

# NUKLEOSINTEZA PO VELIKEM POKU

LEONARD ŠTOKA SEDMAK

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

Nukleosinteza po velikem poku opisuje nastanek lahkih jeder -  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  in  $^7\text{Li}$  - iz nevtronov in protonov v zgodnjem vesolju. V članku je najprej opisana teorija nastanka teh jeder, sledijo ji napovedi njihovih masnih deležev, ki izhajajo iz matematičnega opisa, in naposled primerjava le-teh z najnovejšimi meritvami s tega področja ter ugotavljanje veljavnosti opisane teorije.

## BIG BANG NUCLEOSYNTHESIS

Big Bang nucleosynthesis describes the production of light nuclei -  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  and  $^7\text{Li}$  - from neutrons and protons during the early phases of the Universe. The article first describes the theory of the formation of these nuclei, followed by predictions of their mass fractions, which are derived from a mathematical description of the topic, and finally a comparison of these with the latest measurements in this field, as well as establishing the validity of the described theory.

### 1. Uvod

Preden se lotimo opisa nukleosinteze po velikem poku, je dobro, da razčistimo, kaj ta sploh pomeni. Nukleosinteza po velikem poku, tudi primordijalna nukleosinteza (ang. *Big Bang nucleosynthesis*, krajše BBN), je proces, pri katerem se v času zgodnjega vesolja iz prostih nukleonov (nevtronov in protonov) tvorijo jedra. Kot bomo videli v nadaljevanju, je primordijalna nukleosinteza potekala v času od 1 do 20 minut po velikem poku. Odgovorna je bila za nastanek helijevega izotopa  $^4\text{He}$  (večina helija v obliki izotopa  $^4\text{He}$  v današnjem vesolju je posledica prav BBN) in majhnih količin vodikovega izotopa devterija ( $^2\text{H}$  ali D), helijevega izotopa  $^3\text{He}$  ter nekaj litijevega izotopa  $^7\text{Li}$ . Dodatno so se med njo tvorila jedra vodikovega izotopa tritija ( $^3\text{H}$  ali T) in berilijevega izotopa  $^7\text{Be}$ , vendar sta se ta izotopa zaradi svoje nestabilnosti hitro pretvorila v  $^3\text{He}$  in  $^7\text{Li}$ . Vsi ostali elementi, prisotni v današnjem vesolju, so nastali veliko kasneje, z zvezdno nukleosintezo in drugimi nukleosintezami, ki jih bomo sicer bolj spotoma našli v nadaljevanju.

### 2. Časovna umestitev

Zgolj za orientacijo, kaj pomeni 1 minuta v vesoljskem času, na hitro skicirajmo pregled dogodkov v zgodnjem vesolju. Tako bomo lahko obravnavano nukleosintezo umestili v širšo sliko, tale podaljšan uvod pa bo morda komu tudi pomagal pri razumevanju poteka dogodkov med samo nukleosintezo.

Pred začetkom še opozorimo, da bomo v vseh izračunih v nalogi konstante  $c$ ,  $\hbar$ ,  $k_b$  postavili na 1. Posledično bodo imele temperatura, masa in energija enake enote, enote energije (MeV).

Začnimo pri  $10^{-12}$  sekunde po velikem poku. O tem, kaj se je dogajalo v času pred tem, sicer obstajajo številna ugibanja in teorije, vendar pa je zaradi pomanjkanja meritev o tistem obdobju gotovega zelo malo in se zato tja ne bomo podajali. Torej, v času okoli  $10^{-12}$  s se še zadnji dve sklopljeni interakciji (elektro-magnetna in šibka) ločita, in tako vse štiri elementarne sile zasedejo današnje oblike. Ko je bilo vesolje staro  $10^{-5}$  s in je bilo dovolj hladno, da je povprečna energija interakcije med kvarki padla pod maso najlažjega hadrona, piona, se je začela t.i. bariogeneza. Kot že samo ime pove, bariogeneza opisuje nastanek barionov, delcev, ki so sestavljeni iz treh kvarkov (primera: nevtron in proton). Ob začetkih bariogeneze so nastajali tako hadroni kot antihadroni, snov in antisnov sta bili v termičnem ravnovesju. Ko se je temperatura nadalje spuščala in so se ti delci nehali ustvarjati, so se novonastali hadroni in antihadroni med sabo hitro anihilirali in

se pretvorili v visokoenergijske fotone. Zaradi neenakih količin hadronov in antihadronov (razloga, zakaj pride do tega, še ne poznamo) po koncu anihilacije nekaj hadronov vendarle preživi. Poudariti velja, da prav ti hadroni (nevtroni in protoni) predstavljajo surovine naše nukleosinteze. Z našo pripovedjo o njej bomo od tod nadaljevali v naslednjem poglavju.

Če pogledamo še malce naprej; približno po 1 s od velikega poka se nevtrini odcepijo od termične plazme (ang. *neutrino decoupling*) in začnejo prosto potovati po vesolju. Povedano natančneje, temperatura vesolja takrat že dovolj pade, da nevtrini niso več v termičnem ravnovesju z nevtroni, protoni in elektroni, ki ga vzdržuje šibka interakcija. Ker nevtrini zelo redko reagirajo s snovjo, bi jih lahko opazovali še danes kot kozmično nevtrinsko ozadje (ang. *cosmic neutrino background*, krajše  $C\nu B$ ), vendar to zaradi njihovih majhnih energij trenutno še ni izvedljivo. V približno istem obdobju leptone (primeri: elektroni in nevtrini) doleti podobna usoda kot pred tem hadrone. Ko se temperatura vesolja dovolj spusti in se, kot smo že omenili v prejšnjem odstavku, večina hadronov in antihadronov anihilira, postane v vesolju večina mase shranjena v obliki leptonov in antileptonov. Pri temperaturah nad maso elektrona ( $T \gtrsim m_e$ ) se v parih proizvajajo leptoni in antileptoni. Po približno 10 sekundah, ko temperatura v vesolju pade pod to mejo, se proizvodnja slednjih ustavi, novonastali leptoni in antileptoni pa se hitro anihilirajo v visokoenergijske fotone. Podobno kot prej pri hadronih tudi zdaj zaradi neenakih količin obeh komponent po koncu anihilacije nekaj leptonov vendarle preživi.

### 3. Teoretični opis nastajanja lahkih jeder

Nastajanje lahkih jeder bomo zaradi nazornosti opisovali v treh korakih. Preden se dokončno lotimo opisa, podajmo še zvezo med časom od velikega poka  $t$  in temperaturo vesolja  $T$  ob tistem času. Ta relacija nam bo omogočila ekvivalentno vlogo časa in temperature kot neodvisne spremenljivke; če pojasnim: vseeno je, ali podamo čas, v katerem se je nekaj zgodilo, ali preprosteje kar temperaturo, pri kateri se je to zgodilo. Zaradi orientacije z energijsko skalo procesov, ki jih bomo opisovali v nadaljevanju, se bomo večkrat posluževali prav slednjega načina.

Izpeljave relacije se lotimo s prvo Friedmannovo enačbo, ki jo izpeljemo iz Einsteinovih enačb polja, ki nastopajo v njegovi splošni relativnosti [1]:

$$t = \frac{1}{H} = \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G\rho}}. \quad (1)$$

$G$  v enačbi je gravitacijska konstanta,  $\rho$  gostota energije,  $t$  označuje čas po velikem poku,  $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$  pa Hubblov parameter, ki meri hitrost raztezanja prostora ( $a$  je skalirni faktor,  $\dot{a}$  njegov časovni odvod). Ker nas v nalogi zanima zgolj dogajanje v zgodnjem vesolju, ko je bilo to še vroče ( $T \gg 3000$  K) in je k energijski gostoti največ prispevalo sevanje (prispevek mase postane vidnejši šele mnogo kasneje), lahko za gostoto zapišemo [2]:

$$\rho_{\text{sevanje}}(T) \approx 0.4 \left( \frac{T}{2.7 \text{ K}} \right)^4 \frac{\text{MeV}}{\text{m}^3}, \quad (2)$$

kar združimo v:

$$t = \left[ \frac{2.7 \text{ K}}{T} \right]^2 \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G \cdot 0.4 \frac{\text{MeV}}{\text{m}^3}}} \approx \frac{2.708 \text{ MeV}^2 \text{ s}}{T_{\text{MeV}}^2}. \quad (3)$$

Temperatura v zgodnjem vesolju torej korensko pada s časom.

#### 3.1 Korak 1: $t = 10^{-2}$ s, $T = 10$ MeV

To je obdobje pred začetkom nukleosinteze. Mogoče je na mestu vprašanje, zakaj se teoretičnega opisa lotimo že v tako zgodnji fazi. Kot bomo videli v nadaljevanju, je sama nukleosinteza zelo

odvisna od začetnih pogojev (tj. stanje v vesolju pred njenim začetkom), zato je praktično nujno, da s svojim raziskovanjem dogajanja v vesolju začnemo že tu. Na naslednjih nekaj straneh bomo torej dodobra spoznali in določili začetne pogoje, nekaj fizikalnega znanja, ki ga bomo pri tem dobili, pa bomo lahko uporabili tudi za razumevanje kasnejših procesov.

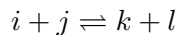
Opisa dogajanja v vesolju se lotimo kar s podatkom, ki nam o takratni sliki vesolja še največ pove, to je sestava snovi v vesolju. Računanja masnih deležev posameznih lahkih jeder se lotimo s pomočjo jedrskega statističnega ravnovesja (ang. *nuclear statistical equilibrium*, v nadaljevanju NSE), ki ga bomo razložili spodaj.

