

3K - GEISLUNIN OG LJÓSHVOLF HINS SÝNILEGA HEIMS

Einar H. Guðmundsson
Raunvísindastofnun Háskólans

Inngangur

Um þessar mundir eru liðin 20 ár frá því Arno Penzias og Robert Wilson uppgötvuðu veika rafsegulgeislun á örbylgjusviðinu, sem stöðugt streymir til jarðar utan úr geimnum og mælist vera nær jafnstærk úr öllum áttum (Penzias og Wilson, 1965. Sjá einnig mjög skemmtilega frásögn í Weinberg, 1977). Hiklaust má telja fund þennan með merkari uppgötvunum í nútíma heimsfræði og verður jafnvel að leita allt aftur til ársins 1929, er Edwin Hubble og samstarfsmenn hans uppgötvuðu útpenslu alheimsins (Hubble, 1929), ef benda skal á uppgötvun, sem haft hefur jafn mikil eða meiri áhrif á hugmyndir manna um alheiminn og þróun hans.

Nákvæmar mælingar á geislun þessari sýna, að hún hefur svarthlutar-róf með hágildi við bylgjulengd $\lambda \approx 1$ mm og hita $T = 2.7 \pm 0.3$ K (Weiss, 1980). Af þessum sökum er oft talað um 3K-geislunina og verður sú jafngift notuð í því sem hér fer á eftir.

Eitt helsta sérkenni geislunarinnar er hversu stefnusnauð (ísótrópísk) hún er. Þegar tekið hefur verið tillit til truflana frá þekktum uppsprettum kemur í ljós, að mjög lítill munur er á styrk geislunarinnar úr mismunandi áttum. Eina fráviknið, sem fundist hefur, er einföld tvíþólstefnuhneigð er auðveldlega má skýra með Dopplerfærslu, vegna hreyfingar okkar miðað við uppsprettur geislunarinnar.* Nákvæmnin í mælingunum er mjög mikil: $\Delta T/T \lesssim 10^{-4}$ fyrir hornskala $1' \lesssim \phi \lesssim 90^\circ$ og bylgjulengdir á bilinu 0.5 mm $\lesssim \lambda \lesssim 11$ cm (Weiss, 1980). Það er

* Tvíþólstefnuhneigðina, sem er stefnuhneigð (anísótrópía) á hornskala 180° , má skrifa á forminu $\Delta T/T \approx 10^{-3} \cos \theta$, þar sem $\theta = 0$ er punktur á hvelvingunni með stjörnuhnitin $\alpha \approx 10^h \cdot 4$ og $\delta \approx -27^\circ$ (Fixen et al., 1983).

einmitt þessi mikla stefnusneyða geislunarinnar, sem ásamt útpenslunni er ein helsta röksemdin fyrir því, að þeim hluta alheims er við sjáum, sé vel lýst með einum af Friedmann heimslíkönum almennu afstæðiskennningarinnar (Sciama, 1971; Weinberg, 1972).

Ljóseindir 3K-geislunarinnar eru mjög langt að komnar. Veik víxlverkun örbylgna við geimefni tryggir að uppsprettur geislunarinnar eru mun fjarlægari en fjarlægustu dulstirni. Það hefur því lengi verið von manna, að með nákvæmari mælingum megi að lokum finna veikar stefnuhneigðir í geisluninni, er gefið geti upplýsingar um dreifingu efnisins á þessum fjarlægum svæðum, sem vegna endanlegs hraða ljóssins eru einnig mjög fjarlæg í tíma. Menn hafa jafnvel gert sér vonir um, að slíkar athuganir geti gert upp á milli hinna ýmsu kenninga um myndun vetrarbrauta, en það er enn eitt af stærstu óleystu vandamálunum í heimsfræði (sjá t.d. Partridge, 1983). Víða um heim er þess því beðið með óþreyju, að COBE-gervihnettinum (Cosmic Background Explorer) verði skotið á loft, en í honum verða m.a. vönduð tæki til stefnuhneigðarmælinga á 3K-geisluninni (Weiss, 1980).

Í þessari grein verður sýnt fram á, að miðað við þær aðstæður sem ætla má að ríki í geimnum á milli vetrarbrauta (hér er einkum átt við þéttleika og jónunarstig geimefnis) er ólíklegt að hægt verði að nota stefnuhneigðarmælingar til þess að fá nákvæmar upplýsingar um svæði, sem eru minni en 1 Gpc eða svo að þvermáli.* Það virðist því borin von, að slíkar mælingar geti veitt upplýsingar um myndun vetrarbrautahópa, sem eru að meðaltali 1-10 Mpc í þvermál, hvað þá að með þeim megi fá vitneskju um myndun einstakra vetrarbrauta.

