatsorét. A legjobban illeszkedő modelleket, illetve néhány referenciavonalat is jelöltünk. Érdeemes észrevenni, hogy a $z > 0.25$ tartomány esetén az adatok szórása jóval kisebb a korrigált adatok esetén, mint a nem korrigált esetben. A piros és a kék vonalak az új ($\Omega_\Lambda = 0.47$; $\Omega_M = 0.43$, illetve a korábbi legjobb modellt reprezentálják ($\Omega_\Lambda = 0.7$; $\Omega_M = 0.3$); míg a zöld vonal az ún. Einstein-féle modellt, ahol $\Omega_\Lambda = 0$; $\Omega_M = 1$. A vízszintes vonal az üres Univerzum referenciavonala.

Számszerűen, az egy szabadsági fokra eső χ^2 értéke $\chi_{df}^2 = 1.46$ a nem korrigált esetben, míg $\chi_{df}^2 = 0.38$ a korrigált esetben.

3.8. A Λ értéke az SN Ia adatok újraértékelése után

A legjobban illeszkedő modellben a Λ értéke 0.46, ami jelentősen eltér a kanonikus $\Omega_\Lambda = 0.7$ -től. Mindazonáltal a χ^2 -függvény konfidencia-intervallumainak elemzése további fontos eredményeket mutat a Λ nagyságával kapcsolatban, így ezen intervallumok kiszámítása a következő feladat.

Feltéve, hogy a (29) egyenletben a $D_L^{korr} - D_L^{calc}$ reziduálok normál eloszlást követnek, továbbá bevezetjük az $L = \log P$ valószínűség-függvényt, a következő összefüggésre jutunk:

$$L = -\frac{\chi^2}{2} + constant. \quad (30)$$

A paraméterek konfidencia-intervallumai a következő egyenletből becsülhetők:

$$2(L_{max} - L_0) \approx \chi_p^2, \quad (31)$$

ahol L_{max} és L_0 a valószínűség-függvény értékét jelentik a maximumban, illetve annél az értéknél, ahol a paramétereket becsüljük. Esetünkben a szabadsági fok $p = 2$. Amikor a (29) egyenletet minimalizáljuk, egyúttal maximalizáljuk a (30) egyenletet. A (31) egyenlet lehetővé teszi a konfidencia-intervallumok kiszámítását. Miután χ_p^2 értékét rögzítettük a (31) egyenletben, az egyenlet kijelöli a konfidencia-intervallumok határait az $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$ paramétertérben. A χ^2 függvény minimuma a legvalószínűbb érték, ám egy azt körülvevő $\chi_p^2 + \chi_{\beta(kontur)}^2$ görbén belül még mindig β , azon kívül pedig $1 - \beta$ a valószínűsége, hogy ott a valódi adat. A β értékét matematikai statisztika-könyvekből lehet kiolvasni, esetünkben $p = 2$ szabadsági fokra (pl. lásd: Kendall & Stuart, 1973). Ezt az eljárást követve kaptuk az 7. ábra konfidencia-intervallumait, ahol balra a nem korrigált, jobbra a korrigált minta fázistere látható.

A 7. ábra bal és a jobb oldalának összevetése világosan mutatja, hogy mi a lényeges különbség a nem korrigált és a korrigált adatok között. Míg a nem korrigált adatsor erőteljesen alátámasztja a $\Lambda \neq 0$ modelleket, addig a $\Lambda = 0$ megoldási lehetőség jóval belül van a 95%-os kontúron a korrigált esetben. Továbbá

érdeemes megjegyezni, hogy a kanonikus $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $\Omega_M = 0.3$ értékek kívül esnek a legvalószínűbb 99%-os tartományon a korrigált minta esetén. Egyébként ha ragaszkodunk ahhoz, hogy a Világegyetem euklideszi szerkezetű legyen, akkor az 7. ábra zöld vonala az $\Omega_\Lambda = 0.55$ és $\Omega_M = 0.45$ értékpárt metszi ki az 1σ tartományból.

A 3.6. fejezetben tárgyalt statisztikai jelenségek tisztán fenomenologikusak a mi szempontunkból, azaz nem adnak támpontot azoknak a valódi fizikai okoknak a természetére vonatkozóan, melyek az A_V és az s adatok közötti korrelációt okozzák. Az adatsor pontos szimulációja segíthet tisztázni a fizikai hátteret.

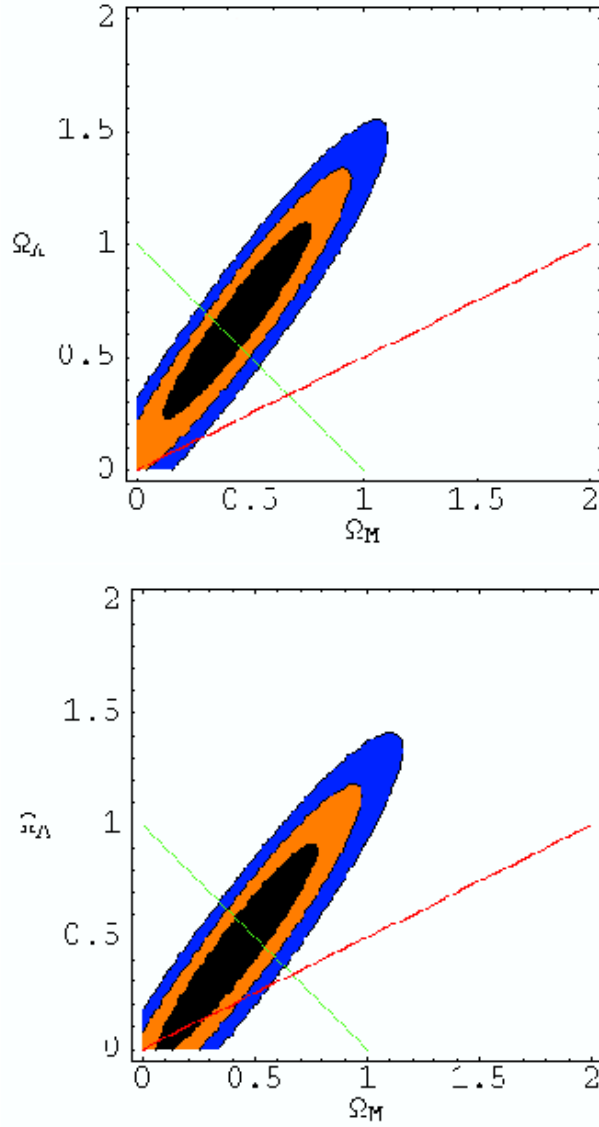
3.9. Az SN Ia adaok vizsgálata Monte Carlo-szimulációval

Hogy eldönthessük, az általunk fellelt korreláció valós-e, vagy csak a véletlen műve, Monte Carlo-szimulációt készítettünk az SN Ia adatsorra (Balázs et al. 2007). Nullhipotézisként feltettük, hogy az effektus pusztán a véletlen műve, ebből kiindulva $A_V - s$ párokat szimuláltunk. Az abszorpció szimulációját már korábban leírtuk (3.6.1. fejezet), szükségünk van még a z értékek szimulációjára, majd ezekből a hozzájuk tartozó D_L értékek kiszámítására a kanonikus $\Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_m = 0.3$ modell keretei között. Az így kiszámított értékekhez véletlen szórást adtunk, majd szimuláltuk a k -korrekciót is.

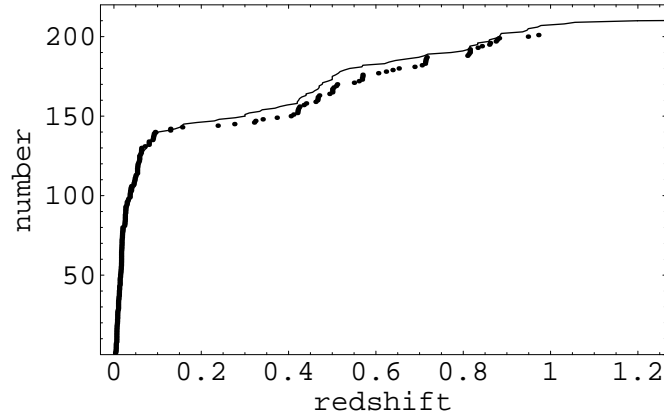
3.9.1. Az adatok szimulációja

Hogy a korreláció természetét vizsgálhassuk, a következő adatvektort kell előállítani Monte carlo-szimulációval: $SN(z, D_L, \sigma_{DL}, A_V, k(z))$, ahol a jelölések ismertek, új jelölés a $k(z)$, mely a k -korrekciót jelenti.