### 3.1.1 Intermezzo: Jedrsko statistično ravnovesje - NSE

V dinamičnem kemijskem ravnovesju je številska gostota nekih (zelo) nerelativističnih jeder  $A(Z)$  z masnim številom  $A$  in nabojem  $Z$  podana z:

$$n_A = g_A \left( \frac{m_A T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu_A - m_A}{T}}, \quad (4)$$

kjer je  $\mu_A$  kemijski potencial jedra  $A$ <sup>1</sup>,  $g_A$  pa število njegovih notranjih prostostnih stopenj. Pojasnimo, kaj kemijsko ravnovesje sploh je. To je stanje, pri katerem se koncentracije reaktantov in produktov pri neki reakciji skozi čas ohranjajo. Ne smemo trditi, da pri reakciji produkti oz. reaktanti ne nastajajo oz. se ne porabljajo, vendar pa je hitrost nastajanja enih in drugih enaka in v sistemu torej ni neto sprememb. Simbolično lahko to za snovi  $i, j, k, l$  zapišemo kot



oz. s kemijskimi potenciali [3]:

$$\mu_i + \mu_j = \mu_k + \mu_l. \quad (5)$$

Iz same definicije sledi še ena pomembna lastnost kemijskega ravnovesja. Če reakcije, ki ga poganjajo, potekajo dovolj hitro (= hitreje kot se širi vesolje), se ravnovesje ohranja. Jedrske reakcije, ki iz  $Z$  protonov in  $A-Z$  nevtronov proizvajajo jedra  $A(Z)$ , torej potekajo, dokler potekajo hitreje, kot se širi vesolje in eksponentno zamrejo takoj, ko njihova hitrost pade pod to mejo. Po vzoru od zgoraj lahko zapišemo:

$$\mu_A = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n. \quad (6)$$

Ker enačba (4) velja tudi za nevtrone in protone, neposredno sledi:

$$e^{\frac{\mu_A}{T}} = 2^{-A} n_p^Z n_n^{A-Z} \left( \frac{2\pi}{m_N T} \right)^{3A/2} e^{\frac{Zm_p + (A-Z)m_n}{T}}, \quad (7)$$

Pri tem smo upoštevali, da je  $g_p = g_n = 2$  (zaradi spina) in da je razlika med masama protona in nevtrona majhna ter kar približno enaka povprečni masi nukleona v jedru  $m_N = m_A/A \approx m_p \approx m_n$ .

Spomnimo se sedaj definicije vezavne energije jedra  $A(Z)$ ,

$$B_A \equiv Zm_p + (A - Z)m_n - m_A, \quad (8)$$

ki jo skupaj z enačbo (7) vstavimo v prvotno enačbo (4) in tako dobimo številsko gostoto jeder  $A(Z)$ :

$$n_A = g_A A^{3/2} 2^{-A} \left( \frac{2\pi}{m_N T} \right)^{3(A-1)/2} n_p^Z n_n^{A-Z} e^{\frac{B_A}{T}}. \quad (9)$$

<sup>1</sup>Kemijski potencial  $\mu$  je termodinamska spremenljivka, ki meri, za koliko se poveča prosta gibbsova energija homogeno porazdeljene snovi, če termodinamskemu sistemu dodamo en mol te snovi:  $\mu = \frac{dG}{dn}$

Pri tem moramo opozoriti, da so vrednosti  $B_A$  in  $g_A$  odvisne od jedra, za prvih nekaj lahkih jeder jih prilagam v tabeli 1. Še enkrat opomnimo, da vrednosti  $g_A$  določa spin jeder. V jedru  ${}^2\text{H}$  imamo na primer 2 delca, nevtron in proton, torej bo projekcija skupnega spina na z-os lahko zasedla vrednosti 1, 0 in  $-1$  (tri možnosti  $\implies g_A = 3$ ). Pri jedrih  ${}^3\text{H}$  in  ${}^3\text{He}$  imamo dva scenarija, skupni spin bi sicer lahko imel velikost  $3/2$  in bi torej njegova projekcija lahko zasedla 4 vrednosti:  $3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ , vendar pa se izkaže, da so za ta dva izotopa stabilna le jedra s velikostjo spina  $1/2$  in torej dvema možnostima projekcije:  $1/2, -1/2$  ( $g_A = 2$ ). Podobno velja tudi za  ${}^4\text{He}$  in  ${}^{12}\text{C}$ .

**Tabela 1.** Vezavne energije in prostostne stopnje lahkih jeder.

$AZ$	$B_A$ [MeV]	$g_A$
${}^2\text{H}$	2.22	3
${}^3\text{H}$	6.92	2
${}^3\text{He}$	7.72	2
${}^4\text{He}$	28.3	1
${}^{12}\text{C}$	92.2	1

Ker se prostor, v katerem so jedra (vesolje) širi in se tako njihove številske gostote manjšajo, zgornjo enačbo (9) raje prepisimo v obliko, ki bo namesto številskih gostot vsebovala masne deleže jeder vrste  $A(Z)$ . Zato vpeljimo masni delež

$$X_A \equiv \frac{n_A A}{n_N},$$

kjer je  $A$  masa jedra izbrane vrste,  $n_A$  številska gostota takih jeder,  $n_N = \sum_i (An_A)_i$  pa predstavlja številsko gostoto vseh nukleonov v sistemu. Očitno velja

$$\sum_i X_i = 1. \quad (10)$$

Enačba (9) se bo, če jo izrazimo z masnimi deleži, torej glasila:

$$X_A = g_A \cdot \zeta(3)^{A-1} \pi^{\frac{1-A}{2}} 2^{\frac{3A-5}{2}} \cdot A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{T}{m_N} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \eta^{A-1} X_p^Z X_n^{A-Z} e^{\frac{B_A}{T}}, \quad (11)$$

kjer je  $\eta \equiv \frac{n_N}{n_\gamma} = 2.68 \cdot 10^{-8} \Omega_B h^2$  razmerje gostote barionov proti fotonom.

Če povzamemo; izpeljali smo enačbo (11), ki določa masne deleže jeder določene vrste  $A(Z)$ , ob predpostavki, da je ta sistem jeder v jedrskem statističnem ravnovesju! V nadaljevanju bomo raziskali, kdaj je ta predpostavka upravičena in kdaj ne velja.

Nadaljujmo zdaj s opisom koraka 1. Če pobliže pogledamo enačbo (11), ugotovimo, da poleg temperature, ki jasno najbolj določa vso našo teoretično sliko, na masne deleže jeder v nekem sistemu [v nadaljevanju si bomo natančneje ogledali sistem nevtronov, protonov, devteronov (jedra devterija  ${}^2\text{H}$ ), jeder  ${}^3\text{He}$ , jeder  ${}^4\text{He}$  in jeder  ${}^{12}\text{C}$ ] neposredno vplivata masna deleža protona  $X_p$  in nevtrona  $X_n$ . Zato si zdaj oglejmo, kakšna sta ta deleža ob začetkih nukleosinteze in kako se spreminjata ob kasnejših časih.

### 3.1.2 Intermezzo: Razmerje nevtron-proton

#### Ravnovesje šibke interakcije

Reakcije med nevtroni in protoni,



poganja šibka interakcija. Kot smo ugotovili že pri prejšnjem intermezzu, če so te interakcije dovolj hitre v primerjavi s hitrostjo širjenja vesolja  $H$ , se kemijsko ravnovesje ohranja:

$$\mu_n + \mu_\nu = \mu_p + \mu_e. \quad (13)$$

Iz enačbe (4) sledi, da v kemijskem ravnovesju velja:

$$\frac{n}{p} \equiv \frac{n_n}{n_p} = \frac{X_n}{X_p} = e^{\frac{-Q + \mu_e - \mu_\nu}{T}}, \quad (14)$$

kjer je  $Q \equiv m_n - m_p = 1.293$  MeV. Zadnjo enačbo lahko z nekaj približki še malce poenostavimo. Zaradi elektrostatične nevtralnosti ( $n_e = n_p$ ) lahko ocenimo:

$$\frac{\mu_e}{T} \sim \frac{n_e}{n_\gamma} = \frac{n_p}{n_\gamma} \sim \frac{n_N}{n_\gamma} = \eta \implies \frac{\mu_e}{T} \sim 10^{-10}.$$

Podobno oceno bi lahko zapisali tudi za  $\mu_\nu/T$ , vendar kozmično nevtrinsko ozadje, kot smo že omenili, (še) ni detektirano, zato številske gostote nevtrinov v času nukleosinteze ne poznamo. Zato bomo predpostavili, da je število leptonov, podobno kot število barionov, majhno, tako da je

$$\frac{|\mu_\nu|}{T} \ll 1. \quad (15)$$

S tema približkoma lahko zapišemo

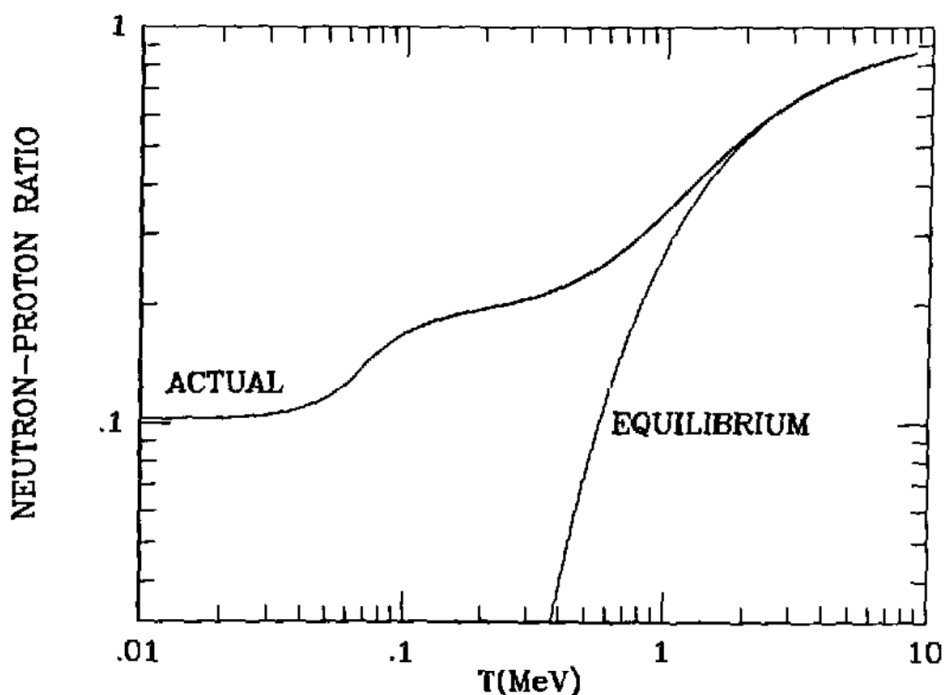
$$\left(\frac{n}{p}\right)_{EQ} = e^{-Q/T}, \quad (16)$$

kar je prikazano na grafu na sliki 1 (črta equilibrium).