Friedmann heimslíkөн almennu afstæðiskennningarinnar

Í því sem hér fer á eftir verður unnið innan vébanda sígildrar heimsfræði: Gert er ráð fyrir að við lifum í Friedmann-heimi, sem orðið hefur til í "heitum stórahvelli" (Hot Big Bang). Almennt geta Fried-

* 1 pc = 1 parsec = 3.26 ljósár

mann-heimar verið "opnir", "flatir" eða "lokaðir", allt eftir því hvort núverandi meðalpéttleiki þeirra, ρ_0 , er minni en, jafn stór og, eða stærri en svokallaður markpéttleiki, $\rho_c = 1.9 \times 10^{-29} h^2 \text{ g cm}^{-3}$, þar sem $h = H_0 / 100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ og H_0 er Hubblesstuðull. Stjarnfræðilegar athuganir benda eindregið til þess að $0.5 \lesssim h \lesssim 1$ og að $0.01 \lesssim \Omega_0 \lesssim 1$, þar sem $\Omega_0 = \rho_0 / \rho_c$ (sjá t.d. Tamman et al., 1980). Líklegt má því telja, að alheimurinn sé óendanlega stór og haldi áfram að þenjast út um alla framtíð.

Þróun Friedmann-heima er lýst með fallinu $R(t)$, sem tekur gildið 0 í stórahvelli og er sívaxandi fall af heimstímanum, t , í heimum í útpenslu. Allar fjarlægðir í þessum heimum eru í réttu hlutfalli við R , og útpensluhraðinn er mældur með Hubblesstuðli, $H_0 = R_0^{-1} \dot{R}(t_0)$, þar sem punkturinn merkir deildun með tilliti til tíma, t_0 er núgildi heims-tímans (= aldur alheims) $\approx 10^{10} h^{-1}$ ár og $R_0 = R(t_0)$. Rauðvik ljósgjafa, $Z = \Delta\lambda/\lambda$, stafar af útpenslu alheims og er gefið með jöfnunni

$$1 + Z = R_0/R(t_e), \quad (1)$$

þar sem t_e er heimstíminn þegar geislunin lagði af stað frá uppsprettunni. Ljóst er að rauðviksmælingar (og reyndar allar aðrar mælingar) á ljósi frá fjarlægum uppsprettum eru í raun mælingar á ljóskeilunni (the backward light cone) og Z er þ.a.l. stærð, sem heppilegt er að nota sem mælikvarða á "fjarlægð" út eftir ljóskeilunni.

3K-geislunin og kenningin um heitan stórahvell

Ljóseindagas 3K-geislunarinnar tekur að sjálfsögðu þátt í útpenslu alheims og kólnar stöðugt af hennar völdum. Útpenslan veldur bylgjulengdaraukningu ljóseindanna, þ.e. rauðviki, sem lýst er með jöfnu (1). Auðveldlega má sýna fram á að hiti geislunarinnar breytist í öfugu hlutfalli við R og því gildir jafnan

$$T = T_0 (1+Z), \quad (2)$$

þar sem $T_0 = 2.7 \text{ K}$. Af þessu má sjá, að áður fyrr hefur geislunin

verið mun heitari en nú, og reyndar stefnir T á óendanlegt með vaxandi Z (þ.e. þegar t stefnir á 0). Þessi hegðun ljóseindagassins er ein helsta röksemd heimsfræðinga fyrir því að stórhvellingur hafi verið heitur (Dicke et al., 1965).