Első feladatunk a vöröseltolódás szimulációja. Mivel a valódi z adatok háttérel-oszlása ismeretlen, ezért azok kumulatív eloszlásából szimuláljuk a vöröseltolódást. A kumulatív eloszlás egy lépcsős függvény, melynek vízszintes tengelyén a vöröseltolódás, függőleges tengelyén a darabszám van feltüntetve. A függvény értéke minden olyan z értéknél megnő 1-el, ahol az adatsor tartalmaz egy szupernóvát. A szimuláció úgy történik, hogy legyártunk a valódi minta elemszámának (201 db) megfelelő véletlenszámot 0 és 201 között, majd ezeket levetítjük a kumulatív el-



7. ábra. Konfidencia-intervallumok az $\{\Omega_\Lambda; \Omega_M\}$ fázissíkon, az eredeti adatokra (bal panel) és a korrigált adatsorra (jobb panel). A fekete, narancssárga és kék régiók külső határai rendre 67%, 95%, illetve 99.3% konfidenciáknak felelnek meg. A piros vonal a gyorsulva táguló modelleket választja el a lassulva tágulótól, a zöld vonal pedig a hiperbolikus modelleket a szférikusaktól; maga a vonal az euklideszi modellnek megfelelő $\{\Omega_\Lambda; \Omega_M\}$ párokat jelenti. Fontos, hogy a korrigált adatok lehetővé teszik az $\Lambda = 0$ megoldás létezését is, míg a régi adatok nem.



8. ábra. A szimulált (pontok) és a valódi (vonal) vöröseltolódás értékek hisztogramja.

oszláson keresztül a z értékeket tartalmazó tengelyre. A szimulált számok nem egészek (hiszen ilyenkor egy már meglévő valós adatra mutatna a vetítés, mert azok sorszámai voltak a függőleges tengelyen feltüntetve), és a törtrészek kezelését lineáris interpolációval végeztük. A szimulált és a valódi kumulatív eloszlás az 8. ábrán látható.

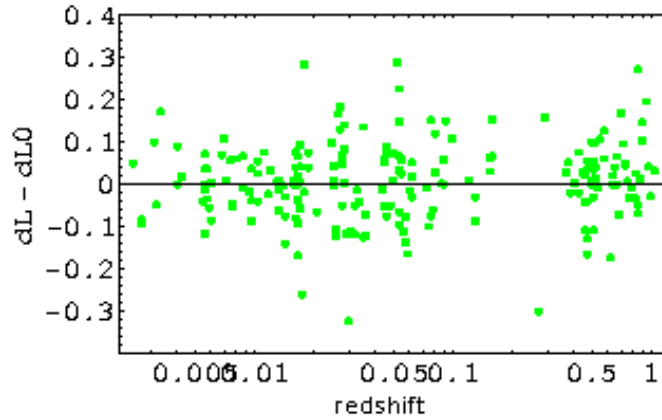
A (23) képlet segítségével a 201 db z értékhez kiszámítjuk a D_L luminozitási távolságot a kanonikus $\Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_m = 0.3$ modellben, majd szórást is szimulálunk hozzájuk. Az ehhez szükséges σ_{DL} értékek a Tonry et al.(2003), illetve a Barris et al. (2004) adatsorban megtalálhatóak. Az innen vett σ_{DL} értékeket még meg kell szorozni egy szimulált Gauss-függvényt követő véletlenszámmal, melynél a Gauss-görbe csúcsa 0-nál van, a $\sigma = 1$.

Most már csak az abszorpció és a k-korrekció modellezése van hátra, és elő lehet állítani a 6. ábra szimulált párját. Az abszorpció modellezésére az 3.6.1. fejezetben leírt modellt használtuk.

A távoli szupernóvák fénye a vörös felé tolódik el, a színek pedig megnyúlik. Ezt korrigálja a k-korrekció, mely egy félempirikus formula:

$$k(z) = k_0 + 2.5lg(1 + z). \quad (32)$$

Az eddigi legrészletesebb adatok a k_0 értékeire (mely az anyaggalaxis morfológiájától függ) a Frei & Gunn (1994) cikkben találhatók, ám ez az adatbázis is



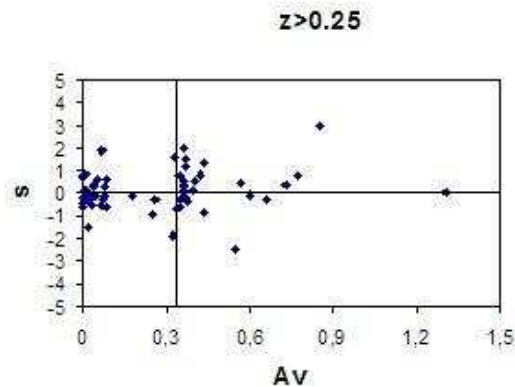
9. ábra. A szimulált $D_L - D_{L0}$ értékek z függése. Látható, hogy a szórás nem növekszik meg jelentősen a $z > 0.25$ tartományban, ellentétben a valódi mintával.

csak $z = 0.6$ -ig számol. A legtöbb esetben az SN Ia anyaggalaxisa ismeretlen típusú, így kénytelenek vagyunk a Frei & Gunn (1994) súlyozott átlagaival számolni a szimuláció során, valamint extrapolálni a $z = 0.6$ tartomány fölé is. Riess et al. (2004) megad néhány k -korrekció értéket távoli szupernóvák esetén.¹¹ A Riess et al. (2004) által megadott adatokat összevetve a szimuláció eredményével a $z > 0.6$ tartományban, a Kolmogorov-Szmirnov próba alapján a két minta azonos, $p = 0.51$. Mindezek után előálítható a 9. ábra, mely nem más, mint a szimulált Hubble-diagramm.¹²

A szimuláció fő célja az volt, hogy megvizsgálja az 3.6.3 részben feltárt korreláció létezését. Éppen ezért a szimulált mintát és két részre kell bontani a $z = 0.25$ vöröselölődés-értéknél, és itt is el kell végezni az s eltérések vizsgálatát a nagy z -jú tartományban az abszorpció mediánja alatt és felett. A szimulált esetben a távoli almintát tekintve az s adatok elhelyezkedése az üres Világegyetem referenciavonalához képest nem mutatott eltérést az abszorpció mediánja alatt, illetve fölött (10. ábra). A Kolmogorov-Szmirnov próba szerint a távoli almintá nagy, illetve kis abszorpciójú része ugyanazon háttéreloszlás reprezentációja $p = 0.56$ valószínűséggel.

¹¹Itt $z > 0.6$ értékekre volt szükség, hiszen ezt a tartományt kellett extrapolációval szimulálni.

¹²A (22) egyenletből tulajdonképpen nincs meg az M_V abszolút magnitúdó, ám ez a $D_L - D_{L0}$ kivonásnál úgyis kiesik. Az M_V szimulációjára akkor lenne szükség, ha a látszó fényességet is meg szeretnénk határozni a szimulációban. A Balázs et al. (2007) ezt meg is teszi, mert ott a műszerek érzékenységének hatását is vizsgálták a Hubble-diagrammra.



10. ábra. A szimulált $A_V - s$ fázisú a $z > 0.25$ esetben. A vízszintes vonal az üres Univerzum referenciavonala, a függőleges az abszorpció mediánja. Látható, hogy az eloszlás szimmetrikus az abszorpció mediánja alatt és fölött is.

A valódi mintában talált korreláció a Monte Carlo-szimuláció alapján sem lehet véletlen effektus, azért valamiféle fizikai folyamat felelhet. Előfordulhat, hogy szisztematikus mérési hibával állunk szemben. A mérési eljárás szimulációja segíthet majd ennek tisztázásában.

4. Az antropikus elv és a kozmológiai konstans kérdése

Ebben a részben megvizsgáljuk, hogy az antropikus elv rendelkezik-e valós fizikai tartalommal (4.1), ha igen, felírható-e rá valamilyen matematikai meghatározás (4.2), végül pedig valóban megbecsülhető-e segítségével a kozmológiai konstans értéke (4.3).