#### Veljavnost ravnovesja šibke interakcije

Enačba (16) torej podaja razmerje masnih deležev nevtronov in protonov, ki ju potrebujemo za rešitev sistema v NSE. Vendar zgornja relacija velja le za nevtrone in protone, ki so v kemijskem ravnovesju. Kot smo izpostavili že na začetku tega podpoglavja, to velja le, če so reakcije med delci (šibka interakcija) dovolj hitre v primerjavi s hitrostjo širjenja vesolja. Kaj *dovolj hitre* pomeni v matematičnem smislu, bomo pojasnili v naslednjih vrsticah. S tem bomo dobili tudi temperaturno območje, na katerem relacija velja.

Začnimo z izrazom za hitrost šibke interakcije, ki pretvarja nevtrone v protone in obratno. Slednjo določa Fermijevo zlato pravilo: verjetnost za prehod nekega začetnega stanja v množico končnih stanj na časovno enoto  $\Gamma_{\text{reakcija}}$  (ekvivalentno hitrosti reakcije) v prvem približku dobimo z integracijo kvadrata matričnega elementa za izbrani proces, ki ga utežimo z gostoto lastnih stanj delcev v energijskem prostoru. Vsi procesi, vključeni v ravnovesje (12), imajo v integralu za izračun verjetnosti za prehod enak matrični element  $\mathcal{M}$  za  $\beta$ -razpad nevtrona. Njegov kvadrat je sorazmeren kvadratu popravljene Fermijeve sklopitvene konstante  $\widetilde{G}_F \approx 5.76 \cdot G_F$ , ki določa jakost sklopitve oz. šibke interakcije



Slika 1. Razmerje številske gostote nevtronov in protonov. Vir: [4].

( $|\mathcal{M}|^2 \propto \widetilde{G}_F^2$ ). Prava Fermijeva konstanta  $G_F \approx 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  je definirana preko razpada miona in jo moramo zato v primeru razpada nevtrona malce popraviti, od tod popravljena. Zaradi prej opisane lastnosti, da imajo vsi procesi (12) enak matrični element, lahko  $\mathcal{M}$  in posledično  $\Gamma_{p+e^- \rightarrow n+\nu}$  izrazimo s povprečno življensko dobo nevtrona

$$\tau_n^{-1} = \Gamma_{n \rightarrow p+e^-+\bar{\nu}_e} = \frac{\widetilde{G}_F^2}{2\pi^3} m_e^5 \lambda_0, \quad (17)$$

kjer je  $\lambda_0$  prispevek efektivnega faznega prostora. V visoko- in nizko-temperaturni limiti se izraz poenostavi v

$$\Gamma_{p+e^- \rightarrow n+\nu} = \begin{cases} \frac{1}{\tau_n} \left(\frac{T}{m_e}\right)^3 e^{-Q/T}, & \text{če } T \ll Q, m_e \\ \frac{7\pi}{60} \widetilde{G}_F^2 T^5 \simeq G_F^2 T^5, & \text{če } T \gg Q, m_e. \end{cases} \quad (18)$$

Sedaj, ko poznamo hitrost šibke interakcije, ki poganja reakcije med nevtroni in protoni (12), se vrnimo na začetek strani in se spomnimo namena računanja le-te, torej primerjave s hitrostjo širjenja vesolja  $H = 1/t \approx \frac{T^2}{2.708 \text{ MeV}^2} \text{ s}^{-1}$ . Ugotovimo, da približno velja:

$$\frac{\Gamma}{H} \sim \left(\frac{T}{0.8 \text{ MeV}}\right)^3 \quad \text{za } T \gtrsim m_e = 0.51 \text{ MeV}. \quad (19)$$

Torej lahko pričakujemo, da bo pri temperaturah nad približno 0.8 MeV razmerje nevtron-proton enako vrednosti v ravnovesju - enačba (16), kar za temperature, veliko višje od 0.8 MeV, pomeni  $X_n \simeq X_p$ .

Sedaj imamo vse potrebno znanje za izračun masnih deležev lahkih jeder. Kot smo zapisali na začetku poglavja, je obdobje prvega koraka obdobje pred začetkom nukleosinteze, vesolje pri starosti

$t = 10^{-2}$  s in temperaturi  $T = 10$  MeV. Od zgoraj je jasno, da je šibka interakcija takrat hitrejša od širjenja vesolja ( $10 \text{ MeV} \gg 0.8 \text{ MeV}$ ) in je zato sistem n-p v ravnovesju, poudariti pa moramo, da je temperatura dovolj visoka, da so tudi jedrske reakcije, preko katerih nastajajo lahka jedra, dovolj hitre in je zato sistem le-teh v NSE. Tako lahko po postopkih, opisanih v obeh podpoglavjih, izračunamo masne deleže lahkih jeter. Kot smo že prej nakazali (odstavek med obema intermezzoma), bodo naš sistem lahkih jeter sestavljali: nevtroni, protoni, jedra devterija  $^2\text{H}$ , jedra  $^3\text{He}$ , jedra  $^4\text{He}$  in jedra  $^{12}\text{C}$ . Po receptu, ki sledi iz enačbe (11), zapišemo:

$$X_n/X_p = e^{-Q/T}, \quad (20)$$

$$X_2 = 16.3 \left( \frac{T}{m_N} \right)^{3/2} \eta \cdot e^{B_2/T} X_n X_p, \quad (21)$$

$$X_3 = 57.4 \left( \frac{T}{m_N} \right)^3 \eta^2 \cdot e^{B_3/T} X_n X_p^2, \quad (22)$$

$$X_4 = 113 \left( \frac{T}{m_N} \right)^{9/2} \eta^3 \cdot e^{B_4/T} X_n^2 X_p^2, \quad (23)$$

$$X_{12} = 3.22 \cdot 10^5 \left( \frac{T}{m_N} \right)^{33/2} \eta^{11} \cdot e^{B_{12}/T} X_n^6 X_p^6, \quad (24)$$

$$1 = X_n + X_p + X_2 + X_3 + X_4 + X_{12}. \quad (25)$$

Dobili smo torej sistem enačb, ki ga lahko zdaj še numerično rešimo. Ker je temperatura zelo visoka, približno velja  $(n/p)_{EQ} \simeq 1$ . Vrednosti  $B_A$ , ki jih potrebujemo pri izračunih, so zapisane v tabeli 1, povprečna masa nukleona je  $m_N = m_A/A \approx m_n \approx m_p \approx 939 \text{ MeV}$ , razmerje gostot barionov proti fotonom je majhno, npr.  $\eta = 10^{-9}$ . Dobimo:

$$\begin{aligned} X_n, X_p &= 0.5, \\ X_2 &= 4.1 \left( \frac{T}{m_N} \right)^{3/2} \eta \cdot e^{2.22 \text{ MeV}/T} \simeq 6 \cdot 10^{-12}, \\ X_3 &= 7.2 \left( \frac{T}{m_N} \right)^3 \eta^2 \cdot e^{7.72 \text{ MeV}/T} \simeq 2 \cdot 10^{-23}, \\ X_4 &= 7.1 \left( \frac{T}{m_N} \right)^{9/2} \eta^3 \cdot e^{28.3 \text{ MeV}/T} \simeq 2 \cdot 10^{-34}, \\ X_{12} &= 79 \cdot 10^5 \left( \frac{T}{m_N} \right)^{33/2} \eta^{11} \cdot e^{92.2 \text{ MeV}/T} \simeq 2 \cdot 10^{-126}. \end{aligned} \quad (26)$$

Zdaj smo še numerično potrdili, da se nukleosinteza v tem obdobju še ni začela; v vesolju so namreč še vedno prisotni predvsem nevtroni in protoni, delež preostalih lahkih jeter je zanemarljiv. Očitno se bo morala temperatura vesolja še precej spustiti, da bo eksponentni člen ( $e^{\text{konst.}/T}$ ) začel zares delovati in zviševati masne deleže jeter težjih od vodikovega.

### 3.2 Korak 2: $t \simeq 1$ s, $T \simeq 1$ MeV ( $\equiv T_F$ )

Še vedno smo pred nukleosintezo.

Pri opisu koraka 2 bomo imeli precej manj dela kot pri koraku 1, saj procese, ki poganjajo nukleosintezo, že poznamo. Podobno kot prej najprej povejmo, kaj se dogaja z razmerjem nevtronov in protonov. Kot smo ugotovili že v podpoglavju o tej temi, se ravnovesje med nevtroni in protoni, ki ga poganja šibka interakcija, ohranja do približno temperature  $T \approx 0.8 \text{ MeV}$ . Nekje v tem času hitrost reakcij  $\Gamma$  pade pod hitrost širjenja prostora  $H$  in proces zamre. [Sicer bolj mimogrede; ker podobno kot nevtrone in protone tudi nevtrine v ravnovesju do  $T \approx 0.8 \text{ MeV}$  vzdružuje šibka

interakcija, se v istem obdobju tri vrste nevtrinov odcepijo iz termičnega ravnovesja. O tem naj bi pričalo nevtrinsko sevanje ozadja, ki pa ga (še) nismo zaznali.] Takrat je razmerje med gostoto nevtronov in protonov

$$\left(\frac{n}{p}\right)_{\text{freeze-out}} = e^{-Q/T_F} \simeq \frac{1}{6}. \quad (27)$$

V resnici razmerje nevtronov in protonov potem, ko proces zamre, ne ostaja povsem konstantno, vendar se njegova vrednost počasi manjša zaradi občasnih naključnih nevtronskih razpadov  $\beta$ . Spomnimo se; njihove razpade smo omenjali pri izračunu veljavnosti ravnovesja šibke interakcije (stran 8 in 9), ko smo določili tudi zvezo za izračun njihove povprečne življenske dobe  $\tau_n \sim 880$  s. Spremembo razmerja  $n/p$ , ki nastane zaradi teh razpadov, bomo ocenjevali v naslednjem koraku. Zaenkrat izračunajmo še, kolikšni so masni deleži preostalih lahkih jeder.