Í kenningunni um heitan stórahvelling er gert ráð fyrir, að upphaflega hafi ríkt gífurlega heitt og þétt ástand í alheimi. Efnið hefur þá líklega verið á formi rafgass með öllum hugsanlegum tegundum öreinda í varmajafnvægi. Vegna örrar útpenslu alheims, kólnaði rafgasið mjög hratt og hver öreindategundin af annarri hvarf af sjónarsviðinu, vegna pareyðinga og hrörunar auk þess sem talið er að ýmsar örlagaríkar fasabreytingar hafi átt sér stað.*

Í lok þessa heita bernskuskeiðs alheimsins, þ.e. um 10^6 árum eftir stórahvelling, er samsetning rafgassins orðin tiltölulega einföld. Efnið er nú einkum samsett úr róteindum, He-kjörnum og rafeindum, sem eru í varmajafnvægi við gífurlegan fjölda ljóseinda (í rafgasinu eru u.þ.b. 10^9 ljóseindir fyrir hverja þungeind). He-kjarnarnir, sem eru um 25% af massa efnisins, mynduðust við kjarnasamruna á fyrstu mínútum þróunarsögunnar. Á sama tíma myndaðist einnig örlítið magn af öðrum léttum atómkjörnum. Auk þessa er líklegt að til staðar séu mjög veikt víxlverkandi og stöðugar eindir, svo sem fiseindir.

Í þessu ástandi (nákvæmar : á meðan $T \gtrsim 4000$ K) er alheimurinn ógagnsær vegna Thomsondreifingar ljóseinda frá rafeindum. Meðalsnerta ljóseindanna er $\lambda = (n_e \sigma_T)^{-1} \approx 10^{29} \Omega_0^{-1} h^{-2} (1+Z)^{-3}$ cm, þar sem n_e er meðalfjöldi rafeinda í rúmmálseiningu og $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}$ cm² er þversnið Thomsondreifingar. Ef $T \gtrsim 4000$ K, þá er $Z \gtrsim 10^3$ (sjá jöfnu (2)), og fyrir $\Omega_0 = 0.1$, $h = 0.75$ fæst $\lambda \lesssim 2 \times 10^{21}$ cm ≈ 2000 ljósár. Þetta er ekki mikil vegalengd í heimsfræðilegum skilningi. Ef tillit er tekið til útpenslu alheims, þá svara þessi 2000 ljósár til $2000(1+Z) \approx 2 \times 10^6$ ljósára í dag. Af þessu sést, að væri alheimur jafn ógagnsær nú og

* Þeim sem vilja kynna sér þessa sögu nánar má t.d. benda á greinar Kolb og Turners (1981) og Barrows og Turners (1982).

hann var þegar $Z \gtrsim 10^3$, þá sæjum við ekki einu sinni til Andrómedu-
vetrarbrautarinnar, hvað þá lengra út í geiminn.

Ljóshvolf hins sýnilega heims

Þegar rafgasið kólnar niður fyrir u.þ.b. 4000 K verður snögg breyt-
ing á ástandi þess. Rafeindirnar sameinast róteindum og atómkjörnum
og mynda óhlaðin atóm. Við þetta dregur mjög úr víxlverkun ljóseinda
og rafeinda; ljóseindirnar komast nú óhindrað leiðar sinnar, og al-
heimur verður "skyndilega" gagnsær.

Almennt er talið að ljóseindir 3K-geislunarinnar séu einmitt ljós-
eindir, sem losnuðu frá efninu með þessum hætti fyrir óralöngu, og
þær hafi því verið nær 10^{10} ár á leiðinni til okkar. Ef þær hafa komist
hindrunarlaust alla þessa leið, bera þær með sér nákvæmar upplýsingar
um ástand alheims, eins og það var u.þ.b. 10^6 árum eftir stórahvell
(Dicke et al., 1965). Þar eð alheimur var ógagnsær fyrir þann tíma
sjáum við ekki lengra út eftir ljóskeilunni en til atburða sem hafa
rauðvik í kringum 10^3 . Einsleitni Friedmann-heima tryggir þá, að
sérhver athugandi í alheimi hefur um sig virkan sjóndeildarhring með
þessu rauðviki. Á ensku er sjóndeildarhringurinn kallaður "The Surface
of Last Scattering", en ég hef kosið að kalla hann "ljóshvolf hins
sýnilega heims" á íslensku. Rétt er að nefna, að ljóshvolfið fjarlægist
athugandann með hraða ljóssins, og svæði sem nú eru handan sjóndeildar-
hringsins verða fyrr eða síðar hluti hins sýnilega heims. Til frekari
skilningsauka má benda á, að ljóshvolf þetta líkist á ýmsan hátt ljós-
hvolfi sólar. Í báðum tilfellum er um lýsandi yfirborð að ræða, sem
skoða má í smáatriðum með þar til gerðum sjónaukum. Helsti munurinn er
sá, að í öðru tilfallinu umlykur ljóshvolfið okkur, en í hinu horfum
við á það utan frá. Með þetta í huga er ljóst, að nákvæmar stefnu-
hneigðarmælingar á 3K-geisluninni ættu að gefa góða mynd af ljóshvolfi
hins sýnilega heims og meðal annars leiða í ljós, hvort þar er að finna
svæði sem eru heitari eða kaldari en umhverfið (sbr. sólbletti á yfir-
borði sólar).