4.1. Az antropikus elv létjogosultságának megindoklása

4.1.1. Az antropikus elvek definiálása felbukkanásuk történetébe ágyazva

A tudomány fejlődése során egyre-másra dőltek meg a domináns középkori világmagyarázó rendszer tudományos értékkel bíró kijelentései és kiderült:

- a Föld nem a világegyetem középpontja és jelentéktelen helyen található a világegyetemben,
- az égboltot nem szférák alkotják és az égitestek mozgása rendezetlen,
- a világegyetemben található struktúrák fizikai folyamatok következményei,
- az élővilág fejlődés eredménye

A tudomány erejébe vetett hit egyre erősödött. Már-már úgy tűnt, hogy a mechanisztikus világkép teljes magyarázó rendszer lehet. Sokan a fizikán belül is a kutatás végét várták.¹³ A teljesség iránti törekvés először a fizikában hiúsult meg, miután kiderült, hogy elvileg abszolút pontos mérések nem valósíthatók meg.¹⁴ A matematika axiomatizálását, tehát teljes leírását megcélzó törekvéseket pedig Gödel nem-teljességi tétele tette hiábavalóvá. Végül a Turing-tétel az informatikában kimutatta az automaták lehetőségeinek korlátait.

A tiszta, filozófiától mentes természettudományt óhajtó tudósok legnagyobb zavarára végül 1973-ban egy neves kozmológus a következő – egyelőre módszertani – elvvel állt elő egy krakkói konferencián:¹⁵

Minden kozmológiai elméletnek számolnia kell azzal a ténnyel, hogy a mi helyzetünk az Univerzumban szükségképpen annyira kiváltságos, amilyen mértékben összeegyeztethető létünkkel, mint tudatos megfigyelőkével.¹⁶

Az elvet megalkotója, Carter, antropikus elvnek nevezte el. Az elvnek létezik gyenge és erős változata. A fenti idézetben minden lényeges elem megvan ugyan,

¹³Csak egy-két megoldatlan problémát láttak, ami hamar legyőzhető. Az egyik ilyen nehézség a feketetest-sugárzás volt. Mint az közismert, ebből nőtt ki az egész kvantumelmélet, ami még ma sincs befejezett állapotban. Napjainkban mintha hasonló hangok jelennének meg a „világképlettel” kapcsolatos várakozások során, ti. hogy a fizika vége a küszöbön áll.

¹⁴Ezt mondja ki a Heisenberg-féle határozatlansági reláció: a kanonikusan konjugált operátorokat reprezentáló fizikai mennyiségek egyszerre történő mérésénél a priori hiba lép fel, ami nem tüntethető el.

¹⁵Sokatmondó, hogy a konferencia Kopernikusz születésének 500. évfordulója miatt jött létre, hiszen az antropikus elvek „ellen-kopernikuszi” fordulatot kísérelnek meg.

¹⁶B. Carter, *Confrontation of cosmological theories with observation*, M. S. Longair szerk. Reidel, Dordrecht, 1974 p. 291

mégis definiáljuk pontosan mit értünk az antropikus elv gyenge változatán, azaz a gyenge antropikus elven:

A fizikai és kozmológiai mennyiségek minden megfigyelt értéke nem egyforma valószínűségű, hanem olyan értéket vesz fel, ami azzal a követelménnyel korlátozott, hogy léteznek helyek, ahol az élet ki tud fejlődni és hogy az Univerzum elég idős ahhoz, hogy ez már megtörtént. (WAP)¹⁷

A WAP lényegében nem állít mást, hogy egyrészt az Univerzumban a fizikai állandók és törvények csak az általunk megfigyelték lehetnek, másrészt összeegyeztethetők létünkkel. Története során mindig is ilyen értelemben használták. Például akkor, amikor az 1960-as években Hoyle, Bondi és Gold kifejlesztette az állandó állapotú kozmológiai modellt, mely az anyag folyamatos keletkezését állította, és amely alternatívát kívánt volna adni a standard kozmológiai modellnek. Még mielőtt megfigyelési adatokkal sikerült volna megkérdőjelezni azt, hogy ez az ún. állandó állapotú modell eredeti formájában igaz, a 70-es években a WAP használata is rámutatott az elmélet helyességének valószínűtlenségére.¹⁸

Már a gyenge antropikus elv is tompította a kozmológiában a kopernikuszi elv életét. A kopernikuszi elv ugyanis azt mondta ki, hogy az ember nem foglal el privilegizált helyet az Univerzumban.

A WAP előterjesztője kimondta az elv erős változatát is. Ebben arról beszél, hogy az erős változat szükséges ahhoz, hogy valamilyen „megindoklását” nyerjük annak, hogy a dimenziótlan fizikai állandók miért akkorák, amekkorák. Most mi is idézzük az erős antropikus elvet, mely sokkal spekulatívabb, mint a WAP:

Az Univerzumnak olyan tulajdonságokkal kell rendelkeznie, amelyek lehetővé teszik benne az élet kifejlődését, történetének valamilyen lépéscsúfoka során. (SAP)¹⁹

¹⁷Weak Anthropic Principle. A későbbiekben a fenti rövidítéssel hivatkozunk rá. A definíció eredetije: *The Anthropic Cosmological Principle*, p. 16.

¹⁸Amint arra M. Rees is rámutatott, a „Big Bang” kozmológiában a csillagfejlődés időskálája a Hubble-idővel esik egy nagyságrendbe, az állandó állapotú modellben ennek kicsi a valószínűsége. (Rees, 1972)

¹⁹Strong Anthropic Principle. Ennek egy finomított felosztás szerint két változata van, a parancsoló (SAP1), és a megengedő (SAP2). Míg az első fennállásakor szükségképpen

A SAP egyenes következménye, hogy a fizikai törvényeknek és állandóknak olyannak kell lenniük, amelyek lehetővé teszik az élet kialakulását. A SAP-nak számos, egymástól kissé különböző változata és kiegészítése, vagy következménye létezik. Vegyünk sorra néhányat. A legismertebb az ún. tervezettségi-érv új változata:

Egyetlen lehetséges Univerzum van, mely arra terveztetett, hogy benne létrejőjenek és fennmaradjanak „megfigyelők”. (DA)²⁰

A DA nem tűnik sem bizonyíthatónak, sem cáfolhatónak fizikai, vagy akár logikai úton, és erőteljesen vallásos tartalmú, amennyiben a tervezettség egy tervező műve. A fizikusok ezért nem is használják szívesen (bár akad kivétel). Helyette alternatívaként további variánsok jöttek létre. Mindegyik úgy próbált magyarázatot adni a fizikai állandók és az ember létezése között a SAP-ban kifejezett kapcsolatra, hogy DA-t mindenképp elkerülje. A kvantummechanika koppenhágai értelmezése nyomán jött létre a résztvevő antropikus elv:

Megfigyelők szükségesek ahhoz, hogy létrehozzák az Univerzumot. (PAP)²¹

Lássunk egy gondolatmenetet, amivel eljutunk a SAP harmadik változatához, a multiverzum-hipotézishez! Ahhoz, hogy kijelenthessük, hogy az Univerzum fizikai állandói specifikus értéket vesznek fel egy sokaságból, fel kell tennünk a számsokaság reprezentációjának a) gondolati, b) valóságos létezését. A DA az a) megoldást választja, ahol a többi változat csak mint lehetőség létezik a Tervező elméjében, a multiverzum-hipotézis pedig a b) esetnek felel meg.

Pontos megfogalmazása így hangzik:

létrejön egy finomhangolt Univerzumban az élet, addig a megengedőben csak a lehetősége. Logikailag az igazi SAP a SAP1, és a SAP2 közelebb áll a WAP-hoz. A definíció helye: The Anthropic Cosmological Principle, p. 21. Érdemes megjegyezni, hogy Carter eredeti állítása szerint az erős változat azt mondja ki, hogy „az Univerzumnak olyannak kell lennie, amely lehetővé teszi megfigyelők kialakulását egy bizonyos stádiumban”, míg a gyenge változat csak annyit mond, hogy „figyelembe kell vennünk azt a tényt, hogy az Univerzumban elfoglalt helyünk szükségképpen kitüntetett abból a szempontból, hogy összeegyeztethetőnek kell lennie megfigyelőként való létezésünkkel”.