Preden se lotimo direktnega računanja le-teh, izpostavimo zanimivost. V tem obdobju je temperatura že dovolj nizka, da bi lahko pričakovali, da bo nukleosinteza brez težav že potekala. Temperatura vesolja je namreč manjša kot vezavna energija vseh lahkih jeder (tabela 1) in kot taka zato ne bi smela biti razlog za njihovo netvorjenje. Vendar, kot lahko vidimo v spodnjem setu rezultatov (28), enačbe za NSE pravijo drugače.<sup>2</sup> Temperatura je očitno še previsoka (kot že omenjeno, za to poskrbi faktor  $e^{\text{konst.}/T}$ ), da bi povzročila vidne spremembe masnih deležev lahkih jeder:

$$\begin{aligned} X_n &\simeq 1/7, \\ X_p &\simeq 6/7, \\ X_2 &\simeq 10^{-12}, \\ X_3 &\simeq 10^{-23}, \\ X_4 &\simeq 10^{-28}, \\ X_{12} &\simeq 10^{-108}. \end{aligned} \quad (28)$$

Do ocene, kdaj se temperatura končno dovolj spusti, da bi po enačbah NSE omogočila te spremembe, pridemo iz enačbe (11) z zahtevo, da je  $X_A \sim 1$ , ob tem pa predpostavimo  $X_n \sim X_p \sim 1$  (zgolj groba ocena):

$$T_{\text{NUC}} \simeq \frac{\frac{B_A}{A-1}}{\ln \frac{1}{\eta} + \frac{3}{2} \ln \frac{m_N}{T}}. \quad (29)$$

Če to temperaturo še numerično izračunamo za posamezna lahka jedra, dobimo:

$$\begin{aligned} {}^2\text{H} : T_{\text{NUC}} &\simeq 0.07 \text{ MeV} \simeq 9 \text{ min}, \\ {}^3\text{He} : T_{\text{NUC}} &\simeq 0.11 \text{ MeV} \simeq 4 \text{ min}, \\ {}^4\text{He} : T_{\text{NUC}} &\simeq 0.28 \text{ MeV} \simeq 30 \text{ s}, \\ {}^{12}\text{C} : T_{\text{NUC}} &\simeq 0.25 \text{ MeV} \simeq 40 \text{ s}. \end{aligned}$$

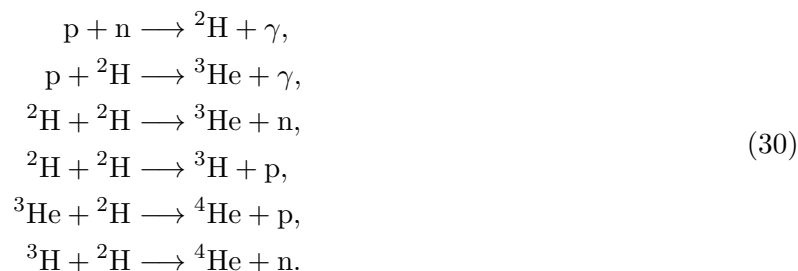
Tako smo torej dobili temperaturno oz. časovno skalo začetka nukleosinteze. To obdobje si bomo zdaj pogloblje pogledali v koraku 3.

Pred tem še opomba: pogosto se to temperaturno zakasnitev pri tvorbi jeder razlaga z majhno vezavno energijo devterona (ang. *deuterium bottleneck*). Pojasnimo: pri procesu nastajanja jeder

<sup>2</sup>Opomba: temperatura je tudi v tem obdobju dovolj visoka, da se NSE ohranja.



potekajo naslednje reakcije:



Kot lahko vidimo zgoraj, pri proizvodnji  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  in  ${}^{12}\text{C}$  sodeluje tudi devterij  ${}^2\text{H}$ . Tako bi morda pričakovali, da mora za nastanek  ${}^4\text{He}$  najprej nastati dovolj velika količina devterija, to pa je zaradi njegove majhne vezavne energije (tabela 1:  ${}^2\text{H}$  ima od neelementarnih lahkih jeder v našem sistemu najmanjšo vezavno energijo na nukleon) mogoče šele, ko se temperatura vesolja dovolj zniža (bolj kot bi se, če v sintezi  ${}^4\text{He}$  ne bi nastopal  ${}^2\text{H}$ ). Vendar je takšna razlaga napačna. Vse, kar ta efekt v resnici povzroči, je to, da se zaradi majhnih masnih deležev D in  ${}^3\text{He}$  nukleosinteza za kratek čas malce upočasni (pri  $T \approx 0.1$  MeV), o čemer bomo več povedali v naslednjem poglavju.

### 3.3 Korak 3: $t = 1$ do 3 minute, $T = 0.3$ do 0.1 MeV

Končno, nukleosinteza!

Kot smo omenili že pri prejšnjem koraku, nevtroni spontano razpadajo, kar pomeni, da se razmerje nevtronov in protonov skozi čas malce spreminja. V času, odkar je proces šibke interakcije, ki je vzdrževal ravnovesje med nevtroni in protoni, zamrl ( $T \simeq 0.8$  MeV), do obdobja, ki ga zdaj opisujemo, je njihovo razmerje padlo iz približno  $1/6$  na približno  $1/7$  (slika 1, krivulja actual).

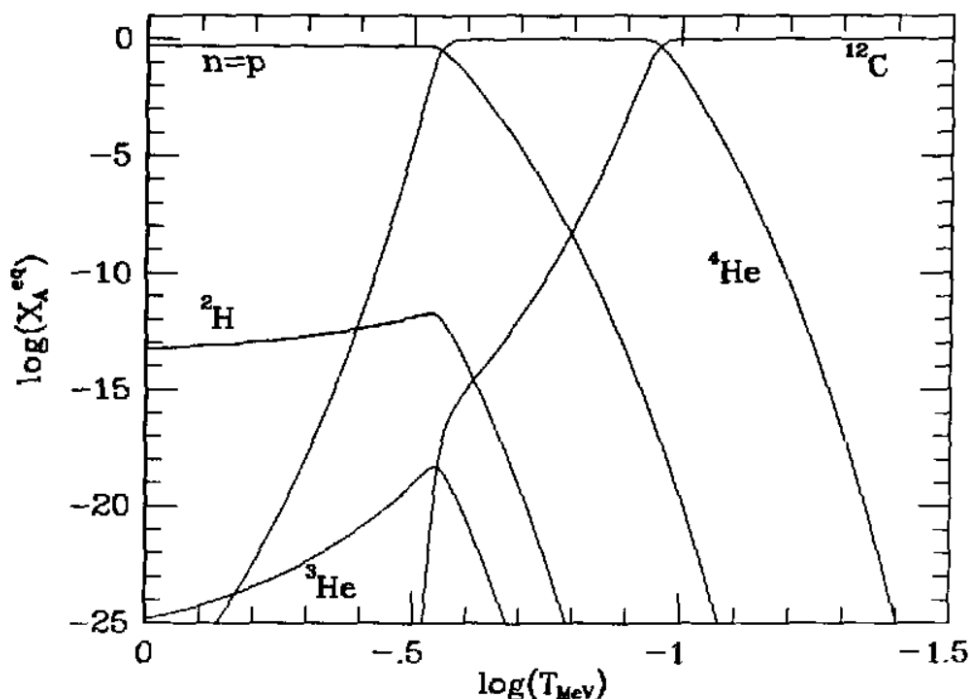
Z opisom spreminjanja masnih deležev preostalih lahkih jeder začnimo na mestu, kjer smo z njim ostali v prejšnjem poglavju. Ugotovili smo, da se masni delež  ${}^4\text{He}$  pri temperaturi  $T \approx 0.3$  MeV hitro približa  $\sim 1$ . To obnašanje si lahko skupaj z obnašanjem preostalih lahkih jeder ogledamo na grafu 2. Na njem je predstavljen razvoj jeder pred in v času nukleosinteze ob predpostavki, da ves čas velja NSE. Iz grafa je razvidno tudi obnašanje, ki smo ga opisali v prejšnjih dveh korakih.

Če smo natančnejši, v resnici malo pred začetkom nukleosinteze ( $T \approx 0.5$  MeV) prava količina  ${}^4\text{He}$  prvič pade pod vrednost, ki smo jo napovedali preko NSE. To se zgodi, saj procesi, ki sintetizirajo  ${}^4\text{He}$  (30), niso dovolj hitri, da bi izpolnjevali vse hitreje rastočo „NSE zahtevo“ za  ${}^4\text{He}$ . Hitrost reakcij  $\Gamma$ , ki je sorazmerna z  $n_A \langle \sigma |v| \rangle$ , ni dovolj velika iz dveh razlogov:

1. Prvi razlog smo opisali že na koncu prejšnjega poglavja. Zaradi nizkih vezavnih energij lahkih jeder, ki sodelujejo pri nastanku  ${}^4\text{He}$  ( ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ) so vrednosti njihovih masnih deležev (tudi te izračunamo preko NSE) majhne ( $X_i = 10^{-12}$ ,  $5 \cdot 10^{-19}$ ,  $2 \cdot 10^{-19}$ ). Posledično so tudi številске gostote teh „goriv“  $n_A = (X_A/A)\eta n_\gamma$ , ki nastopajo v izrazu za hitrost reakcij, majhne. Pojavu pravimo efekt ozkega grla (ang. *light-element bottleneck*).
2. Coulombska pregrada (ang. *Coulomb barrier*) začenja „prijemati“: da bi sinteza stekla, morajo imeti nukleoni (pozitivni protoni) zaradi elektrostatskega odboja med njimi dovolj kinetične energije, da premagajo elektrostatski potencial, ki ga ustvarjajo.

Ko se temperatura vesolja zmanjšuje in imajo nukleoni vse manj kinetične energije, se zmanjša tudi število nukleonov, ki jim uspe premagati potencialno prepreko in se združiti v jedra, s tem pa se posledično zmanjša tudi število novonastalih jeder.