Ástæður fyrir stefnuháðri hitadreifingu geta að sjálfsögðu verið

margvíslegar, en sú sem heimsfræðingar hafa einkum áhuga á tengist þéttleikasveiflum í frumrafgasinu. Hugmyndin er sú, að slíkar sveiflur hafi myndað sjálfstæðar efniseiningar, er þéttst hafi og þróast og orðið að vetrarbrautum eða stærri kerfum. Væntanlega endurspeгла ójöfnur í 3K-geisluninni þéttleikadreifinguna á ljóshvolfinu, og með því að kanna styrk þeirra og stærð vonast menn til þess að fá áreiðanlegar upplýsingar um þetta mikilvæga skeið í þróunarsögu vetrarbrauta (sjá t.d. Peebles, 1980). Eins og áður er getið hafa enn ekki fundist neinar raunverulegar "misfellur" á ljóshvolfinu, og miklar vonir eru því bundnar við mælingar COBE-hnattarins, sem skotið verður á loft árið 1988.

Jónað geimefni og fjarlægðin tilljóshvolfsins

Sú mynd sem hér hefur verið dregin upp breytist verulega ef ljóseindir 3K-geislunarinnar komast ekki óhindrað til okkar frá $Z \approx 10^3$.

Víxlverkun þeirra við óhlaðin atóm í geimnum er að sjálfsögðu hverfandi lítil, en ekki þarf nema örlítla jónun efnisins til að orsaka verulega dreifingu frá rafeindum. Áhrifum jónunar er best lýst með því að reikna sjóndýpið fyrir Thomsondreifingu

$$\tau(Z) = \int_0^s(Z) n_e \sigma_T ds = 0.071 \Omega_g x f(Z, \Omega_0), \quad (3)$$

þar sem x er jónunarstig geimefnisins ($0 \leq x \leq 1$), $\rho_g = \Omega_g \rho_c$ er meðalþéttleiki þess og

$$f(Z, \Omega_0) = (2/3) \Omega_0^{-2} \left[(1 + \Omega_0 Z)^{1/2} \left((1 + \Omega_0 Z) + 3(\Omega_0 - 1) \right) - (3\Omega_0 - 2) \right]. \quad (4)$$

Í jöfnu (3) er gert ráð fyrir að x sé fasti. Geimurinn er gagnsær út að $\tau \approx 1$ og með því að leysa jöfnu (3) má reikna út tilsvareandi rauðvík, $Z_1 = Z(\tau = 1)$, fyrir tiltekin gildi kennistærðanna, Ω_g, x, Ω_0 og h . Reikningarnir verða einfaldir ef $\Omega_0 Z \gg 1$. Þá er $f(Z, \Omega_0) \approx (2/3) \Omega_0^{-1/2} Z^{3/2}$ og $\tau = 1$ gefur

$$Z_1 = 7.6 \Omega_0^{1/3} (\Omega_g \times h)^{-2/3} . \quad (5)$$

Ef $\Omega_0 = 0.1$, $h = 0.75$ og $\Omega_g \times h = 0.002$, sem er ekki ósennileg stærð (sjá t.d. Sciama, 1982) fæst $Z_1 = 270^*$. Það má því ljóst vera, að ekki þarf mikið af jónuðu geimefni milli vetrarbrauta til þess að fara ljóshvolf hins sýnilega heims nær okkur: frá $Z \approx 10^3$ til $Z \approx 10^2$. Til þessa hefur heitt jónað efni fundist í nokkrum hópum vetrarbrauta, en ekki hefur enn tekist að sanna, svo ótvírætt sé, að það sé alls staðar að finna á milli vetrarbrautanna. Ástæðan er væntanlega fyrst og fremst sú, að útgeislun þess og víxlverkun við ljóseindir er mjög veik (og þ.a.l. tormælanleg), frekar en að jónað efni sé ekki til staðar. Það styður og þessa tilgátu, að sýnt hefur verið fram á að hverfandi lítið er af ójónuðu efni á milli vetrarbrautanna (Gunn og Peterson, 1965; Longair, 1978). Þar eð ólíklegt má telja, að allt efni alheimsins sé samankomið í vetrarbrautunum og að geimurinn sé algjörlega tómur, geng ég út frá því að efnið sé í jónuðu ástandi.** Það hefur hitnað og jónast á nýjan leik, einhvern tíma eftir atómmyndunina, e.t.v. af völdum höggbylgna og orkumikillar geislunar, sem óhjákvæmilega fylgja virkum stigum í þróun stjarnfræðilegra kerfa. Vel er hugsanlegt að fyrstu kerfin, t.d. fyrstu stjörnur, hafi verið komin á slíkt stig þegar $Z = 200-500$ (Rees, 1980).