²⁰Design-argument

²¹Participatory Anthropic Principle. The Anthropic Cosmological Principle p. 22.

Univerzumok sokaságának a létezése szükséges ahhoz, hogy a mi Univerzumunk létezessen. (MWH)²²

Ha egy pillanatra igaznak fogadjuk el a PAP-ot, akkor jogos megkérdezni, hogy mi történik akkor, ha a SAP értelmében létrejött élet egyszer kihal? Megszűnve a megfigyelők kvantum-befolyása az Univerzumra, az is megszűnik létezni? Ennek a problémának a megoldására született a végső antropikus elv:

Létre kell, hogy jöjjön intelligens, információ-feldolgozó élet az Univerzumban, és ha egyszer létrejött, sohasem halhat ki. (FAP)²³

Még egyszer nem árt hangsúlyozni, hogy a fenti definíciók közül kizárólag a WAP látszik elég megalapozottnak, a többi spekulatív. A függelékben A tovább vizsgáljuk az antropikus elveket, rámutatunk filozófiai alapjaikra.

4.1.2. Egyesített elméletek a fizikában

Amint a fizikában sikerült egy jelenséget leíró teljes elméletet alkotni, a kutató azonnal azt kezdi vizsgálni, hogy az új elmélet beilleszthető-e a régebbi modellek és eljárások sorába, nem kerül-e azokkal ellentmondásba? Ha az új elmélet kiállja ezt a próbát, akkor a fennálló fizikai gondolkodás részévé válik. Az idők során néhány jelenségkőről kiderült, hogy az őket leíró modellek eggyel magasabb szintre lépve egy közös, mindegyik jelenséget leíró modellként írhatók le. Ennek egy nyilvánvaló és közismert példája az elektromosság és mágnesség egyesítése, mely Maxwell nevéhez fűződik. Tudjuk, hogy a négy Maxwell-egyenlet – plusz az anyagi egyenletek – leír minden elektromágneses folyamatot, és ha megfelelők a feltételek, szétcsatolódik külön elektrosztatikát és külön mágnességet leíró egyenletpárookra.

Jelenleg a fizika négy alapvető kölcsönhatást ismer, ezek a gravitációs, az elektromágneses, a gyenge, és az erős kölcsönhatás. A jelenlegi kutatások élvonalába

²²Many-worlds Hypothesis. The Anthropic Cosmological Principle p. 22. Érdemes meggondolni, hogy egy ilyen MWH modellben minden fizikai változó végtelen sok értéket vesz fel (mások szerint nem végtelen, de igen sokat – ACHTUNG!!) minden lehetséges kombinációban, így nem meglepő, hogy az egyik lehetséges változat éppen a mi Univerzumunk. Egyébként ha az MWH igaz, akkor az SAP azonossá válik a WAP-pal, ez az eddigiekből nyilvánvaló.

²³Final Anthropic Principle. The Anthropic Cosmological Principle p. 23.

tartozik a Nagy Egyesítés, amely ezeket a kölcsönhatásokat egyetlen egyesített kölcsönhatásba szeretné összefogni. Sikerült egyesíteni a gyenge és elektromágneses kölcsönhatást, valamint az erős tér kölcsönhatást, de mindmáig nem sikerült kvantálni a gravitációt. Azt az elméletet, amely a már említett három kölcsönhatást egyesíti, GUT-nak ²⁴ nevezik.

Az elméleti fizikusok egy része – fellelkesülve a GUT sikerén – arra gondolt, hogy előbb-utóbb megalkotható egy olyan fizikai elmélet, amely minden fizikai jelenség leírására alkalmas lesz, és minden korábbi elméletet is tartalmaz. Ezt „világképlet”-nek, minden dolgok elméletének, röviden TOE-nek ²⁵ nevezik.

4.1.3. A „világképlet” lehetséges következményei. A Gödel-tétel. Az antropikus elv

Amint korábban említettük (4.1.2 rész) a nagy egyesítésen dolgozó fizikusok közül némelyek azt remélik, hogy a „világképlet” felírható, és mindent meg fog majd magyarázni, magyarázatul szolgál a világegyetem létezésére is, sőt megmutatja, hogy a világ szükségképpen olyan, amilyen és nem lehet más. Ez utóbbi állítás azért lenne igaz, mondják, mert egy végső „világképlet” deduktív, minden egyéb dolog következik belőle.

Ilyen elvárások után némely fizikus kijelentette, hogy az egyesített elméletek véget vetnek azoknak a kérdéseknek, melyek a finomhangolt Univerzum tényéből az antropikus elvekhez vezetnek (Kane et al. 2002). Ha ezek az elvárások beteljesülnének, az valóban egy teljes világmagyarázatot eredményezne, és az antropikus elvek végét jelntené. Mindazonáltal ezek a remények túlzottak, két okból is.

- Gödel tétele kimutatja, hogy egy aritmetikai rendszer, mely legalább olyan összetett, mint a Principia Mathematica rendszere, nem lehet teljes önmagában.
- Nincs olyan fizikai elmélet, mely megmagyarázná, hogy a világ miért olyan, amilyen.

Gödel 1930-ben mondta ki eldönthetetlenségi, vagy nem-teljességi tételét, mely a következő két tételt mondja ki (némi egyszerűsítéssel élve):

²⁴Grand Unified Theory

²⁵Theory of Everything

1. tétel: Ha a halmazok egy axiomatikus elmélete ellentmondásmentes, akkor vannak olyan állítások, melyek sem nem igazolhatók, sem nem cáfolhatók az elméleten belül.
2. tétel: Bármilyen konzisztens axiomatizálható elméletben a rendszer ellentmondás-mentessége nem bizonyítható a rendszeren belül.

Ebből a két állításból a következő fontos következtetések vonhatók le. Nincs olyan matematikai elmélet, mely saját igazságát magában hordja, míg az az axiómrendszer, melyre az elmélet épül, bizonytalan, önellentmondás-mentességére nézve. Ám az elméleti fizika matematikát használ a világ leírására. Ebből azonnal következnek az alábbiak.

Gödel tétele miatt egy megbízható, végső „világképlet” nem alkotható meg. Ha meg lehetne alkotni, akkor bár igaz lenne, de nem szükségszerűen az (Jáki, 1998). (Jegyezzük meg, hogy Hawking, a ToE korábbi támogatója és népszerűsítője, szintén felfedezte Gödel tételét, és annak jelentőségét a fizikában és a ToE terén (Hawking, 2000))

Mindazonáltal Jáki gondolatmenete némi kifejtést igényel. Legelőször azt kell látnunk, hogy bármilyen elég bonyolult fizikai elméletre érvényes a Gödel-tétel. Az magától értetődő állítás, hogy a ToE a legbonyolultabb fizikai rendszer. A természet pedig tartalmazza a természetes számokat (Kitada, 2006), ebből következően a természet egészét leíró fizikai elmélet tartalmazza a természetes számokat, melyek leírására készült a Principia Mathematica. Így, *mivel a Principiára érvényes a Gödel-tétel, érvényes a ToE-re is.*²⁶

Ennek a következő folyamányai vannak. Ha egy axiomatizált matematikai elmélet, mely ekvivalens a ToE-vel, ellentmondásmentes, akkor nem teljes, és ha teljes, akkor nem lehet ellentmondásmentes. Tehát ha a ToE elkészíthető lenne, akkor axiomatizálhatónak kéne lennie, hiszen egyébként nem lenne biztosított, hogy tartalmazza a fizikai törvényeket. De ha a ToE axiomatikus, akkor legalább olyan összetett, mint a Principia Mathematica rendszere, így Gödel tétele alkalmazható rá: ha egy axiomatikus rendszer, mely ekvivalens a ToE-vel ellentmondásmentes,

²⁶Minden olyan rendszerre, melynek elemei a Gödel-számokra leképezhetőek, érvényes mindkét Gödel-tétel. A fizikai elméletekre létezik Gödel-leképezés, mint ahogy bármilyen elég bonyolult rendszerre is – csak magát a leképezést megadni nehéz a számelméleti rendszer és például a fizika között.

akkor nem lehet teljes, így lesznek olyan állítások a rendszeren belül, melyek sem nem cáfolhatók, sem nem bizonyíthatók. Ekkor pedig nem lehet a „mindenség elmélete”, mely ellentétes a kiinduló feltevessel; ellentmondásra jutottunk. Másképp fogalmazva: „A fizika akkor már egyáltalán nem lenne empirikus tudomány, hanem a deduktív logika egy része. Mindent egyértelmű axiómákból vezethetnénk le, amelyek magá az elmélet közvetlenül nem igazol, s amelyeket más ismert természeti törvényekre sem vezethetünk vissza.” Steven Weinberg szerint, ha a ToE egyáltalán megalkotható, logikailag izoláltnak kell lennie, azaz nem módosítható anélkül, hogy össze ne omlana (Balázs, 2007a) A Gödel-tétel következménye eszerint mindenképp figyelemreméltó, hiszen azt jelenti, hogy az antropikus elvek nem zárhatók ki egy ToE segítségével.