Zaradi teh dveh razlogov nukleosinteza malce „zamuja“ in tako reakcije (30) do približno temperature  $T \simeq T_{\text{NUC}} \sim 0.1$  MeV, ko se masni deleži D (=  ${}^2\text{H}$ ),  ${}^3\text{He}$  in  ${}^3\text{H}$  povzpnejo do  $\sim 1$ , ne morejo zagotovljati dovolj  ${}^4\text{He}$  za vzpostavitev NSE. Ko se vrednosti masnih deležev „goriv“ vendarle dovolj



Slika 2. Spreminjanje masnih deležev lahkih jeder skozi čas v sistemu NSE. Vir slike: [4].

dvignejo, se vsi nevtroni hitro porabijo za jedra z največjo vezavno energijo,  ${}^4\text{He}$ . Če predpostavimo, da vsi nevtroni res končajo v  ${}^4\text{He}$ , lahko masni delež njegovih jeder enostavno ocenimo:

$$X_4 = \frac{n_n^j m_n + n_p^j m_p}{n_n m_n + n_p m_p} = \frac{n_n m_n + n_n m_p}{n_n m_n + n_p m_p} = \frac{1 + \frac{m_p}{m_n}}{1 + \left(\frac{n_p}{n_n}\right)_{\text{NUC}} \frac{m_p}{m_n}} \simeq \frac{2}{1 + \left(\frac{n_n}{n_p}\right)_{\text{NUC}}^{-1}} \simeq 0.25, \quad (31)$$

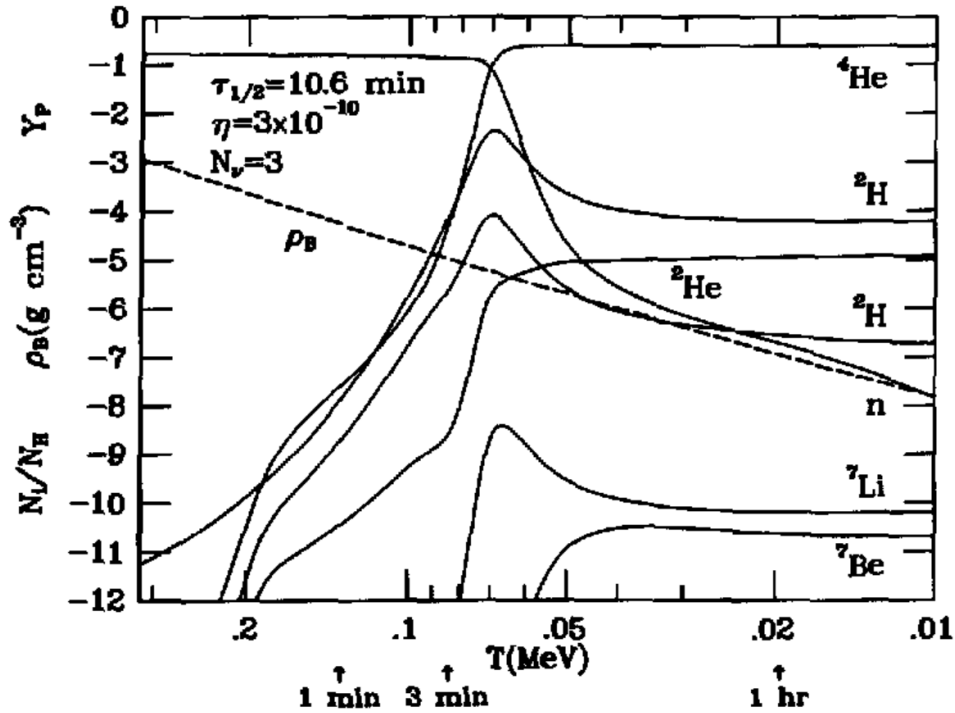
kjer  $n_n^j$  in  $n_p^j$  predstavljata številsko gostoto nevtronov in protonov v jedru  ${}^4\text{He}$ ,  $n_n$  in  $n_p$  pa številsko gostoto vseh nevtronov in protonov (v jedrih in prostih). Ker so vsi nevtroni v jedrih, je  $n_n^j = n_n$ , ker gre za  ${}^4\text{He}$ , ki je sestavljen iz  $2n$  in  $2p$ , velja tudi  $n_p^j = n_n$ . Nadalje smo pri zgornjem računu upoštevali, da je masna razlika med  $n$  in  $p$  zanemarljivo majhna, torej  $m_p/m_n \simeq 1$ , in že dobro znani začetni pogoj  $(n/p)_{\text{NUC}} \simeq 1/7$ .

Seveda predpostavka, da se vsi nevtroni porabijo za  ${}^4\text{He}$ , ni popolnoma upravičena. V resnici ostanejo majhne količine  ${}^2\text{H}$  in  ${}^3\text{He}$  po nukleosintezi nezreagirane ( ${}^2\text{H}/\text{H}, {}^3\text{He}/\text{H} \sim 10^{-5}$  do  $10^{-6}$ ), saj so hitrosti reakcij, ki ta jedra spreminjajo v jedra  ${}^4\text{He}$ , odvisne od masnih deležev njih samih ( $X_2, X_3$ ). Ko se torej zmanjšata masna deleža  ${}^2\text{H}$  in  ${}^3\text{He}$ , se zmanjša tudi hitrost reakcij in slednje sčasoma ugasnejo.

Na sliki 3 si lahko približno ogledamo, kaj naša dva popravka pomenita grafično (kako se zaradi njiju spremeni slika 2) oz. kakšna je torej realna slika nukleosinteze.<sup>3</sup>

Zdaj, ko smo dodobra razložili obnašanje masnih deležev lahkih jeder, se lahko vprašamo še, kaj se dogaja z jedri težjih atomov ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , ...). Ker imajo ti elementi še večjo vezavno energijo na nukleon, kot jo ima  ${}^4\text{He}$  (to velja do železa), bi na prvi pogled pričakovali, da se primordialna nukleosinteza ne bo ustavila pri heliju, ampak pri železu. Vendar kombinacija učinkov, zaradi katerih nukleosinteza „zamuja“ za NSE (efekt ozkega grla in Coulombska pregrada), poskrbi tudi za to, da

<sup>3</sup>Približno zato, ker je slika 3 v resnici odvisna od nekaj parametrov, katerih vrednosti še niso točno izmerjene, njihove učinke si bomo ogledali v naslednjem poglavju.



Slika 3. Spreminjanje masnih deležev lahkih jeter skozi čas v sistemu NSE z upoštevanjem obeh popravkov. Vir slike: [4].

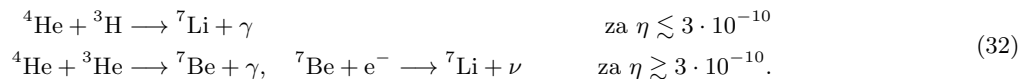
elementi, težji od  ${}^4\text{He}$  ne nastajajo (v resnici nastane še nekaj  ${}^7\text{Li}$  <sup>4</sup>). Namreč; v času, ko efekt ozkega grla neha delovati, kar omogoča tvorbo  ${}^4\text{He}$  (in bi, če ne bi bilo drugega efekta, omogočalo tudi tvorbo težjih jeter), postane efekt Coulombove prepreke, sploh za težja jedra, premočan, da bi omogočal spajanje: nukleoni nimajo dovolj kinetične energije, da bi zmogli prebiti elektrostatski potencial, ki ga ustvarjajo. K obema efektoma pripomore še dejstvo, da stabilna jedra z masnim številom  $A = 5$  in  $8$  ne obstajajo.

#### 4. Napovedi

V tem poglavju bomo natančneje pojasnili opombo nad sliko 3, ko smo izpostavili, da napoved obnašanja masnih deležev, ki smo ga obravnavali v prejšnjem poglavju, ni enolično določena, vendar odvisna od nekaj (še ne natančno izmerjenih) parametrov. Ogledali si bomo tudi, kako spreminjanje le-teh vpliva na napovedane masne deleže.

Če preletimo teorijo nastajanja lahkih jeter, opisano v prejšnjem poglavju, hitro postane jasno, da je napoved masnega deleža jeter  ${}^4\text{He}$  kot najpomembnejšega produkta primordijalne nukleosinteze odvisna (le) od hitrosti šibke interakcije  $\Gamma$  in hitrosti širjenja vesolja  $H$ . Njuno razmerje  $\Gamma/H$  namreč določa razmerje nevtronov in protonov pred začetkom nukleosinteze. To razmerje pa je odvisno od treh parametrov: dveh kozmoloških -  $\eta$  in  $g_*(T \sim \text{MeV})$  ter enega fizikalnega -  $\tau_{1/2}(n)$ . Pojasnimo.

<sup>4</sup>Pri nukleosintezi v resnici nastane nekaj  ${}^7\text{Li}$ , vendar je tega izredno malo  ${}^7\text{Li}/H \sim 10^{-10}$  do  $10^{-9}$ . Nastaja preko dveh reakcij:



Nastali  ${}^7\text{Li}$  je, čeprav ga zaradi primordijalne nukleosinteze res nastane malo, zelo pomemben pri potrjevanju oz. dokazovanju obravnavane teorije.

• Hitrost reakcij  $\Gamma$  je sorazmerna termičnemu povprečju zmnožka sipalnega preseka in hitrosti, ki je odvisen od temperature, in številskim gostotam goriv (reakcije (30)), ki so odvisne od razmerja  $\eta$  in  $T$ . Vidimo, da je hitrost procesov, iz katerih nastaja  ${}^4\text{He}$ , tako odvisna le od razmerja  $\eta$  in temperature  $T$ . Krajši zapis:

$$\Gamma \propto n_A \langle \sigma | v \rangle, \quad \langle \sigma | v \rangle = f(T), \quad n_A = \frac{X_A}{A} \eta n_\gamma = n_A(\eta, T) \quad \implies \quad \Gamma = \Gamma(\eta, T). \quad (33)$$

•  $\Gamma$  je poleg  $\eta$  tesno povezana tudi z razpolovno dobo nevtrona  $\tau_{1/2}(n)$  - enačba (18). Trenutno je njena izmerjena vrednost

$$\tau_{1/2}(n) = 10.5 \pm 0.2 \text{ min}. \quad (34)$$

Opazimo, da je napaka meritve presenetljivo velika, kar potrjuje smiselnost raziskovanja vpliva spremembe  $\tau_{1/2}(n)$  na napovedi.

• Zaradi zveze  $H \propto g_*^{1/2} T^2$  pa bodo pri naši nadaljnji obravnavi pomembne tudi efektivne relativistične prostostne stopnje  $g_*$ , ki jih na enostaven način lahko razložimo nekako tako; vsakemu delcu v termičnem ravnovesju, katerega masa je zanemarljiva s temperaturo vesolja (mirovna energija  $\ll$  kinetična energija) in ga zato lahko obravnavamo v relativistični limiti, lahko pripišemo relativistični ekvivalent njegovih notranjih prostostnih stopenj  $g_A$ . Ko prispevke teh delcev seštejemo, dobimo  $g_*$ . Ker je v termičnem ravnovesju zaradi s časom padajoče temperature vedno manj delcev, se  $g_*$  s časom zmanjšuje. Njegovo vrednost v času nukleosinteze ocenjujejo na 10.75 [4].