Ströngustu skilyrði, sem hægt er að setja á upphitun geimefnis,

* Lægsta hugsanlega gildi á Z_1 , sem staðist getur miðað við þekkingu okkar á alheimi, fæst með því að setja allar kennistærðirnar = 1 í jöfnu (5). Það sýnir að geimurinn er gagnsær a.m.k. út að rauðvíki 8 og sannar að uppsprettur 3K-geislunarinnar eru í meiri fjarlægð en fjarlægustu dulstirni. (Mesta rauðvík uppsprettu, sem mælt hefur verið, er 3.78 fyrir dulstirnið PKS 2000-330 (Peterson et al., 1982)).

** Nýlegar mælingar á gleypilínum í útfjólublárri geislun frá dulstirnum benda til þess að einjónað helíum sé að finna í geimnum á milli vetrarbrautanna (Sciama, 1982). Einföld túlkun á gögnunum gefur $\Omega_g \times h = 0.002$.

koma frá áhrifum jónaðs efnis á róf 3K-geislunarinnar. Þegar rafsegulgeislun með svarthlutarróf víxlverkar við mun heitara gas rafeinda, taka ljóseindirnar orku frá rafeindunum, dreifing þeirra með tíðni raskast, og rófið verður bjagað svarthlutarróf. Zeldovich og Sunyaev (1969; sjá einnig Zeldovich og Novikov, 1983) notuðu þetta til þess að sýna fram á, að endurjónun geimefnis gæti ekki hafa átt sér stað fyrir þann tíma í þróunarsögunni, er svarar til rauðviks

$$Z_R = 250 \Omega_0^{-5/9} h^{-4/3} . \quad (6)$$

Með $\Omega_0 = 0.1$ og $h = 0.75$ fæst $Z_R = 1319$. Ljóst er að önnur gildi á kennistærðum geta gefið lægra Z_R , en með samanburði við jöfnu (5) fæst að $Z_1 < Z_R$ ef

$$\Omega_g x > 0.005 \Omega_0^{4/3} h. \quad (7)$$

Ójafnan er uppfyllt fyrir öll sennileg gildi kennistærða, og því er full ástæða til að kanna nánar þann möguleika, að endurjónun geimefnis hafi átt sér stað og að ljóshvolfið sé mun nær okkur í tíma og rúmi en almennt hefur verið talið. Rétt er þó að benda sérstaklega á, að jafna (6) gefur einungis efri mörk á Z_R . Ef endurjónunin hefur orðið mun seinna í þróunarsögunni, þ.a. $Z_R < Z_1$, verða áhrif efnisins á geislunina hverfandi og við sjáum alla leið út að rauðviki 10^3 .

Þykkt ljóshvolfsins

Ein áhugaverðasta spurningin, sem spyrja má um ljóshvolfið, er hversu þykkt það sé. Þykktin takmarkar nefnilega stærð þeirra svæða í hvolfinu, sem stefnuhneigðarmælingar á 3K-geisluninni geta gefið okkur upplýsingar um. Ef þvermál svæðis er minna en þykkt hvolfsins, veldur umtalsverð dreifing ljóseinda því að "myndin" af svæðinu verður mjög dreifð og óskýr.