Áttérve a második érvre tegyük fel, hogy bár lehetetlen, mégis megalkotják a „világképletet”, és azt is, hogy sokáig semmi sem kerül vele ellentmondásba, azaz minden jelenség illeszkedik hozzá. Ahogy Hawking helyesen megjegyzi, a „világképlet” nem más, mint „egy csomó egyenlet és szabály.” (Hawking,1993)²⁷ Az antropikus elvet tehát továbbra is lehet használni, ²⁸ mert minden szám és képlet elég specifikus ahhoz, hogy nyilvánvaló legyen egyetlen rávetett pillantásból, az lehetne másmilyen is. Vagyis: az esetleges végső fizikai válasz, a „világképlet” is a világ esetlegességét erősítené meg, hiszen meg lehetne kérdezni: miért ilyen, és miért nem más?

Ezt a részt zárva fontos rámutatni az antropikus elv egzisztenciájának jogoságára, hiszen ez egyrészt filozófiai kérdésfeltevést legitimizálja, másrészt a Gödel-tétellel összekapcsolva jelzi, hogy a természettudományos kutatás nem érhet véget.

4.2. Az antropikus elv lehetséges fizikai megközelítése

Miután igazolva látjuk az antropikus elvek létezését, mely úgy tűnik nem szüntethető meg, sőt a fizika számára releváns, olyan formát kell neki adnunk, amely a fizikában valóban használható is. Az antropikus elvek a finomhangolás tényére épülnek. Úgy látszik, hogy a természetben látszólagos egybeesések léteznek a di-

²⁷Hawking, 176. old.

²⁸Azt azonban meg kell vizsgálni, hogy melyik elv alkalmazható a fizikában, egyáltalán alkalmazható-e bármelyik is, ha nem módszertani értelmű? Filozófiai elvekkel a tudomány, módszertana miatt nem sokat kezdhet. Ezek az elvek nem azonosan erős állításokat fogalmaznak meg sem fizikai sem filozófiai szempontból.

menziótlan fizikai állandókat tekintve. A természet eme alapvető számai nemcsak hogy lehetővé teszik stabil atomok létét, hanem olyan egyre bonyolultabb formák kialakulása felé vezetnek, mint a csillagok, vagy a galaxisok, melyek mind szükségesek az élet kialakulásához. Ezen alapvető állandók értékben bármilyen kis változtatás egy olyan világegyetemhez vezetne, melyben hiányoznak az élet hordozásának feltételei. Ezért mondhatjuk, hogy a világegyetem finoman hangolt az életre.

Az antropikus elvek a finomhangolás tényére kérdeznék rá: szerencsés véletlen, vagy elvárható (Hetesi-Balázs, 2006)? Amint láttuk korábban, a SAP következménye, hogy a fizika törvényei és állandói lehetővé teszik az élet kialakulását. Amint láttuk, ennek az elvnek számos különböző változata és kiegészítése létezik; a legismertebb a DA és az MWH.

Az élet sajátos kémiai elemek, mint építőkövek jelenlététől függ, továbbá a csillagok létezésétől, melyek elegendő energiát sugároznak ki, elég hosszú időn át, hogy közben a törzsfajlás haladhasson. Ha a szén gyakoriság, vagy a megfelelően sugárzó csillagok száma kisebb lenne, akkor az értelmes élet valószínűségére is kisebb értéket kapnánk a Világegyetemben. Ha pontosan szeretnénk definiálni a finomhangolást, akkor érdemes az értelmes élet Univerzum-beli valószínűség-függvényét megvizsgálni. Ennek a függvénynek az alakja a Drake-egyenlet antropikus adaptációjaként fogható fel (Ellis et al., 2004). A fizikai állandókat most kezeljük változókként. Ebből következik, hogy elő lehet állítani a világegyetem élethordozó képességének valószínűség-sűrűségét, mint az alapvető fizikai állandók függvényét.

A finomhangolás matematikai alakba öltése segítheti az antropikus érvelést. Célnk a finomhangolás egy egyszerű definíciójának megalkotása, mely a káoszelméletbeli Ljapunov-indikátor analógiája. (Egy ilyen definíció tesztelhető állításokhoz vezet, ennél fogva Smolin (2004) érvei a cáfolhatatlanságról kikerülhetők.)

Ha megvizsgáljuk a fázistér-beli kaotikus viselkedést a klasszikus mechanikában, akkor találunk tartományokat, amelyeknél a paraméterek kis változására is nagy a válasz: ezek a tartományok érzékenyek a paraméterek változtatására. Ha ez az érzékenység nagyon nagy, akkor jellemezhető a γ Ljapunov-indikátorral (Lichtenberg-Liebermann, 1983). Ez az indikátor számot ad eredményül, ha a mozgás kaotikus, és nullát, ha nem az. Vegyünk két egymáshoz közeli trajektóriát a fázistérben!

A kezdeti távolság legyen d_0 , és t idő múlva a végső távolság d . Ha a távol-

ság exponenciálisan nő az idővel a két trajektória között, azaz $d(t) = d_0 \exp(\alpha t)$ igaz, akkor a γ Ljapunov-indikátor α -val lesz egyenlő. Általánosan igaz, hogy egy rendszer kaotikus, ha a

$$\gamma = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\ln d/d_0}{t} \rightarrow \alpha \quad (33)$$

kifejezésben $\gamma > 0$. Ha a távolság növekedése bármilyen lassabban növekvő függvényt követ, pl. $d(t) = d_0 \beta t$, akkor a γ Ljapunov-indikátor 0-hoz tart, hiszen az exponenciális a legmeredekebb függvény.

Tételezzük fel, hogy a világegyetemet leíró paraméterterben a finomhangolt régió(k)nak hasonló topológiája/topológiájuk van, mint a kaotikus régióknak. Azaz léteznek olyan tartományok a világegyetemet leíró paraméterterben, melyek érzékenysége nagyobb az élet kialakulására, és ezen régiók hasonlóak a kaotikus régiókhoz. Azért, hogy jellemezzük a finomhangolást, bevezetünk egy olyan mennyiséget, mely hasonló ahhoz, amit a kaotikus viselkedés leírására használnak.

A finomhangolás szélső határesetében a valószínűégi függvény egy Dirac-delta függvényként képezhető, a fizikai állandók paraméterterének abban a pontjában véve, amely megfelel az életet hordozó világegyetemnek. A $\delta(Q - Q_0)$ Dirac-delta függvény tekinthető felfogható adott középértékű és 0 szórású véletlen változó $n \rightarrow \infty$ határesetének:

$$\delta(Q - Q_0) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n}{\sqrt{\pi}} \exp(-n^2(Q - Q_0)^2) \quad (34)$$

v.ö. (Arfken-Weber, 2204). Most tegyük fel, hogy a Q fizikai paraméter finoman hangolt valamilyen Q_0 maximum valószínűség körül; ekkor az élet hordozásának valószínűsége a különféle univerzumokra a paraméterterben Gauss-görbével közelíthető:

$$p_{\text{life}}(q) = p_0 \frac{n}{\sqrt{\pi}} \exp(-n^2 q^2) \quad (35)$$

ahol $q = |Q - Q_0|$. A finomhangolás mértéke úgy definiálható, mint

$$\gamma_{\text{ft}} = \lim_{Q \rightarrow \infty} \frac{(|\ln p/p_0|)^{1/2}}{Q} \rightarrow n \quad (36)$$

Eszerint a definíció szerint a fizikai paraméter finoman hangolt, ha $\gamma_{\text{fine-tuning}} > 0$.