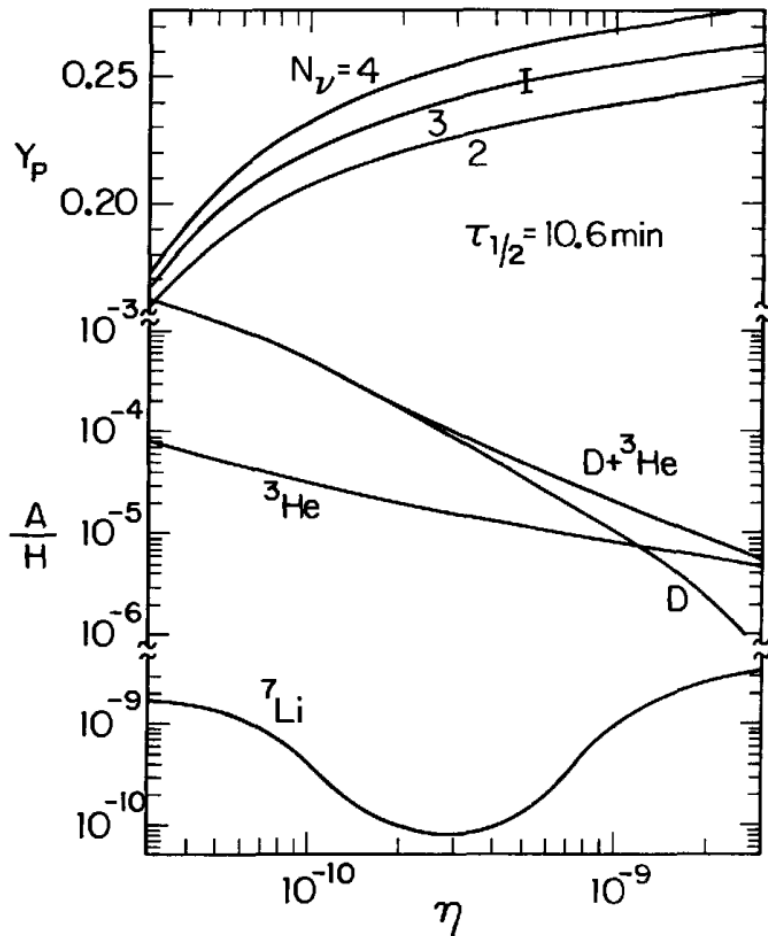
Oglejmo si, kakšno spremembo napovedi povzroči vsak izmed teh „prostih“ parametrov.

- $\tau_{1/2}(n)$ : Hitrost šibke interakcije je sorazmerna z  $\widetilde{G}_F^2$  (18) oz., če to izrazimo z razpolovnim časom nevtrona:  $\Gamma \propto T^5 / \tau_{1/2}(n)$ . Če torej povečamo vhodno vrednost  $\tau_{1/2}(n)$ , to zmanjša hitrost šibkih reakcij med nevtroni in protoni, posledično pa ravnovesje, ki ga te reakcije vzdržujejo, zamre prej oz. pri višji temperaturi,  $T_F \propto \tau_{1/2}(n)^{1/3}$ , kar se odraža v višji vrednosti razmerja ( $n/p$ ) ob začetku nukleosinteze. Kot smo že večkrat poudarili, to pomeni, da se med nukleosintezo ustvari več  ${}^4\text{He}$  [in preostalih lahkih elementov, vendar zaradi nenatančnih meritev slednji niso tako pomembni].
- $g_*$ : Tu bo učinek podoben, le da bomo namesto nižanja  $\Gamma$  višali  $H$ . Kot sledi iz zveze  $H \propto g_*^{1/2} T^2$ , zviševanje vrednosti  $g_*$  povzroči hitrejše širjenje vesolja  $H$ , to pa podobno kot prej vodi v to, da ravnovesje netronov in protonov prej zamre:  $T_F \propto g_*^{1/6}$ .<sup>5</sup> To pa pomeni večje začetno razmerje  $n/p$  in posledično več  ${}^4\text{He}$ .
- $\eta$ : Za masni delež jeder  $A(Z)$  velja:  $X_A \propto \eta^{A-1}$  (11). Večji  $\eta$  torej pomeni več  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ , to pa pomeni, da sinteza  ${}^4\text{He}$  steče malo prej, kot bi sicer, v času, ko je bilo razmerje  $n/p$  večje. Podobno kot prej od tod sledi, da zaradi tega nastane več  ${}^4\text{He}$ . Opomba: občutljivost količine proizvedenega  ${}^4\text{He}$  na spremembo  $\eta$  je majhna. V času, ko se nukleosinteza začne ( $T \simeq 0.1$  MeV), se razmerje  $n/p$  le malo spreminja, kar pomeni, da se tudi količina  ${}^4\text{He}$  ne more povečati veliko. Veliko bolj se ta sprememba pozna na količini nezreagiranih  ${}^2\text{H}$  in  ${}^3\text{He}$ : njuna deleža z naraščajočim  $\eta$  padata kot  $\eta^{-n}$  ( $n \sim 1$  do 2).

Učinke vseh treh parametrov na masni delež  ${}^4\text{He}$  dovolj natančno opišemo z empirično formulo (slika 4):

$$Y_P = 0.230 + 0.025 \log \frac{\eta}{10^{-10}} + 0.0075(g_* - 10.75) + 0.014[\tau_{1/2}(n) - 10.6 \text{ min}]. \quad (35)$$

<sup>5</sup>Ker pogoje za vzdrževanje ravnovesja določa razmerje  $\Gamma/H$ , je vseeno, če zmanjšamo števec ali povečamo imenovalc.



**Slika 4.** Napoved vrednosti masnih deležev lahkih jeter kot funkcija  $\eta$ . Negotovost (označena z I) na grafu za  $Y_P$  označuje  $\Delta\tau_{1/2} = \pm 0.2$  min. Vir slike: [4].

## 5. Opazovanja

Oboroženi z teoretičnim znanjem, s katerim smo v prejšnjem poglavju napovedali elemente, ki nastanejo med primordially nukleositezo in količino le-teh, se lahko lotimo primerjave z vrednostmi, ki smo jih do zdaj uspeli izmeriti.

Za razliko od napovedanih masnih deležev elementov primordially nukleosinteze, pri katerih so teoretične negotovosti dobro definirane in majhne, so negotovosti pri izmerjenih masnih deležih veliko večje, njihov izvor pa veliko manj jase. Bralec mora imeti pri tem v mislih, da tu ne gre za zaostanek v razvoju astrofizikalnih merilnih tehnik ali kaj podobnega, marveč da je zaradi narave samega področja vse opazljivke v kozmologiji direktno nemogoče izmeriti. Zanimajo nas namreč dogodki, na katere nimamo vpliva, eksperimentalnih pogojev pri njih ne moremo spreminjati, tako kot lahko to počnemo v laboratorijih na Zemlji. Pri naših meritvah pa se pojavi še dodaten problem; vse, kar lahko merimo, so *sedanje* vrednosti masnih deležev v izbranih astrofizikalnih področjih, nas pa zanimajo *takratne*, primordially vrednosti, torej vrednosti masnih deležev v obdobju, preden so se zgodili ostali astrofizikalni procesi, ki so vplivali nanje, npr. zvezdna nukleosinteza (ang. *stellar nucleosynthesis*), nukleosinteza pri supernovah (ang. *supernova nucleosynthesis*), trki nevtronskih zvezd itd. Tako ne ostane drugega, kot da poskusimo iz današnjih vrednosti rekonstruirati primordially alne.

• *Deuterij*: Vsebnost D je bila do zdaj izmerjena v študijah sončnega sistema, pri raziskavah UV absorpcije lokalne medzvezdne snovi (ang. *interstellar medium* - ISM) in raziskavah molekul, ki vsebujejo devterij (DCO, DHO) v medzvezdni snovi.

- Sončni sistem: vsebnost D so merili v Jupitrovi atmosferi:  $D/H \simeq 1$  do  $4 \cdot 10^{-5}$ , na razmerje  $D/H$  pa so sklepali tudi iz podatkov o vsebnosti  ${}^3\text{He}$  v sončnem sistemu:  $D/H \simeq 1.5$  do  $2.9 \cdot 10^{-5}$ . Obe meritvi se skladata z napovedano pred-sončno vrednostjo (= vrednost D, pred nastankom našega osončja)  $D/H \simeq (2 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ .
- UV absorpcija lokalne ISM:  $D/H \simeq 2 \cdot 10^{-5}$
- Molekule, ki vsebujejo D:  $D/H \simeq 1 \cdot 10^{-5}$

Ker ima devterij, kot smo že spoznali v tabeli 1, zelo nizko vezavno energijo, hitro razpade (že pri  $T \gtrsim 0.5 \cdot 10^6$  K), težko pa ga je ustvariti. Tako je težko najti astrofizikalno mesto, kjer bi nastajal. Na podlagi tega sklepamo, da izmerjene vrednosti vsebnosti D predstavljajo *spodnjo* mejo za primordialno vsebnost. Če uporabimo  $(D/H)_P \gtrsim 1 \cdot 10^{-5}$  iz naših enačb iz poglavja 3, sledi, da mora biti  $\eta \lesssim 10^{-9}$ .

• *Helij-3*: Vsebnost  ${}^3\text{He}$  so merili pri študijah sončnega sistema in z opazovanjem absorpcijske črte  ${}^3\text{He}^+$  v galaktičnih področjih HII<sup>6</sup>. V ogljikovih hondritih<sup>7</sup> (ang. carbonaceous chondrite) so izmerili vsebnost  ${}^3\text{He}/\text{H} = (1.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$ . Ker so ti meteoriti nastali približno v istem času kot sončni sistem, ta vrednost predstavlja pred-sončno vsebnost  ${}^3\text{He}$ . Vsebnost so na več mestih (plinasti meteoriti, okolica Lune, Lunino površje) merili tudi v sončnem vetru. Ker D razpada v  ${}^3\text{He}$  v času, ko se Sonce približuje glavni veji HR diagrama<sup>8</sup>, te meritve predstavljajo skupno vrednost pred-sončne vsebnosti D in  ${}^3\text{He}$ .

