

$$t_h = \frac{f^2}{R\zeta} \quad (14)$$

A hiperfokális távolságnál a mélységelesség alsó határa (10) szerint:

$$t_a = \frac{t_h}{2} \quad (15)$$

A fenti (15) és (14) összefüggésekből láthatjuk, hogy a mélységelesség alsó határa a hiperfokális távolság felénél van, rekeszeléssel a hiperfokális távolság csökken.

A nagyon olcsó fényképezőgépeknél, amelyeknél az élesség nem állítható, az objektívet a képsíktól a hiperfokális távolságnak megfelelő képtávolságra rögzítik. A viszonylag kis rekesznyílás következtében a kép néhány métertől a végtelenig éles.

Irodalom

- 1] *Holló D., Kun M., Vásárhelyi I.* – Amatőrfilmes Zsebkönyv; Műszaki Könyvkiadó, Budapest 1972
- 2] *Kunz A., Samplawsky D.* – Fotobastelbuch, VEB Fotokinoverlag Leipzig, 1970
- 3] *Szalay B.*: Fizika; Műszaki Könyvkiadó, Budapest 1982
- 4] *Szita P.* : A mélységelesség. FOTO-LISTA KÉPTÁR, <http://stargate.eik.bme.hu/foto/kisokos/dof/index.htm>
- 5] *Szita P.* : Hiperfokális távolság. FOTO-LISTA KÉPTÁR, <http://stargate.eik.bme.hu/foto/kisokos/hiperfokalis/index.html>
- 6] *Vas A.*: Fotográfia távoktatási modul fejlesztése: III. Modultankönyv, 2000, Dunaujvárosi Főiskola; <http://indy.poliod.hu/program/fotografia/tankonyv.htm>

Kaucsár Márton

Az Univerzum gyorsulva tágul

II. rész

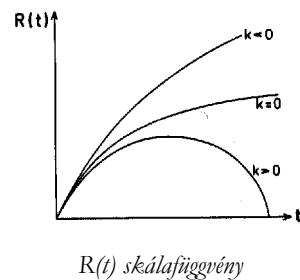
4. Az Univerzum tágulásának korszakai

A Friedmann egyenletekben három ismeretlen függvény szerepel: az $R(t)$ skálafüggvény, a $\rho(t)$ energiasűrűség és a $p(t)$ nyomás. Mindhárom mennyiség a t idő függvénye, helykoordinátáktól nem függenek, mert az ellentétes lenne a homogenitás és az izotrópia követelményével.

Az Univerzum korai szakaszában a globális görbület még irreleváns, azaz a $k = 0, +1, -1$ paraméterekkel jellemzett görbék még együtt futnak, ahogy ez az 1. ábrán jól látható. Ebben a korai szakaszban, a T hőmérséklet olyan nagy, hogy a részecskék kinetikus energiája mellett a nyugalmi energia elhanyagolható, ezért minden részecske úgy viselkedik mint a nyugalmi tömeget nem hordozó foton. Az anyag tehát tiszta sugárzásnak tekinthető. Ebben az esetben az állapot-egyenlet igen egyszerű alakot ölt:

$$p = \rho / 3.$$

Ezen ún. sugárzási korszakban a ρ_r energiasűrűség:



$$\rho_r \sim \epsilon_r / R^3 \sim h \nu / R^3 \sim h c / (R^3 \lambda) \sim 1/R^4,$$

minthogy a λ hullámhossz ugyanolyan ütemben növekszik, mint amilyenben az Univerzum tágul. Ebből az összefüggésből következik, hogy

$$(d\rho_r / dt) / \rho_r \sim -4 (dR/dt) / R$$

Ezt behelyettesítve az első Friedmann egyenletbe, kapjuk, hogy

$$(d\rho_r / dt) = -4 ((8 \pi G_N / 3))^{1/2} \rho_r^{3/2}$$

Ennek az egyenletnek a megoldása:

$$\rho_r(t) \sim 1/t^2$$

Később, amikor a hőmérséklet már nagyon lecsökkent, a kinetikus energia elhanyagolható a nyugalmi energia mellett, és a nyomás értéke is zérusnak tekinthető.