Minél nagyobb a γ_{ft} annál nagyobb a finomhangolás mértéke. Ha dimenziótlan paraméterekkel dolgozunk, ez a definíció mértékfüggetlen.

Ebben az esetben a párhuzam a káoszelmélet és a finomhangolás között nem önkényes feltevés. Amint a káoszt a nullától különböző Ljapunov-indikátor jelzi, úgy a finomhangoltság pedig azt jelenti, hogy léteznek élethordozó szigetek a fizikai állandók paraméterterében.

A szén és az oxigén keletkezését vizsgálva a világegyetemben, a híres C_{12} atomban lévő rezonancia pozíciója kulcsfontosságú. Oberhummer et al., 2000 szerint, egy keskeny, 0.5 % illetve 4%-os ablakot leszámítva az erős kölcsönhatás illetve a magerő esetén, a szén és az oxigén csillagbelsőkből keletkezése 30-1000 nagyságrenddel csökken. A szén- illetve oxigéntermelést leíró függvények Gauss-görbék. Úgy gondoljuk, hogy annak a valószínűsége, hogy megfelelő, élet hordozására képes bolygó alakuljon ki, még nagyobb nagyságrenddel esik. Ebben az esetben a γ_{ft} indikátor nem nulla értéket vesz föl.

4.3. A Λ értéke és az antropikus elv

Mindez idáig az antropikus elvet csak a Bayes-i feltételes valószínűség értelmében alkalmazták a fizikában arra, hogy egyes, addig ismeretlen mennyiségek mérőszámát megbecsüljék (Weinberg 1987). A fentebb bevezetett matematikai eljárás még semmit sem képes mondani a Λ nagyságáról, mert a fázistér többi változója is kevésbé, vagy egyáltalán nem meghatározott. Azonban azt tudjuk, hogy

$$1 - \Omega \sim t^{2/3}, \quad (37)$$

és ebből következően az Ω értéke az inflációs korszak kezdetén nem térhetett el 1-től csak $1 : 10^{-60}$ mértékben. Ebből következően a (36) egyenlet értéke a kozmológiai konstanst beírva számot adna és nem nullát, hiszen ekkora finomhangoltság közelíthető Dirac-deltával.

Ha elfogadjuk, hogy a Világegyetem egy sokaság tagja (hogy ez képzelt, vagy valós, itt nem számít), akkor felírható annak valószínűsége, hogy egy tudományos közösség bármely táguló régióban észleli a kozmológia konstanst, ρ_v és $\rho_v + d\rho_v$ közötti értékkel:

$$d\mathcal{P}(\rho_v) = \mathcal{P}_*(\rho_v)\mathcal{N}(\rho_v)d4\rho_v, \quad (38)$$

ahol $\mathcal{P}_*(\rho_v)$ annak az *a priori* valószínűsége, hogy ρ_v és $\rho_v + d\rho_v$ között létezik a kozmológiai konstans, $\mathcal{N}(\rho_v)$ pedig a galaxisokban összegyűlt barionhányaddal arányos. Ez utóbi tag csak ρ_v kicsi értékei esetén nem zérus.

Ha feltehetjük, hogy a $\mathcal{P}_*(\rho_v)$ konstans abban a ρ_v tartományban, ahol $\mathcal{N}(\rho_v) \neq 0$, akkor $d\mathcal{P}(\rho_v) \propto \mathcal{N}(\rho_v)$. Ez a feltevés általában helytálló (Weinberg, 2000). Ezzel a feltevéssel a ρ_v értéke becsülhető. Ugyanis feltehető, hogy a ϕ mező értéke nagyjából állandó az időben, és ilyenkor $\rho_v \approx V(\phi)$.²⁹

5. Összefoglalás

Munkám során két oldalról is megvizsgáltam a kozmológiai konstans helyét a mai kozmológiában. Az 1900-as évek elején felbukkant, majd a század 90-es éveiben újra tért hódító addíciós tényező több kérdést hozott, mint amennyit esetleg megválaszolt. Sokak szerint ha létezik, akkor a világ nem egyszerű, és a fizikában az egyszerűséget keresni többé nem lehet. Mások szerint nincs olyan matematikai képlet, vagy elmélet, melynek ne lenne valós megfelelője.³⁰

Mindenesetre a létét alátámasztó direkt bizonyítékok közül az Ia szupernóvák adatsora egyelőre nem tűnik teljesen meggyőzőnek vizsgálataink után. Továbbá a WMAP méréseit elemző néhány kutató is arra jutott, hogy a kozmológiai konstans létét még ez a mérés sem támasztja alá kellőképp; illetve hogy a WMAP mérés kiértékeléssnél hibát követtek el (Blanchard et al. 2003, Verschuur 2007). Tehát végül is sem a WMAP, sem az IA szupernóva mérések nem képesek kizárni azt, hogy a Λ kisebb a kanonikus értéknél, sőt $\Lambda = 0$ megoldás lehetőségét sem.

Az antropikus elvek matematikai definíciója egyelőre nem tesz lehetővé többet, mint annak kijelentését, hogy a kozmológiai konstans értéke finomhangolt a fizikai állandók fázisterében, de pontos értékének meghatározására egyelőre nem alkalmas. A valószínűségek felírása is csak addig terjed, hogy megad egy olyan intervallumot

²⁹A vákuumenergia, mely a kozmológiai konstansért felel a következő módon függ az időtől: $\rho_v = V(\phi) + \frac{1}{2}\dot{\phi}^2$, és a ϕ -re a következő egyenlet érvényes: $\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = -V'(\phi)$, ahol a vessző a mező, a pont az idő szerinti derivált. Könnyű látni, hogy ha $\partial_t \approx 0$, akkor a fenti $\rho_v \approx V(\phi)$ összefüggést kapjuk.

³⁰Emlékeztetek arra, hogy a λ tag a téregyenlet variálásának eredménye.

A értékére, melyben lehetséges galaxisképződés, azaz a 38 egyenletben $\mathcal{N}(\rho_v) \neq 0$.

A. Az antropikus elvek mögöttes filozófiai tartalmai

Amint mondtuk az 4.1 részben, a WAP³¹ módszertani értelmű magyarázata kivételével a többi elv mind spekulatív és filozófiai tartalmú is. A DA kapcsán említettük, hogy nem látszik bizonyíthatónak, vagy cáfolhatónak matematikai, vagy természettudományos eszközökkel – ezért a fizikusok nem is szokták elfogadni. Vegyük sorra az előforduló filozófiai tartalmakat!

- SAP: fizikailag semmiképpen sem igazolható erőteljes állítást tartalmaz, az antropikus elv használata a SAP-ban ontológiai értelmű. A fizika pedig véleményünk szerint nem tud a létről bármit is mondani, csak a már létezők mennyiségi aspektusairól.
- DA: Ez is ontológiai értelmű, amennyiben egy tervezőre utal. Ám míg ezt ontológiai és vallásos tartalma miatt szokás elutasítani, addig a SAP-ről alkotott eddigi véleményekben ez nem merül fel.
- PAP: A kvantummechanika koppenhágai értelmezésére épül. Ezt az értelmezést a legtöbb fizikus elfogadja, de csak metodológiai értelemben, néhányan ontológiai értelemben is. Metodológiailag annyit mond a koppenhágai értelmezés, hogy nincs pl. külön részecske, vagy hullám a mérés szempontjából, hanem csak hullámcsomag. Ez az eljárás a fizikai valóságot azonosítja a róla kialakított matematikai modellel, de ezt az azonosságot nem tekinti ontológiai értelemben is igaznak, csak munkahipotézisnek. A baj akkor kezdődik, ha ezt a metodológiai elképzelést kiterjesztik a dolgok létezésére is. Például, igaz, hogy két, bizonyos kapcsolatban lévő fizikai mennyiséget nem lehet egyszerre tetszőleges pontossággal megmérni, az azonban nem állítható jogosan, hogy akkor nem is léteznek pontosan.³² Ez a következtetési hiba a *petitio*

³¹A rövidítések feloldását lásd: 4.1 rész.