Svarið við spurningunni fæst með því að kanna nánar, hvaða rauðvik þær ljóseindir hafa, sem til okkar berast. Líkindi þess að tiltekin ljóseind sé komin úr sjóndýpi τ er $e^{-\tau}$. Meðalrauðvik ljóseindanna er þ.a.l.

fundíð með heildinu

$$\bar{Z} = \int_0^{\infty} Z(e^{-\tau} \frac{d\tau}{dZ}) dZ . \quad (8)$$

Rauðviksdreififallið, $P(Z) = e^{-\tau(Z)} \frac{d\tau}{dZ}$, tekur hágildi í $Z = Z_L$, er skilgreina má sem rauðvik ljóshvolfsins, og fellur til beggja átta sem fall af Z . Ef við gerum ráð fyrir jónuðu geimefni og að $\Omega_0 Z \gg 1$ fæst

$$Z_L \approx 3.7 \Omega_0^{1/3} (h\Omega_g x)^{-2/3} \approx 0.5 Z_1 , \quad (9)$$

þar sem jafna (3) hefur verið notuð fyrir τ .

Þykkt hvolfssins má skilgreina á ýmsa vegu. Þægileg og nægjanlega nákvæm aðferð er að reikna hálfbreidd dreififallsins, ΔZ . Tölulegir reikningar sýna að $\Delta Z = 2.64 Z_L$, nær óháð gildum á kennistærðum, sem sennilega geta talist. Til þess að fá hugmynd um raunverulega þykkt hvolfssins má reikna eiginþykktina, Δd , eins og hún er í dag. Fyrir $\Omega_0 Z_L \gg 1$ er

$$\Delta d \approx 4R_H (\Omega_0 Z_L)^{-1/2} \approx 8 \left(\frac{\Omega_g x}{\Omega_0^2 h^2} \right)^{1/3} \text{ Gpc} , \quad (10)$$

þar sem $R_H = cH_0^{-1} \approx 3h^{-1}$ Gpc er Hubblesradíus. Hafa ber í huga að þykkt ljóshvolfsins vex með tíma vegna útpenslu alheimsins og var jöfn $\Delta d/(1+Z_L)$, þegar ljóseindirnar lögðu af stað frá $Z = Z_L$. Stærð, sem breytist aftur á móti ekki í rás tímans, er massi kúlulaga svæðis með miðju í miðju hvolfssins ($Z = Z_L$) og þvermál, sem er ávallt jafnt þykkt hvolfssins: $M_L = (4\pi/3)(\Delta d/2)^3 \rho_0$. Heppilegt er að nota M_L sem mælikvarða á stærð ljóshvolfsins. Með hjálp jöfnu (10) fæst

$$M_L \approx 6 \times 10^{22} \Omega_0^{-1} \Omega_g x M_{\odot} , \quad (11)$$

óháð gildinu á h . $M_{\odot} = 2 \times 10^{30}$ kg er massi sólar. Til að tengja þessar niðurstöður stefnumælingum er nauðsynlegt að reikna hornið, ϕ_L , sem framangreint svæði spannar á hvelfingunni.

Núgildi hornsins er $\phi_L = \Delta d(1+z_L) / d_L$, þar sem d_L er svokölluð ljós-
afslsfjarlægð til $Z = z_L$. Fyrir $\Omega_0 z \gg 1$ er $d_L \approx 2 R_H \Omega_0^{-1} z_L$ og

$$\phi_L \approx 60^\circ (\Omega_0 h \Omega_g x)^{1/3}. \quad (12)$$

Ljóst er að stefnuhneigðarmælingar á ljóshvolfinu gefa mjög litlar
upplýsingar um hornskala $< \phi_L$ og þ.a.l. um svæði, sem hafa minni
massa en M_L . Fyrir dæmigerð gildi kennistærða, $h = 0.75$, $\Omega_0 = 0.1$
og $\Omega_g x = 0.002$, fæst

$$\Delta d \approx 4 \text{ Gpc}, \quad M_L \approx 6 \times 10^{20} M_\odot \quad \text{og} \quad \phi_L \approx 4^\circ.$$

Af þessu má sjá, að stefnuhneigðarmælingar geta lítið sagt okkur um
myndun vetrarbrauta og vetrarbrautahópa, hafi endurjónun geimefnis
orðið með áðurnefndum hætti.