Ekkor az energiasűrűség:

$$\rho_m \sim \epsilon_m / R^3 \sim 1 / R^3,$$

minthogy ϵ_m csak a nyugalmi energiát tartalmazza, ami a tágulás során állandó marad. Innen következik, hogy

$$\rho_m \sim 1 / t^{3/2}$$

Ezek szerint ρ_r és ρ_m különböző ütemben csökken. A táguló Világegyetem modellje szerint a tágulás során rohamosan csökken a hőmérséklet is. Az anyagot alkotó részecskék között változatos reakciók mennek végbe, aminek eredményeként eddig nem létező, összetett részecskék jönnek létre (például nukleonok és atommagok, stb.), illetve eddig jelenlévő részecskék tűnnek el (például kvarkok és gluonok, stb.).

Az Ősrobbanás után 1 mikro-másodperccel a hőmérséklet még kb. 100 GeV-nak felelt meg. (Ez annyit jelent, hogy a kaotikus hőmozgást végző részecskék átlagosan 100 GeV energiával rendelkeztek.) Ekkor még nem voltak sem protonok, sem neutronok, sem mezonok, mert az anyag még kvark-gluon plazma állapotban volt. A kvark-gluon plazma 100 GeV hőmérséklet táján alakult át hadronikus anyaggá. Ennek az átalakulásnak a során a kvarkok hármásával kötődtek egymáshoz és létrejöttek a fermion típusú barionok, azaz olyan feles spinű részecskék, mint amilyen a proton és a neutron, amelyek barion töltése 1. Nagyjából ugyanekkor kezdtek kialakulni a kötött kvark-antikvark párok is, amelyek spinje egész szám, tehát bozon jellegűek, és amelyek barion töltése zérus, tömegük pedig általában kisebb, mint a barionoké: ezek a mezonok. A Világegyetem további tágulása során a hőmérséklet tovább csökkent és elérte a $T=1$ MeV hőmérsékletet. Az 1 MeV-től a 0.01 MeV-ig terjedő intervallum az a tartomány, ahol összetett atommagok jöhettek létre. Ezek a nehéz hidrogén ($^2_1\text{H}_1$), a hélium két stabil izotópja a ($^3_2\text{He}_1$) és a ($^4_2\text{He}_2$), illetve a lítium ($^7_3\text{Li}_4$). A nehezebb atommagok már csak a galaxisok, illetve a csillagok kialakulása után jöhettek létre. A legutolsó átalakulás, amelyben még a mikrofizikai részecskék játszották a fő szerepet, az volt, amikor az atommagokból, elektronokból és fotonokból álló plazma átalakult és helyébe egy semleges atomokból álló gáz és egy foton gáz keveréke jött létre. A foton gáz, ami eddig intenzív kölcsönhatásban volt az elektromosan töltött részecskékkel az átalakulás után gyakorlatilag függetlenné vált, mert a semleges atomok csak igen kis mértékben szórják a fotonokat. Ez a foton gáz az, amit kozmikus háttérsugárzásnak hívunk, és ami itt van velünk 3 K fokos rádiósugárzássá szelődülve. Ezután lépett a színre a gravitáció, mint kölcsönhatás, ami előidézte a galaxisok és csillagok kialakulását.

5. Az Univerzum gyorsulva tágul

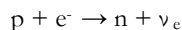
Az utóbbi néhány évben a Hubble-féle törvénytől eltéréseket tapasztaltak. Azok a galaxisok, amelyek igen-igen távol vannak, halványabbnak tűnnek, mint amilyenek

kellene lenniük a Hubble törvény szerint. Ennek két oka lehet. Vagy fényelnyelődés következett be az Univerzumot kitöltő híg anyagban, vagy nagyobb a távolságuk annál, mint amit a sebességük, azaz a vörös-eltolódás alapján várnánk. Az első lehetőséget a csillagászok pontos mérésekkel kizárták. Marad a második lehetőség, ami azt jelenti, hogy az igen távoli galaxisok gyorsulva távolodnak. A következőkben előbb megbeszéljük, hogy miképpen lehet nagyon nagy távolságokat mérni, azután pedig megpróbálunk válaszolni arra a kérdésre, hogy mi a gyorsulás oka.