³²Ezen azt értjük, hogy a rendszer több sajátállapottal rendelkezik, amelyek közül egybe „beugrik” a mérés hatására, de előtte az összes lehetséges állapot lineáris kombinációjában létezik, nem sajátállapotban. Matematikailag: $\psi = \sum_{i=1}^n |c_i|^2 a_i$ ahol ψ a rendszer

princípiii.³³ Azok, akik úgy érvelnek a PAP kapcsán, hogy azért kell a megfigyelő az Univerzumban, hogy észlelésével összeugrassza annak hullámfüggvényét, és ezzel létrehozza azt, a koppenhágai értelmezést a fenti második értelemben, tehát illetéktelenül használják. Kétségtelen, hogy a hullámfüggvényből lehet kontinuitási egyenletet konstruálni, és az így kapott áramlik az idő múlásával, valamint az is igaz, hogy egyre jobban szétfolyik, ahogy az idő múlik, de ebből két okból is illetéktelen arra következtetni, hogy a méréssel a szétfolyó hullámcsomag összeugrasztható részecskévé – illetve ebben az esetben Univerzummá.

1. ok: A hullámfüggvény négyzetének értelme megtalálási valószínűségi sűrűség. Nem azonos a részecskével, és így nem a részecske folyik szét, hanem az idő telésével egyre bizonytalanabbá válik tudásunk a részecske lokalizációjáról. (A valószínűség-sűrűség, mivel matematikai konstrukció, nem tud összeugrani.)
2. ok: Az Univerzum hullámfüggvényének összeugraszthatásához egy, az Univerzumon kívüli pontból kell az Univerzumot észlelni, ám ez per definitionem lehetetlen.

- MWH: Itt a problémák egy részét maga a sokaság hordozza. Ezért az itt

hullámfüggvénye, a_i az i -ik sajátállapotnak megfelelő mérőszám, $|c_i|^2$ az i -ik állapot valószínűsége. Mérés előtt minden $|c_i|^2$ nullától különböző, mérés után csak egy lesz nem zérus, és 1 értékű, mégpedig az, amelyikhez az az a_j sajátállapot tartozik, amelyik a mérés eredménye lett. $\sum |c_i|^2 = 1$ természetesen mindig teljesül, azaz a rendszer teljes.

Érdemes megjegyezni, hogy a koppenhágai értelmezésnek létezik egy riválisa: a rejtett változók elmélete. Neumann János bizonyítása szerint (Neumann 1955 [1932]) nincsenek diszperziómentes állapotok, így a rejtett változók elmélete nem lehetséges. Bell azonban kimutatta, hogy Neumann bizonyítása hibás. (Bell, 2004 [1964]) A rejtett változók elméletében egy további érdekesség rejlik. Azért, hogy valaki elfogadhassa a rejtett változók elméletét, el kell fogadnia, hogy a lokalitás sérül, tehát távolhatás létezik, ezt sikerült is kumutatni, többek között az Aspect-kísérletben. További újabb kísérletek pedig alátámasztják, hogy a kvantummechanika koppenhágai értelmezése nem kielégítő, mert azokban egyszerre figyelhető meg ugyanazon fizikai entitás részecske- és hullámjellege is. (Home-Gribbin, 1999)

³³Formálisan:

1. Csak az létezik, ami mérhető (ez már magában hibás feltevés lehet)
2. Néhány fizikai folyamat nem mérhető pontosan.

\sum : Néhány dolog nem létezik pontosan.

Két hiba is jelen van itt. 1. Az első állítás nem biztos, hogy igaz. 2. A 2. állítás, és a következtetés a „pontosan” szót kétféle értelemben használja.

felmerülő kérdések nem tisztán filozófiai jellegűek, hanem logikaiak és tudományelméletiek. Ha sok univerzum létezik (kis u-val), akkor ezek vagy kölcsönhatnak egymással, vagy nem. Ha igen, akkor egyetlen Univerzumot alkotnak (nagy U-val), ha nem, akkor fizikai szempontból értelmetlen róluk beszélni, éppen észlelhetetlenségük miatt.³⁴ Létüket nem lehet azonban kétségbe vonni ezzel a gondolatmenettel, mert az a PAP bírálatánál már említett illetéktelen logikai lépés lenne. Mindenesetre a fizikus számára csak akkor értelmes feltevés az MWH hipotézis, ha az egyes régiók között lehetséges kölcsönhatás, még ha azt jelenleg nem is tudjuk érzékelni.

Kérdéses továbbá, hogy értelmes dolog-e statisztikai leírást alkalmazni akkor, amikor a feltételezett mintának csak egyetlen eleme megfigyelhető, nevezetesen saját világunk.³⁵ Mindezek után kérdéses még ennek az univerzumsokaságnak a létrejötte is. Ha minden univerzumban mások a fizika állandói és/vagy törvényei, akkor magát a sokaságot milyen törvények hozták létre? Nevezhetők ezek még fizikai törvényeknek?

- FAP: ez is erős ontológiai elv, és nem igazolható fizikailag, vagy matematikailag.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném köszönetem kifejezni mindazoknak, akik hozzásegítettek ahhoz, hogy ez az értekezés elnyerhesse végső alakját formai és tartalmi tekintetben is. Háálás vagyok témavezetőmnek, Dr. Balázs Bélának, a gyakori beszélgetésekért és ötletekért. Dr. Balázs Lajos tanácsai nélkül a szupernóvák kutatása során sokkal több zsákutcát kellett volna bejárnom. Dr. Végh László, Dr. Petrovay Kristóf, Forgácsné Dr. Dajka Emese és Törő Olviér javaslati is sok hibát segítettek elkerülni. Nemkülönben voltak hasznosak p. Teres Ágostonnal és p. Jáki Szaniszlóval folytatott eszmecsereim. Végezetül külön köszönöm Szám Dorottyának, hogy ihletőm volt a munka során, valamint szüleimnek, hogy mindig segítettek a nyugodt háttér megteremtésében.

Feci quod potui, faciant meliora potentes!

³⁴Mivel az MWH-nak nincsenek egyéb mérhető következményei, amiket ebben az Univerzumban is lehetne észlelni. Az univerzumok közti kölcsönhatás lehetősége pedig kétséges, mivel a MWH szerint ezekben az univerzumokban más fizikai állandók és/vagy törvények uralkodnak.

³⁵Erre valaki azt is mondhatja, hogy ő nem reális, hanem gondolati létezőként képzei el a többi univerzumot, melyek közül a mienk valósult meg, és erre a potenciális sokaságra alkalmaz statisztikai leírást. Ez azonban nem teljesen logikus lépés, mert a DA-ra vezet és megsemmisíti az MWH-t, lásd az MWH bevezetése előtti a) és b) pontokat.

B. SUMMARY

In this dissertation I investigated the history and presence of the cosmological constant in the cosmology. According to the SN Ia and WMAP data the expansion of the Universe is accelerating. The field equations can describe an accelerating Universe if they contain the Λ cosmological constant. In the 80's and 90's there were no precise measurement and hence one can not know the correct value of the Λ constant. In order to determine this value several scientists tried to calculate it with the help of the anthropic principles.

We studied the statistical properties of the luminosity distance and internal extinction data of type Ia supernovae and we recognized a systematic error in the dataset. This diversity pointed to an interrelation between the estimated luminosity distance and internal extinction. After modifying the dataset we obtained luminosity distances which were already free from interrelation with internal extinction. Fitting the corrected luminosity distances with cosmological models we concluded that the SN Ia data alone did not exclude the possibility of the $\Lambda = 0$ solution.

After this we scored up a Monte Carlo simulation of type Ia supernova data. We pointed out that the interrelation found earlier in the real data between the internal extinction and luminosity distance does not occur in the simulated sample.

We investigated the possible using of the anthropic principles in the determination of the value of the Λ constant. In order to apply the anthropic principles to determine the Λ we investigated the existence of them in the physics. Our train of thought showed that Goedel's incompleteness theorem may deny some efforts claiming that anthropic principles can be ruled out. Starting from the supposed similarity in the topologies of chaotic and fine tuned regions of the proper phase spaces, we introduce an alternative Lyapunov indicator for the measure of fine tuning. This fine-tuning indicator expresses the variance of life-bearing potentiality of a universe.

After this we concluded that the anthropic principles can not be used to determine the exact value of Λ yet, but the fact of the fine-tuning of the cosmological constant is inevitable.