Fróólegt er að bera þessar niðurstöður saman við þær sem fást, ef
endurjónun geimefnis hefur ekki átt sér stað. Reikningar á þykkt hins
sígilda ljóshvolfs í $Z \approx 10^3$ verða heldur viðameiri, vegna þess að
jónunarstigið er ekki fasti, og τ er flókið fall af Z . Niðurstöður
Sunyaevs og Zeldovichs (1970) fyrir $\tau = \tau(Z)$ við atómmyndunina gefa
 $Z_L = 1055$ og $\Delta Z \approx 0.1 z_L$, nær óháð Ω_0 og h . Í þessu tilfalli eru
eiginþykkt hvolfnsins, markmassinn og markhornið gefin með jöfnunum

$$\Delta d \approx R_H (\Omega_0 z_L)^{-1/2} (\Delta Z / z_L) \approx 9 h^{-1} \Omega_0^{-1/2} \text{Mpc}, \quad (13)$$

$$M_L \approx 10^{14} h^{-1} \Omega_0^{-1/2} M_\odot \quad (14)$$

og

$$\phi_L \approx 10' \Omega_0^{1/2}. \quad (15)$$

Fyrir $\Omega_0 = 0.1$ og $h = 0.75$ fæst $\Delta d \approx 40 \text{ Mpc}$,
 $M_L \approx 4 \times 10^{14} M_\odot$ og $\phi_L \approx 3'$. Ljóst er að jafnvel við bestu hugsan-
legu skilyrði, þ.e. ef áhrif endurjónunar eru hverfandi og við sjáum
alla leið aftur til rauðviks 10^3 , geta stefnuhneigðarmælingar ekki gefið
okkur miklar upplýsingar um myndun einstakra vetrarbrauta. Líklega
geta þær þó sagt okkur eitthvað um myndun stærstu vetrarbrautahópa.

Ennfremur ættu þær að geta skorið úr um það, hvort rekja megi myndun stærstu kerfa alheimsins, stórhópanna (superclusters), til Þéttleika-sveiflna í frumrafgasinu.

Lokaorð

Niðurstöður þessara athugana benda eindregið til þess, að mælingar á stefnuhneigðum í 3K-geisluninni geti ekki veitt miklar upplýsingar um myndun stórra stjarnfræðilegra kerfa. Hinsvegar geta slíkar mælingar augljóslega gefið mikilvægar upplýsingar um efnið á milli vetrarbrautanna. Ef COBE - hnötturinn finnur t.d. greinilegt mynstur á ljóshvolfinu á hornskala $\gtrsim 1'$, má taka það til marks um að við sjáum alla leið til rauðviks 10^3 . Finnist ekkert slíkt mynstur, aukast aftur á móti líkur þess að geimefnið hafi jónast fyrir langa löngu og sé nægjanlega þétt til þess að má út allar upplýsingar um dreifingu efnisins á bernskuskeiði alheimsins.

Einnig má benda á, að í báðum tilvikum er ljóshvolf hins sýnilega heims mun fjarlægara en fjarlægustu uppsprettur, sem greina má í sjónaukum, og mælingar COBE - hnattarins geta því veitt mikilvægar upplýsingar um víxlverkun ljóseinda 3K-geislunarinnar við geimefni í vetrarbrautum og hópum vetrarbrauta. Þetta er mjög áhugavert rannsóknarsvið, sem lítið hefur verið sinnt fram að þessu. Reyndar bentu Sunyaev og Zeldovich (1972) á það fyrir mörgum árum, að víxlverkun við gífurlega heitt gas í vetrarbrautahópum ætti að valda ákveðinni bjögun á rófi 3K-geislunarinnar, og nýlega tókst Birkinshaw, Gull og Hardebeck (1984) að mæla slíka breytingu á rófinu í stefnu til þriggja hópa. Að öðru leyti hefur lítið sem ekkert verið gert á þessu sviði. Næsti þáttur í rannsóknum höfundar á 3K-geisluninni, sem reyndar er þegar hafinn, er fræðileg könnun á því, með hvaða hætti nota megi nákvænmismælingar á stefnuhneigðum í geisluninni til þess að afla upplýsinga um mjög virk stig í þróunarsögu vetrarbrauta og vetrarbrautahópa. Nánar verður skýrt frá þeim rannsóknum á öðrum vettvangi.

Ég vil að lokum þakka Þorsteini I. Sigfússyni og Bernard Jones fyrir mjög skemmtilegar viðræður og gagnlegar ábendingar og Heiðari J. Hannessyni og Lárusi Thorlacius fyrir aðstoð við útreikninga. Þorsteinn Sæmundsson las yfir handrit að greininni í upphaflegri mynd og benti á ýmislegt, sem betur mátti fara. Kann ég honum bestu þakkir fyrir.