A galaxisok távolságának meghatározása a Cepheidák segítségével csak addig lehetséges, amíg a fényük a környezet fényétől jól elkülöníthető. Ez pedig annál nehezebb, mennél távolabbi galaxist vizsgálunk. A nagy távolságok mérése tekintetében forradalmi változás állt be, amikor felismerték az Ia típusú szupernóvák kínálta lehetőséget.

6. Szupernóvák

A szupernóvákat két típusba soroljuk. A II. típusba tartozó szupernóva robbanás azért jön létre, mert elfogy a csillag forró magjában a nukleáris energiatermeléshez szükséges fűtőanyag, aminek következtében abbamarad az energia kisugárzás és vele együtt a sugárnyomás is, ami a csillag anyagát radiálisan kifelé nyomja. Márpedig ha nincs kifelé irányuló nyomás, akkor nincs ami ellenálljon a gravitációtól származó, befelé irányuló nyomásnak. Az eddig fennálló egyensúly felborul és a külső rétegek szinte szabad eséssel zuhannak a csillag középpontja felé. Az iszonyatos nyomás belepréseli az elektronokat a protonokba, és azok neutronokká alakulnak át. A maganyag sűrűségét megközelítő neutronanyag megjelenésekor a kívülről bezuhanó anyag megtorpan, és „visszapattan”. Ezen szemléletes kép mögött az áll, hogy az elektronok energiája már olyan nagy, hogy a



átalakuláshoz szükséges energia rendelkezésre áll. Ez azt jelenti, hogy az elektron energiája nagyobb, mint a neutron és a proton nyugalmi energiájának különbsége:

$$E_e > m_n c^2 - m_p c^2 = 1.3 \text{ MeV.}$$

A „visszapattanó” anyag lökéshullám formájában száguld kifelé és meggyújtja a hidegebb külső rétegekben eddig el nem égett nukleáris fűtőanyagot. Ez eredményezi azt az iszonyatos robbanást, aminek fényessége egy rövid időre felülmúlja egy egész galaxis fényességét.

Ahhoz, hogy megmondhassuk a szupernóva távolságát, tudni kellene a luminozitását. Ezt a II. típusú szupernóváknál lehetetlen megtudni, mert luminozitásuk erősen függ a csillag tömegétől, kémiai összetételétől és korábbi történetétől. Itt lépnek a „történelem színpadára” az Ia típusú szupernóvák. Az ő luminozitásukat ugyanis meg lehet mondani anélkül, hogy tudnánk a távolságukat. (Ilyen tekintetben hasonlítanak a Cepheidákra.) Ez azért lehetséges, mert a szupernóva robbanás mechanizmusa teljesen különbözik a II. típusúakétól. Itt most nem egy óriás csillag magja roppan össze „magára gyújtva a tetőt”, hanem egy már régóta kiegészített törpe csillag lángol fel hirtelen. Hogyan lehetséges ez? Úgy, hogy a kiegészített törpe egy kettős csillag egyik tagját alkotja, a másik tag egy vörös óriás csillag, amelyről folyamatosan anyag áramlik át a törpére, aminek következtében folyamatosan növekszik a tömege. Amikor ez a tömeg eléri a híres Chandrasekhar limitet, azaz a Nap tömegének 1.4-szeresét, akkor a törpe hirtelen összeroppan és neutron csillaggá alakul át. Ezen átalakulás során kibocsátott fényt észleljük mint Ia típusú szupernóva robbanást. Itt az a lényeges, hogy pontosan tudjuk, hogy ez az átalakulás akkor megy végbe, amikor a tömeg éppen 1.4-szerese a Nap tömegének, ezért a maximális luminozitás minden ilyen szupernóva robbanás során ugyanannyi, függetlenül attól, hogy hol történt a robbanás. De honnan tudjuk, hogy az adott esetben éppen egy Ia típusú szupernóvával van dolgunk? Először is onnan, hogy a spektrumából teljesen hiányoznak a hidrogén vonalai. Valóban a kettős csillag mindkét

tagja, a kiégett törpe is és a vörös óriás is már korábban elégette a teljes hidrogén készletét. Másodszor onnan, hogy a kitörés időbeli lefutásának alakja igen jellegzetes, amit a közeli Ia típusú robbanások esetén pontosan megfigyeltek.