C. ÖSSZEFOGLALÁS

Ebben a dolgozatban megvizsgáltam a kozmológiai konstans történetét és helyét a kozmológiában. Az Ia szupernóvák és a WMAP mérések alapján a Világegyetem gyorsulva tágul. A téregyenletek képesek gyorsuló Univerzumot adni eredményül, ha tartalmaznak egy Λ tagot; ez a kozmológiai konstans. Az 1980-as és 90-es években még nem álltak rendelkezésre precíz értékek ennek a konstansnak a nagyságáról, ezért többen az antropikus elvek segítségével próbálták ezt meghatározni (Weinberg, 1987).

Az Ia szupernóva adatsorból tanulmányoztuk a luminozitási távolság és az abszorpció értékek statisztikai tulajdonságait, és arra jutottunk, hogy az adastorban szisztémikus hiba van. Ezt a diverzitást egy korrelációra vezettük vissza, mely a luminozitási távolságok és az abszorpció között áll fenn. Miután az adatokat módosítottuk, és eltávolítottuk a diverzitást, olyan luminozitási távolságot kaptunk, mely mentes a hibától. Erre illesztve kozmológiai modellt, azt kaptuk, hogy az SN Ia adatok egymagukban nem zárják ki egy $\Lambda = 0$ megoldás létét.

Ezek után felírtunk egy Monte Carlo szimulációt az SN Ia adatsorra. Kimutattuk, hogy a korábban említett korreláció a luminozitási távolság és az abszorpció között nem bukkan fel a szimulált mintában.

Ezek után megvizsgáltuk az antropikus elvek alkalmazásának lehetőségét a Λ értékének meghatározásában. Azért, hogy használhassuk az antropikus elveket, megvizsgáltuk létjogosultságukat a fizikában. Vizsgálatunk arra vezetett, hogy Gödel nem-teljességi tétele meggátolja azokat az erőfeszítéseket, melyekkel az antropikus elvek tagadhatók. Kiindulva a káoszelmélet által használt kaotikus és a kozmológiai finomhangolt régiók saját fázistérbeli topológiai hasonlóságából egy alternatív Ljapunov indikátort vezettünk be a finomhangolás mérésére. Ez az indikátor az Univerzum élethordozó képességének változását mutatja.

Arra a következtetésre jutottunk, hogy az antropikus elvek egyelőre nem alkalmasak Λ pontos értékének meghatározására, ám a kozmológiai konstans finomhangoltsága tény.

Hivatkozások

- [1] Arfken, B. G.-Weber, H. J.: 2004, *Essential Mathematical Methods for Physicists* (Elsevier Academic Press, New York)
- [2] Balázs, L. G., **Hetesi, Zs.**, et al.: 2006, AN **327**, 917
- [3] Balázs, L. G., **Hetesi, Zs.**, et al.: 2007, AN **328**, 858
- [4] Balázs, B.: Biokozmológia? MANRÉZA Szimpózium 2006, Vallás és tudomány konferenciakiadvány. Szerk.: Teres Ágoston - Hetesi Zsolt
- [5] Barris, B. J., Tonry, J. L., Blondin, S., et al.: 2004, ApJ **602**, 571
- [6] Barrow, J. and Tipler F.: 1996, *The anthropic cosmological principle* (Oxford University Press, New York)
- [7] Bell, J. S.: 2004, On the problems of hidden variables in quantum mechanics. In *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* pp. 1-13. Cambridge: Cambridge University Press, 3rd ed. (first published 1964)
- [8] Blanchard, A., Douspis, M., Rowan-Robinson, M., Sarkar, S.: 2003, A&A **412**, 35
- [9] Carroll, S. M., Press, W. H., Turner, E. L.: 1992, ARA&A **30**, 499
- [10] B. Carter: 1974, Large number coincidences and the anthropic principle in Cosmology. In IAU Symposium no. 63, *Confrontation of cosmological theories with observational data*. p.293. Ed. M.S.Longair. Reidel, Dordrecht
- [11] Clements, D. L., Farrah, D., Fox, M., Rowan-Robinson, M., Afonso, J.: 2004, NewAR **48**, 629
- [12] della Valle, M. & Panagia, N.: 1992, AJ **104**, 696
- [13] Ellis, G., Kirchner, U. and Stroeger W.: 2004, MNRAS **347**.
- [14] Efstathiou, A.: 1995, MNRAS **274**, L73
- [15] Farrah, D. M., Meikle, W. P. S., Clements, D., Rowan-Robinson, M., Mattila, S.: 2002, MNRAS **336**, L17

- [16] Farrah, D., Fox, M., Rowan-Robinson, M., Clements, D., Afonso, J.: 2004, ApJ **603**, 489
- [17] Frei, Zs., Gunn, J. E.: 1994, AJ **108**, 1476
- [18] Hansen, F. K., Balbi, A., Banday, A. J., Gorski, K. M.: 2004, MNRAS **354**, 905
- [19] Hawking, S. W.: 2000, Goedel and the end of physics. Lecture on Dirac's Centenary. <http://www.damtp.cam.ac.uk/strtst/dirac/hawking/>
- [20] **Hetesi, Zs.** & Balázs, L.G.: 2005, *Publications of the Astronomical Department of the Eötvös University (PADEU)*, **15** 159
- [21] **Hetesi, Zs.**, Balázs, B.:2006, Acta Physica Polonica B, **37** 2729
- [22] **Hetesi, Zs.**, Végh, L.: 2007, Acta Physica Polonica B, **38** 247
- [23] Home, D.-Gribbin, J.: 1991, New Scientist 02 November 1991, Issue 1793
- [24] Jaki, S. L.: 1998, God and the Cosmologists. Michigan: Real View Books, 2nd ed.
- [25] Kane, G. L.; Perry, M. J.; Zytkow, A. N.: 2002, New Astronomy **7** Issue 1. January 2002, 45
- [26] Kendall, M.G., & Stuart, A.: 1973, '*The Advanced Theory of Statistics*', Charles Griffin & Co. Ltd., London & High Wycombe
- [27] Kitada, H.: 1999, arXiv:gr-qc/9910080 v3
- [28] Knop, R.A., Aldering, G., Amanullah, R., et al.: 2003, ApJ **598**, 102
- [29] Leibundgut, B.: 2001, ARA&A **39**, 67
- [30] Lichtenberg, A. J.-Liebermann, M. A.: 1983, *Regular and Stochastic Motion* (Springer, New York)
- [31] Loeb, A.: 2006 astro-ph/0604242
- [32] H. Oberhummer, A. Csótó and H. Schattl: 2000, Science, **289** 88.

- [33] Manson, M. A.: 2000, *Inquiry* **43** 341.
- [34] Müller, B.: 2001, The anthropic principle revisited. astro-ph/0108259.
- [35] von Neumann, J.: 1955, *Matematische Grundlagen der Quanten-mechanik* (English transl.: Princeton, N. J.: Princeton University Press) (first published Berlin: Springer-Verlag, 1932)
- [36] Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al.: 1999, *ApJ* **517**, 565
- [37] Reindl, B., Tammann, G. A., Sandage, A., Saha, A.: 2005, *ApJ* **624**, 532
- [38] Rees, M. J.: 1972, *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4**, 182
- [39] Riess, A.G., Press, W.H., Kirshner, R.P.: 1996, *ApJ* **473**, 588
- [40] Riess, A.G., Filippenko, A.V., Challis, P., et al.: 1998, *AJ* **116**, 1009
- [41] Riess, A.G., Strolger, L.-G., Tonry, J., et al.: 2004, *ApJ* **607**, 665
- [42] Rowan-Robinson, M.: 2002, *MNRAS* **332**, 352
- [43] Schlegel, D.J., Finkbeiner, D. P., Davis, M.: 1998, *ApJ* **500**, 525
- [44] Smolin, L.: 2004, astro-ph/0407213.
- [45] Verschuur, G. L.: 2007, astro-ph/0704.1125
- [46] Verde, L.: 2003, *NewAR*, **47**, 713
- [47] Weinberg, S.: 1987, *Phys. Rev. Letters* **59**, 2607
- [48] Weinberg, S.: 2000, *Phys Rev. D* **61**, 103505
- [49] Wright, E. L.: 2003, *NewAR* **47**, 877