Ker je  ${}^3\text{He}$  veliko bolj stabilen kot D, bo oceno za primordialni masni delež težje narediti kot prej. Pri tem bomo uporabili oceno, da ga ravno zaradi njegove stabilnosti ne razpade več kot za faktor  $f_a \simeq 2$ . Tako lahko zapišemo:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{D + {}^3\text{He}}{\text{H}} \right]_P &\leq \left( \frac{D}{\text{H}} \right)_{\text{pred-}\odot} + f_a \left( \frac{{}^3\text{He}}{\text{H}} \right)_{\text{pred-}\odot} \\ &\leq (1 - f_a) \left( \frac{D}{\text{H}} \right)_{\text{pred-}\odot} + f_a \left[ \frac{D + {}^3\text{He}}{\text{H}} \right]_{\text{pred-}\odot} \simeq 8 \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \quad (36)$$

Podobno kot prej tudi zdaj  $\eta$  dobimo iz zahteve po skladju med napovedjo in opazovanimi vrednostmi:  $\eta \gtrsim 4 \cdot 10^{-10}$ .

• *Litij-7*: Do pred kratkim je bilo naše znanje o vsebnosti  ${}^7\text{Li}$  omejeno z opazovanji meteoritov, lokalne medzvezdne snovi in zvezde Populacije I<sup>9</sup>, od koder smo dobili vrednost  ${}^7\text{Li}/\text{H} \simeq 10^{-9}$ , kar

<sup>6</sup>Področje HII je velik (premer  $\sim 100$  svetlobnih let) oblak delno ioniziranega plina nizke gostote, v katerem poteka rojevanje zvezd. Kratkožive modre zvezde, nastale v teh območjih, sevajo veliko ultravijolične svetlobe, ki ionizira okoliški plin. Od tod tudi ime; vsebujejo namreč veliko ioniziranega vodika. Primer: Orionova meglica [14].

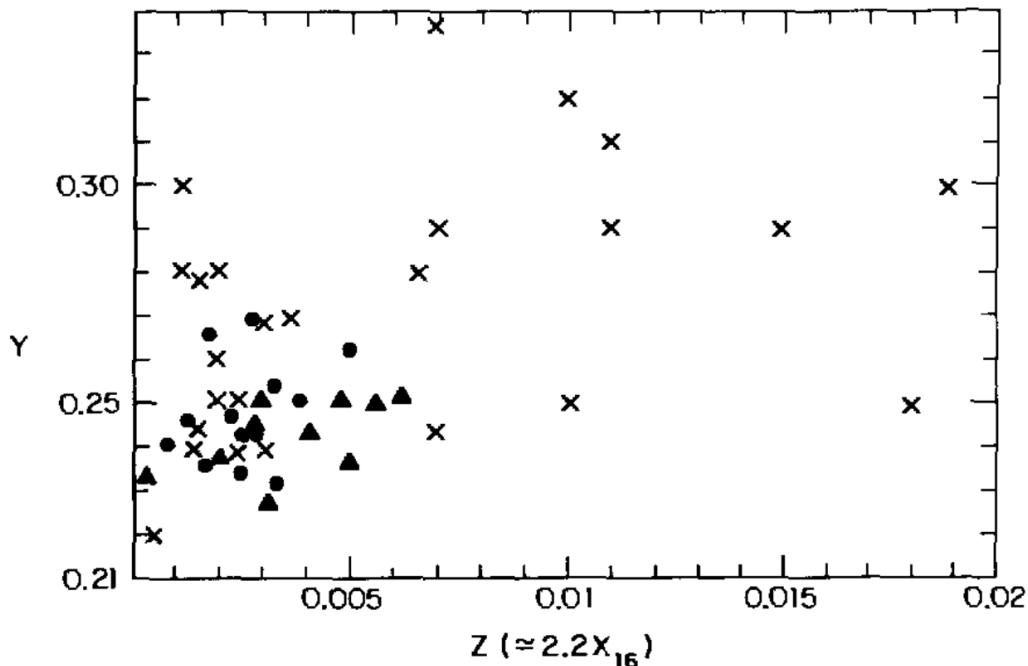
<sup>7</sup>Ogljikovi hondriti so vrsta kamnitih meteoritov. Spadajo med najstarejše meteorite.

<sup>8</sup>Hertzsprung–Russllow diagram (krajše HR diagram) je v astronomiji graf, ki prikazuje zvezde razporejene po njihovi navidezni barvi (spektralnem razredu in temperaturi) na x-osi in njihovi svetlosti (absolutnim izsevom) na y-osi. Astronomi so ugotovili, da taka ureditev zvezd omogoča vpogled v stopnjo razvoja v življenjskem ciklu zvezde. Ta diagram prikazuje, da obstaja več zelo različnih tipov zvezd, večina njih, tudi Sonce, pripada t.i. glavni veji. V središčih teh zvezd poteka zlivanje atomskih jeder (nuklearna fuzija).

<sup>9</sup>Po starosti in kemični sestavi zvezde razvrščamo v 3 razrede. Zvezde Populacije I so mlade zvezde z veliko vsebnostjo kovin. Zvezde Populacije II so starejše zvezde, ki so nastajale v zgodnejšem vesolju, njihova vsebnost kovin je zato majhna. Zvezde Populacije III še niso bile opažene. So zelo masivne, svetle in vroče hipotetične zvezde praktično brez kovin. Če so zares obstajale, so bile to prve zvezde v zelo zgodnjem vesolju.

pomeni približno 10-kratno vrednost napovedane. Glede na to, da  ${}^7\text{Li}$  nastaja kot posledica izbruhov kozmičnih žarkov in v nekaterih drugih procesih ter zlahka razpada v okolju, kjer je  $T \gtrsim 2 \cdot 10^6$  K, nismo imeli razloga, da bi verjeli, da je ta vrednost posledica primordiale nukleosinteze (tudi rekonstrukcija je bila zaradi prevelikega števila procesov, v katerih se tvori in razpada, neizvedljiva). Leta 1982 sta Spite in Spite opazovala absorpcijske črte  ${}^7\text{Li}$  v atmosferah 13 zvezd iz galaktičnega diska in haloja z zelo nizko kovinskostjo<sup>10</sup> ( $Z = Z_{\odot}/12$  do  $Z_{\odot}/250$ ) in masami med  $0.6M_{\odot}$  in  $1.1M_{\odot}$  [15]. Na presenečenje mnogih so ta opazovanja prinesla obetavne rezultate. Opazila sta namreč zanimivo korelacijo med maso zvezde in vsebnostjo  ${}^7\text{Li}$ : pri zvezdah največjih mas se je vsebnost  ${}^7\text{Li}$  ustalila (naredil se je plato). Čeprav fundamentalne razlage za ta pojav še nimamo, so opažanje potrdili pri velikem številu zvezd z zelo nizko kovinskostjo, kar daje pojavu dovolj kredibilnosti. Medtem ko zvezde nizkih mas pričakovano razgrajujejo svoj  ${}^7\text{Li}$ , pa zvezde dovolj velikih mas očitno tega ne počnejo. Višina tega platoja je bila:  ${}^7\text{Li}/\text{H} \simeq (1.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ . To predstavlja vsebnost  ${}^7\text{Li}$  v času tvorbe zvezd populacije II<sup>1</sup>, ki je, če ne računamo na obstoj zvezd populacije III<sup>1</sup>, kar primordiale vsebnost. Točno taka je vrednost masnega deleža  ${}^7\text{Li}$ , ki smo jo napovedali v prejšnjih poglavjih za  $\eta$  med 2 in  $5 \cdot 10^{-10}$ . Če upoštevamo še 50% nezanesljivost napovedi (zaradi nenatančne  $\Gamma$  v reakcijah, v katerih nastaja  ${}^7\text{Li}$ ), se ujemanje razširi na  $\eta$  med 1 in  $7 \cdot 10^{-10}$ . Tu se pokaže pomembnost  ${}^7\text{Li}$  pri potrjevanju naše teorije, ki smo jo omenili tik pred četrtem poglavjem (opomba pod enačbo (32)).

- *Helij-4*: V zadnjih treh desetletjih so se meritve  ${}^4\text{He}$  zelo izboljšale, povečalo se je tudi njihovo število. Na grafu spodaj si lahko ogledamo meritve, ki so bile narejene za zvezde v HII območjih (galaktičnih in izven-galaktičnih). Pri tem so merili vsebnost  ${}^4\text{He}$  v odvisnosti od kovinkosti zvezde  $Z$ .



Slika 5. Meritve vsebnosti  ${}^4\text{He}$  v odvisnosti od kovinkosti zvezd  $Z$  v območjih HII. X in pobarvani krogi in trikotniki označujejo 3 različne sete študij. Vir slike: [4].

Ker se  ${}^4\text{He}$  sintetizira tudi v zvezdah (zvezdna nukleosinteza), ni ves  ${}^4\text{He}$ , ki ga pri meritvah opazimo, primordiale. Ker se pri zvezdni nukleosintezi tvorijo tudi kovine, med  $Y$  in  $Z$  pričakujemo

<sup>10</sup>Kovinskost zvezde  $Z$  opisuje vsebnost kovin v zvezdi, kar v astronomiji pomeni elemente, težje od helija.