Ahhoz, hogy az elmondottak érthetőek legyenek, emlékeztetni kell a kiégett törpék, a neutron csillagok és a vörös óriások mibenlétére és tulajdonságaira.

Kiégett törpe

Olyan kiégett égitest, ami hidrogén készletét már teljesen elégette és ezért a gravitáció egészen törpe méretűre nyomta össze. Ez azért következhetett be, mert miután elfogyott a fűtőanyag, megszűnt az energiatermelés, vele együtt az energia kisugárzás is, és a sugárnyomás is. De ha ez így van, akkor a gravitáció miért nem nyomta össze teljesen a kiégett csillagot? Azért nem, mert az elektronok alá vannak vetve a kvantumfizika törvényeinek. Ez pedig azt jelenti, hogy érvényes rájuk a Heisenberg-féle bizonytalansági reláció:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar,$$

ahol \hbar a Planck állandó, Δx és Δp_x az x koordináta, illetve a p_x impulzus komponens bizonytalansága. Látható, hogy Δx és Δp_x egyszerre nem lehet zérus, ha az egyik nagyon kicsi, akkor a másik nagyon nagy kell, hogy legyen. Ha egy elektront arra kényszeríték, hogy x koordinátája x és $x+\Delta x$ között legyen, akkor a Δp_x impulzus bizonytalansága szükségképpen nagyobb lesz, mint $\hbar/\Delta x$. De akkor a p_x impulzus komponens abszolút értéke is nagyobb lesz, mint $\hbar/\Delta x$. Röviden szólva, ha az elektront kis helyre kényszerítém, akkor nagy lesz az impulzusa.

De ha nagy az impulzusa, akkor nagy nyomást képes kifejteni! Ez a nagy, kvantumfizikai eredetű nyomás lesz az, ami szembeszegül a gravitációs nyomásnak és megállítja a további összehúzódást.

Neutron csillag

Igaz-e az, hogy az elektronok kvantumfizikai nyomása minden esetben meg tudja állítani az összehúzódást? Akkor lenne igaz, ha semmi sem jönne közbe. De közbe jön! Amikor az elektronokat a gravitáció már nagyon kis helyre szorította össze, az elektronok impulzusa és ezzel együtt energiája is nagyon nagy lesz. Olyan nagy, hogy a fentebb emlegetett

$$E_e > m_n c^2 - m_p c^2 = 1.3 \text{ MeV}$$

alakú egyenlőtlenség teljesül. Ekkor az elektronok és a protonok eltűnnek és helyettük neutronok jelennek meg. De ha az elektronok nincsenek többé, akkor nyomást sem tudnak kifejteni és akkor a gravitáció győz. A csillag összeroppan. De meddig? Csak egy darabig! A neutronokra ugyanúgy érvényes a Heisenberg-féle bizonytalansági reláció, mint az elektronokra, ezért egy idő után a neutronok átveszik az elektronok szerepét és szembeszegülnek a gravitációs nyomással. A rendszer egyensúlyba kerül. Ez a neutron csillag. Ez az átalakulás akkor történik meg, ha a tömeg éppen akkora, mint a Nap tömegének 1.4-szerese. Ez az az átalakulás, amit Ia szupernóva robbanáskor látunk.

Vörös óriás

Amikor egy csillag elégette az összes hidrogén készletét, akkor további sorsát a tömege határozza meg. Ha a tömeg kicsi, akkor a gravitációs nyomás hatására a csillag összehúzódik és felmelegszik, de nem annyira, hogy beindulhasson a hélium magok fúziója.

Ekkor az összehúzódás addig folytatódik, amíg azt a kvantumfizikai eredetű elektronnyomás meg nem állítja. Ekkor a csillag fehér törpeként tündöklök az égen. Mint-hogy azonban már nincs ami pótolja a sugárzási veszteséget, a csillag megszűnik csillagnak lenni és kiégett fekete törpe lesz belőle, amit nem láthatunk, létét csak a gravitációs hatása tudja elárulni. Ha a csillag tömege nagy, akkor az összehúzódás során bekövetke-

zõ felmelegedés olyan nagy mértékű lehet, hogy beindul a hélium magok fúziója. A héliumot égető csillagok sugárnyomása a csillag anyagát igen nagy méretűre képes fel-fújni. Ezek a vörös óriások.

