

# Jak powstały pierwiastki chemiczne we Wszechświecie?

## część 1 Pierwotna nukleosynteza kosmiczna

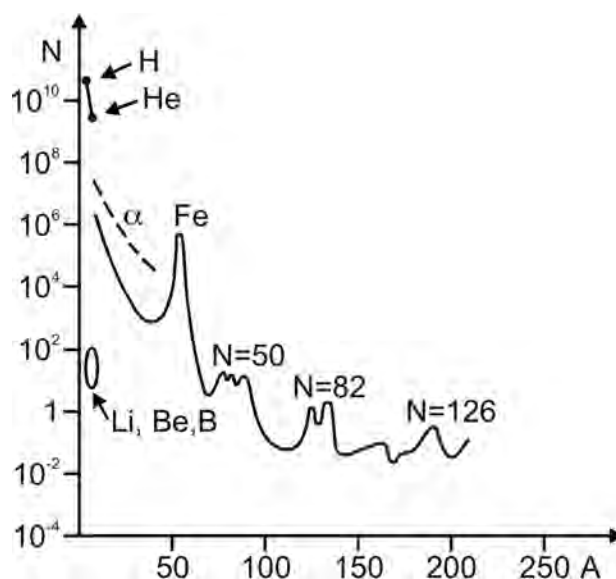
Henryk Drozdowski

Wydział Fizyki, Zakład Fizyki Dielektryków, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu

**Streszczenie.** Artykuł przedstawia historię badań nad wyjaśnieniem genezy pierwiastków chemicznych we Wszechświecie. Powstawanie pierwiastków we wczesnej fazie życia Wszechświata, gdy nie było jeszcze gwiazd, nazywa się pierwotną nukleosyntezą kosmiczną. Zaprezentowałem fakty pokazujące, że współczesne pomiary obfitości lekkich pierwiastków ( ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^2_1\text{D}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^7_3\text{Li}$ ) przemawiają za słusznością tezy o istnieniu początku Wszechświata i za prawdziwością kosmologii gorącego Wielkiego Wybuchu. Obserwacje astronomiczne zawartości we Wszechświecie  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^2_1\text{D}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^7_3\text{Li}$  są dla nas najskuteczniejszym sposobem badania warunków panujących we Wszechświecie w okresie jednej sekundy po rozpoczęciu ekspansji. W procesie nukleosyntezy pierwotnej kluczową rolę odgrywały neutrina. Dokonałem rekonstrukcji tego procesu. Wyznaję pogląd, iż Kosmos jest ucieleśnieniem skrytych harmonii. Eksplikacją tej tezy jest fakt, iż podstawowe właściwości chemiczne Wszechświata są nieuniknioną konsekwencją jego wczesnej historii. Istnieje bowiem wzajemny wpływ i związek między zjawiskami pozornie tak odległymi, jak globalna ewolucja Kosmosu i jego określony skład chemiczny. Odpowiedź na pytanie: *Jak powstały pierwiastki chemiczne we Wszechświecie?* jest możliwa tylko w powiązaniu z całokształtem zagadnień kosmologii i astrofizyki.

### 1. Wstęp

Przez długie stulecia nie dostrzegano problemu powstawania pierwiastków chemicznych. Chemia dziewiętnastowieczna uważała pierwiastki chemiczne za obiekty wieczne i niezienne. Jednak od końca dziewiętnastego wieku – przez kilka dziesięcioleci – fizycy usiłowali wyjaśnić obserwowaną obfitość występowania pierwiastków chemicznych we Wszechświecie. Poszukiwania korelacji rozpowszechnienia pierwiastka z jego położeniem w układzie okresowym Mendelejewa zakończyły się niepowodzeniem. Przyczyna stała się zrozumiała dopiero po odkryciu jądra atomowego i jego składników: neutronu i protonu. Okazało się, że odpowiedzi należało poszukiwać w zrozumieniu mechanizmów reakcji jądrowych i ich związku z ewolucją Kosmosu. Jednocześnie metody obserwacyjne astronomii pozagalaktycznej pozwoliły penetrować coraz odleglejsze obszary Wszechświata i na tej podstawie wyznaczać względną częstotliwość rozpowszechnienia pierwiastków. Wyniki przedstawia krzywa określająca abundancję pierwiastków (rys. 1) [1]. Możemy wyróżnić trzy obszary. Pierwszy z nich obejmuje pierwiastki do boru ( $A = 11$ ) włącznie. Większość materii stanowią