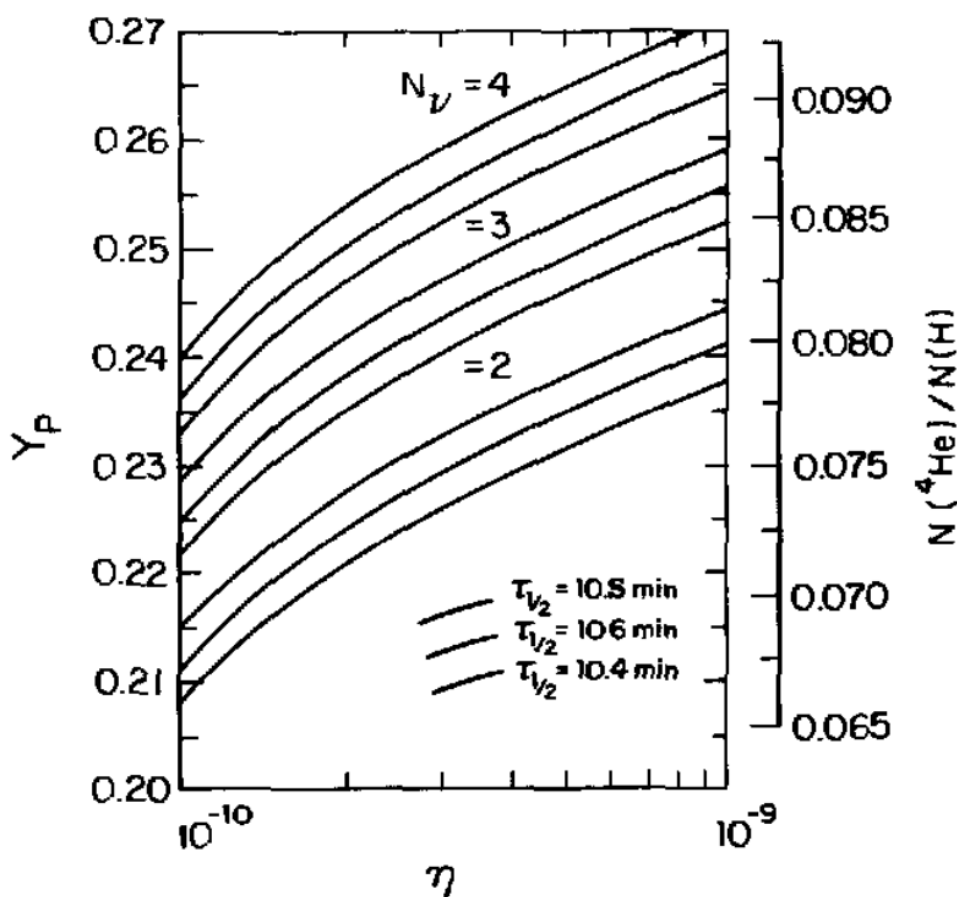
korelacijo oz. vsaj trend: nižji  $Y$  pri nižjem  $Z$ . Kot lahko vidimo, ga na sliki 5 tudi zares opazimo. Iz grafa na sliki 5 vidimo tudi, da vrednost  $Y$  nikoli ne pade pod 0.22, torej za ta delež ne more biti odgovorna zvezdna nukleosinteza, ampak nekaj drugega: naša primordialna nukleosinteza. Tako ocenimo  $Y_P \simeq 0.22$  do 0.26.

Leta 1983 sta D. Kunth in W. L. W. Sargent naredila študijo [16], pri kateri sta merila vsebnost helija v zvezdah 12 modrih kompaktnih pritlikavih galaksij (ang. *Blue Compact galaxies*) z nizko vsebnostjo kovin ( $Z \lesssim Z_\odot/5$ ). Iz meritev sta izluščila, da ta znaša  $Y_P \simeq 0.245 \pm 0.003$ . Če dovoljujemo odstopanje  $3\sigma$ , to pomeni razpon  $0.236 \leq Y_P \leq 0.254$ .

Na podlagi meritev D,  ${}^3\text{He}$  in  ${}^7\text{Li}$ , ki, kot smo ugotovili v prejšnjih točkah, dajo  $4 \cdot 10^{-10} \leq \eta \leq 7 \cdot 10^{-10}$ , je napovedana vsebnost  ${}^4\text{He}$  (glej graf 6):

$$Y_P \geq \begin{cases} 0.227, & \text{za } N_\nu = 2, \\ 0.242, & \text{za } N_\nu = 3, \\ 0.254, & \text{za } N_\nu = 4. \end{cases} \quad (37)$$

Ker je torej po naših meritvah  $Y_P \simeq 0.23$  do 0.25, lahko zaključimo z ugotovitvijo, da obstajajo vrednosti  $\eta$ ,  $N_\nu$  in  $\tau_{1/2}(n)$ , za katere se napovedani in izmerjeni masni deleži D,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  in  ${}^7\text{Li}$  med sabo popolnoma skladajo.



Slika 6. Napovedane vsebnosti  ${}^4\text{He}$  v odvisnosti  $\eta$ . Vir slike: [4].



## 6. Zaključek

Meritve so torej pokazale, da so, kot smo pravilno napovedali v poglavju o teoriji, edini izotopi, ki v nezanimljivih količinah ( $A/H \gtrsim 10^{-12}$ ) nastajajo med primordially nukleosintezo, D,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  in  $^7\text{Li}$ , njihove vsebnosti pa se raztezajo preko 9 velikostnih redov. Če zaupamo trenutnim rezultatom meritev, ki za vrednosti  $N_\nu$  in  $\tau_{1/2}(n)$  dajo

$$\begin{aligned} 2 &\leq N_\nu \leq 4, \\ 10.3 \text{ min} &\leq \tau_{1/2}(n) \leq 10.7 \text{ min}, \end{aligned} \quad (38)$$

se napovedi in meritve za vse štiri produkte nukleosinteze dobro skladajo za  $\eta$  v intervalih:

$$4 \cdot 10^{-10} \leq \eta \leq 7 \cdot 10^{-10}. \quad (39)$$

To je resnično občudovanja vreden dosežek in močan dokaz, da je standardni model dovolj močno orožje, da lahko z njim opišemo vesolje že od starosti  $10^{-2}$  s po velikem puku.

Določitev veljavnega območja za vrednost  $\eta$  je tudi izjemen uspeh za standardno kozmologijo. Njen ozek interval nas hkrati pomirja in nam daje razlog za nadaljnje raziskovanje. Če bi se namreč v prihodnosti izkazalo, da je vsebnost  $^4\text{He}$  neizpodbitno 0.22 ali manj, bi trenutno skladje med napovedmi in meritvami izginilo. Kaj bi to torej pomenilo za našo teorijo? Če zvezde populacije III, ki bi razgrajevale  $^3\text{He}$  in  $^7\text{Li}$ , zares obstajale, potem spodnja meja vrednosti  $\eta$ , ki jo določajo D,  $^3\text{He}$  in  $^7\text{Li}$ , ne bi več obstajala. Edina spodnja meja bi tako ostala tista, ki jo izračunamo na podlagi vidne snovi v galaksiji:  $\eta \geq 0.3 \cdot 10^{-10}$ . V tem primeru bi bila lahko napovedana vrednost  $Y_P$  precej nižja: le 0.15 ali 0.16. Drug scenarij, ki bi podrl naše dobro ujemanje, je veliko število nevtronov ob začetkih nukleosinteze. Spomnimo se; pri enačbi (16) smo uporabili predpostavko, da je število leptonov majhno (15). Če se te predpostavke znebimo in dovolimo, da je  $|\mu_\nu| \gtrsim T$ , to spremeni razmerje nevtronov in protonov v ravnovesju:

$$\left[ \left( \frac{n}{p} \right)_{\mu_\nu \neq 0} \right]_{EQ} = e^{-\frac{\mu_\nu}{T}} \left[ \left( \frac{n}{p} \right)_{\mu_\nu = 0} \right]_{EQ}, \quad (40)$$

in torej razmerje  $n/p$  ob začetku nukleosinteze. Ker je masni delež  $^4\text{He}$  od tega zelo odvisen, bi to spremenilo tudi nastalo količino  $^4\text{He}$ .

To sta le dva scenarija, ki bi zamajala kvaliteto naših napovedi. Morda se v prihodnosti pojavi še kak, zaradi katerega bo potrebno celo zavreči celotno standardno kozmologijo in se opisa lotiti drugače.

## LITERATURA

- [1] [https://en.wikipedia.org/wiki/Friedmann\\_equations](https://en.wikipedia.org/wiki/Friedmann_equations). Spletna stran, dostop 6. 4. 2022.
- [2] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Astro/expand.html>. Spletna stran, dostop 28. 3. 2022.
- [3] I. Kuščer, S. Žumer, *Toplota*, DMFA - založništvo, Ljubljana, 2006, ISBN: 9612121745, 9789612121747.
- [4] E. W. Kolb, M. S. Turner, *The Early Universe*, Addison-Wesley publishing company, Illinois, 1989.
- [5] R. Alpher, H. Bethe, G. Gamow, *The Origin of Chemical Elements*, Physical Review, 73 (7), 803-804 DOI: 10.1103/PhysRev.73.803
- [6] F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, O. Pisanti, P. D. Serpico, *Primordial Nucleosynthesis: from precision cosmology to fundamental physics*, arXiv:0809.0631
- [7] [https://en.wikipedia.org/wiki/Chronology\\_of\\_the\\_universe](https://en.wikipedia.org/wiki/Chronology_of_the_universe). Spletna stran, dostop 17. 3. 2022.
- [8] [https://en.wikipedia.org/wiki/Big\\_Bang\\_nucleosynthesis](https://en.wikipedia.org/wiki/Big_Bang_nucleosynthesis). Spletna stran, dostop 17. 3. 2022.
- [9] [https://en.wikipedia.org/wiki/Coulomb\\_barrier](https://en.wikipedia.org/wiki/Coulomb_barrier). Spletna stran, dostop 17. 3. 2022.
- [10] [https://en.wikipedia.org/wiki/Fermi%27s\\_golden\\_rule](https://en.wikipedia.org/wiki/Fermi%27s_golden_rule). Spletna stran, dostop 17. 3. 2022.
- [11] L. Husdal, *On Effective Degrees of Freedom in the Early Universe*, Department of Physics, Norwegian University of Science and Technology, N-7491, Trondheim, Norway, 2016.

- [12] [https://en.wikipedia.org/wiki/Coupling\\_constant](https://en.wikipedia.org/wiki/Coupling_constant). Spletna stran, dostop 31. 3. 2022.
- [13] [https://en.wikipedia.org/wiki/Neutrino\\_decoupling](https://en.wikipedia.org/wiki/Neutrino_decoupling). Spletna stran, dostop 9. 4. 2022.
- [14] [https://sl.wikipedia.org/wiki/Podro%C4%8Dje\\_H\\_II](https://sl.wikipedia.org/wiki/Podro%C4%8Dje_H_II). Spletna stran, dostop 12. 4. 2022.
- [15] M. Spite, F. Spite, *Lithium abundance at the formation of the Galaxy*, Nature 297, 483–485 (1982). <https://doi.org/10.1038/297483a0>
- [16] D. Kunth, W. L. W. Sargent, *Spectrophotometry of 12 metal-poor galaxies - Implications for the primordial helium abundance*, Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 273, Oct. 1, 1983, p. 81-98., 73 (7), 803-804 DOI: 10.1086/161350, Bibcode: 1983ApJ...273...81K