A fentebb elmondottak szerint az Ia típusú szupernóvák segítségével megmérhetjük azon galaxisok távolságát is, amelyek esetén minden eddig ismert távolságmérési eljárás felmondja a szolgálatot. Két csillagász csoport, egymástól függetlenül arra a megállapításra jutott, hogy a nagyon távoli galaxisok esetén a sebesség és a távolság közötti összefüggés nem olyan lineáris függvény mint azt eddig hittük. Az egyenes elkanyarodik a nagyobb távolságok irányába.

7. Mi a magyarázata annak, hogy az Univerzum gyorsulva tágul?

Az utóbbi években a gyorsulásra számos magyarázatot próbáltak adni. Ezek közül a legdrasztikusabb az, hogy a gravitációelmélet módosításra szorul. Más magyarázatok a quintessencia, illetve a sötét energia fogalmával operálnak. Itt ezekre most nem térünk ki. Ehelyett inkább egy a józan ésszel könnyen átlátható, ezért szimpatikus magyarázatot ismertetünk, amelyet három fiatal kutató: Bene Gyula, Czinner Viktor és Vasuth Máttyás a közelmúltban publikált. Ez a magyarázat abból indul ki, hogy az égen a galaxisok eloszlása nem homogén. Ez biztosan igaz. Bevezetik a homogén eloszlástól való eltérésnek, a fluktuációnak a mértékét. A Friedmann egyenleteket a perturbáció számítás eszközeivel oldották meg, és másodrendű közelítésig figyelembe vették a fluktuációk hatását. Eredményül azt kapták, hogy a fluktuációk negatív nyomást eredményeznek. A fluktuációk mértékét meg lehet úgy választani, hogy a számítás visszaadja az Univerzum tágulásának gyorsulását. Ennek ellenére ez a magyarázat még ellenőrzésre szorul. Érdeemes megemlíteni, hogy ez a magyarázat egy igen egyszerű formában is megfogalmazható. Az eredeti Friedmann modellben, a galaxisok alkotta gázt ideális gáznak tekintik, amit az jellemez, hogy a gáz részecskéi nem hatnak egymásra. Az állapotegyenlet:

$$p V = RT \quad (\text{ha } T \rightarrow 0, \text{ akkor } p \rightarrow 0)$$

Tekintsük ezt a gázt reális gáznak, amelyben a részecskék hosszúhatótávú vonzást gyakorolnak egymásra. A reális gázok van der Waals-féle állapotegyenlete:

$$(p + A \rho^2) (V - V_0) = R T,$$

ahol az $A \rho^2$ tag a vonzó kölcsönhatást veszi figyelembe, V_0 pedig a részecskék saját térfogata, ami annál jelentéktelenebb, mennél hígabb a gáz. Ezen, a reális gázokra vonatkozó állapotegyenletheől következik, hogy ha $T \rightarrow 0$, akkor $p \rightarrow -A \rho^2$, azaz a nyomás negatív! Ez kvalitatíve megegyezik a fluktuációk elemzéséből származó eredménnyel.

A fiatal kutatók által bevezetett magyarázat tehát azt mondja, hogy az Univerzumot alkotó galaxisok nem ideális gázt, hanem reális gázt alkotnak, ami nyilvánvalóan igaz, hiszen a galaxisok között gravitációs vonzás uralkodik.

Lovas István

a Magyar Tudományos Akadémia tagja

Energiaátalakulási folyamatok a növényekben

A növényi anyagcsere egyik legjellemzőbb vonása, hogy a növények képesek a fényenergiát szerves anyagok előállítására felhasználni. Azon folyamatok összességét, melyek során a növényi szervezet fényenergia jelenlétében szervesanyagokból szerves anyagokat épít fel, fotoszintézisnek nevezzük. Ahhoz, hogy növekedési és fejlődési folyamatait, a testen belüli állandó megújulásokat, az aktív anyagszállítási és mozgá-