Rys. 1. Rozpowszechnienie pierwiastków chemicznych w zależności od liczby masowej  $A$  z zaznaczeniem lokalnych maksimum i minimum („rynną”) dla pierwiastków Li-Be-B;  $N$  oznacza rozpowszechnienie względne

wodór i hel. Średnie rozpowszechnienie wodoru i helu sięga  $10^{10}$  (w jednostkach względnych). Drugi obszar

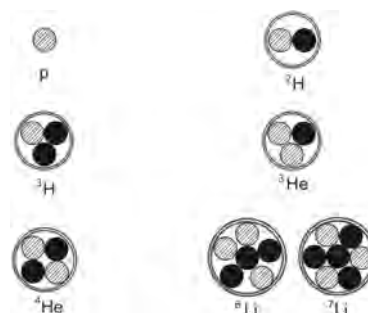
obejmuje pierwiastki kończące się w okolicach żelaza ( $A = 56$ ). Ich średnie rozpowszechnienie jest znacznie mniejsze i wynosi około  $10^4$ . Trzeci obszar obejmuje pierwiastki do uranu ( $Z = 92$ ) o średnim rozpowszechnieniu około  $10^{-1}$ . Te trzy grupy cechuje różny stopień rozpowszechnienia. Jest to związane z tym, że jądra należące do poszczególnych grup powstają w różnych procesach. Pierwiastki należące do pierwszego obszaru produkowane są w pierwotnej nukleosyntezie, pierwiastki drugiego obszaru powstają w procesach syntezy w gwiazdach. Trzecia grupa pierwiastków związana jest z procesami wychwytu neutronów, które zachodzą na różnych etapach rozwoju gwiazd. Najcięższe jądra powstają w ostatniej fazie rozwoju masywnych gwiazd, w czasie wybuchu zwanego supernową.

Historia powstawania jąder atomowych rozpoczęła się w czasach, gdy cały Wszechświat składał się z gorącej plazmy. Podczas pierwszej milionowej części sekundy po Wielkim Wybuchu materia była w stanie plazmy kwarkowo-gluonowej. Wszechświat był magmą kwarków i gluonów. W warunkach temperatury  $T > 10^{12}$  K i ogromnego ciśnienia pojedyncze hadrony nie mogły powstać. Żadne jądra istnieć nie mogły, ponieważ energia promieniowania gamma doprowadzała do ich rozpadu. Po około  $10^{-5}$  s od Wielkiego Wybuchu, kiedy temperatura spadła poniżej  $10^{12}$  K, kwarki i gluony zaczęły łączyć się w pierwsze nukleony: protony i neutrony. Kwarki grupowały się dwójkami, ale powstałe pary były niestabilne i szybko się rozpadały. Tylko dwa rodzaje trójek przetrwały: połączenie dwóch kwarków typu *up* i jednego typu *down* dało proton, a dwóch *down* i jednego *up* – neutron.

Obserwacje zawartości we Wszechświecie  ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^2_1\text{D}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^7_3\text{Li}$  stanowią ważne „okno” na wczesny Wszechświat, gdyż przynoszą informacje sięgające wieku Kosmosu  $t \approx 3$  minut. Obserwacje astronomiczne obfitości lekkich pierwiastków pozwalają więc badać znacznie wcześniejszą epokę Kosmosu niż obserwacje mikrofalowego promieniowania tła!