Heimildir

- Barrow, J.D., og M.S. Turner, The inflationary universe-birth, death and transfiguration, Nature, 298, 801-805, 1982.
- Birkinshaw, M., S.F. Gull, og H. Hardebeck, Confirmation of the Sunyaev-Zeldovich effect towards three clusters of galaxies, Nature, 309, 34-35, 1984.
- Dicke, R.H., P.J.E. Peebles, P.G. Roll, og D.T. Wilkinson, Cosmic-black-body radiation, Ap. J., 142, 414-419, 1965.
- Fixen, D.J., E.S. Cheng, og D.T. Wilkinson, Large-scale anisotropy in the 2.7 K radiation with a balloon-borne maser radiometer at 24.5 GHz. Phys.Rev. Letters, 50, 620-622, 1983.
- Gunn, J.E., og B.A. Peterson, On the density of neutral hydrogen in intergalactic space, Ap. J, 142, 1633, 1965.
- Hubble, E.P., A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S., 15, 168-173, 1929.
- Kolb, E.W., og M.S. Turner, The early universe, Nature, 294, 521-526, 1981.
- Longair, M.S., Radio astronomy and cosmology, í Observation Cosmology, ritstjórn: A. Maeder, L. Martinet og G. Tamman, bls. 127-257, Geneva Observatory, 1978.
- Partridge, R.B., Structure in the universe and fluctuations in the cosmic microwave background, í The Origin and Evolution of Galaxies, ritstjórn: B.J.T. Jones og J.E. Jones, bls. 121-142, D. Reidel, Dordrecht, 1983.
- Peebles, P.J.E., The Large Scale Structure of the Universe, 422 bls., Princeton University Press, Princeton, N.J., USA, 1980.
- Penzias, A.A., og R.W. Wilson, A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s, Ap. J., 142, 419-421, 1965.
- Peterson, B.A., A. Savage, D.L. Jauncey, og A.E. Wright, PKS 2000-330: a quasi-stellar radio source with a redshift of 3.78. Ap. J. Letters, 260, L27-L29, 1982.
- Rees, M.J., Diffuse material, background radiations and the early universe, í Physical Cosmology, ritstjórn: R. Balian, J. Audouze og D.N. Schramm, bls. 615-660, North Holland, Amsterdam, 1980.

- Sciama, D.W., Modern Cosmology, 212 bls., Cambridge University Press, Cambridge, England, 1971.
- Sciama, D.W., Massive neutrino decay and the photoionization of the intergalactic medium, M.N.R.A.S., 198, 1p - 5p, 1982.
- Sunyaev, R.A., og Ya. B. Zeldovich, Small-scale fluctuations of relic radiation, Astr. and Sp.Sci., 7, 3 - 19, 1970.
- Sunyaev, R.A., og Ya. B. Zeldovich, The observation of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the clusters of galaxies, Comm. Astrophys. Sp.Phys., 4, 173 - 178, 1972.
- Tamman, G.A., A. Sandage, og A. Yahil, The determination of cosmological parameters, í Physical Cosmology, ritstjórn: R. Balian, J. Audouze og D.N. Schramm, bls. 53-125, North Holland, Amsterdam, 1980.
- Weinberg, S., Gravitation and Cosmology, 657 bls., John Wiley, New York, 1972.
- Weinberg, S., The First Three Minutes, 188 bls., André Deutsch, London, 1977.
- Weiss, R., Measurements of the cosmic background radiation, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 489-535, 1980.
- Zeldovich, Ya. B., og I.D. Novikov, The Structure and Evolution of the Universe, 718 bls., The University of Chicago Press, Chicago, 1983.
- Zeldovich, Ya. B., og R.A. Sunyaev, The interaction of matter and radiation in a hot-model universe, Astr. and Sp.Sci., 4, 301 - 316, 1969.

Summary : THE COSMIC PHOTOSPHERE

The effects of a uniformly ionized intergalactic medium on the cosmic microwave radiation is investigated. It is shown that even a moderate and realistic degree of ionization can bring the surface of last scattering (the cosmic photosphere) to a redshift of $Z_L \approx 10^2$ and give it a thickness of $\Delta Z \approx 3Z_L$, corresponding to a comoving mass-scale of $\sim 10^{21} M_\odot$ and an angular scale of $\sim 4'$. It thus appears unlikely that measurements of anisotropies in the microwave background will give much information about primordial density fluctuations on any scale relevant to the formation of galaxies or clusters of galaxies.