Wszystkie jądra pierwiastków lekkich: deuteru, helu-3, helu-4 i litu-7 powstały tuż po Wielkim Wybuchu. Stanowią one kombinacje dwóch cząstek: neutronów i protonów (rys. 2). Aby więc przewidzieć obfitość tych pierwiastków lekkich, trzeba znać stosunek liczby neutronów do liczby protonów.

Neutrony odgrywały istotną rolę w budowie każdego pierwiastka (poza wodorem). Zmieniająca się obfitość neutronów była istotnym czynnikiem późniejszego procesu powstawania pierwiastków. Jądra atomów pierwszych pierwiastków (rys. 2) powstały w ewoluującym Wszechświecie. Musimy więc prześledzić wczesne etapy ewolucji Wszechświata.

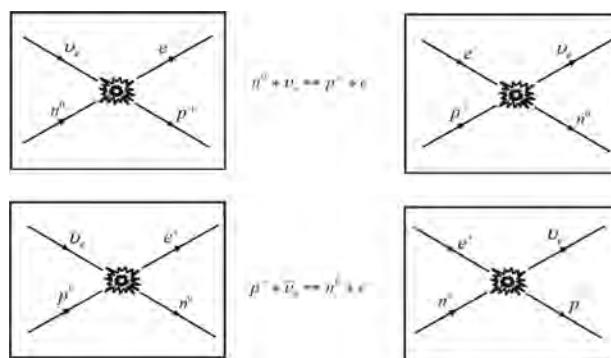


Rys. 2. Jądra pierwiastków lekkich

## 2. Równowaga termodynamiczna we wczesnym Wszechświecie

Aż do połowy XX wieku panowało powszechne przekonanie, że obfitość pierwiastków we wczesnej ewolucji Wszechświata zależała od początkowej względnej liczby protonów i neutronów. Astrofizyk japoński Chushiro Hayashi w 1950 roku [2] wykazał, że tak jednak nie jest. Zauważył, że rozwiązanie tego problemu umożliwiają słabe oddziaływania jądrowe. Założył, że Wszechświat na początku zawierał równą liczbę neutronów i protonów. Oznacza to, że transformacja neutronów w protony (i na odwrót) dokonywała się wskutek ich zderzeń z elektronami, pozytonami, neutronami i antyneutrinoami.

Neutrony i protony, „skąpane” w gęstym „morzu” neutrin i antyneutrin, znajdowały się w stanie równowagi termodynamicznej, gdyż wówczas niezwykle szybko zachodziły reakcje (rys. 3):



Rys. 3. Wzajemne transformacje neutronów i protonów we wczesnym, gorącym i gęstym Wszechświecie

Powyższe reakcje:

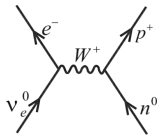
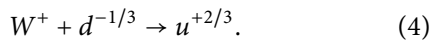
$$n^0 + \nu_e \leftrightarrow p^+ + e^- \quad (1)$$

$$p^+ + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n^0 + e^+ \quad (2)$$

są przejawem słabych oddziaływań jądrowych, których przekroje czynne są małe. Zasięg tych oddziaływań jest bardzo krótki, zaledwie  $10^{-15}$  cm, tj. mniejszy niż promień jądra atomowego. Oddziaływania te zapewniały równowagę termodynamiczną pomiędzy protonami, neutronami i neutronami, czyli reakcje (1) i (2) zachodziły w obie strony w tym samym tempie, a więc

wzajemnie się znosiły. Reakcja (1) pokazuje, że neutrino elektronowe  $\nu_e$  przekształca neutron w proton i elektron. Antyneutrino elektronowe  $\bar{\nu}_e$  z kolei przekształca proton w neutron i antyelektron (pozyton). Ilustruje to reakcja (2).

Zrozumienie mechanizmu reakcji (1) i (2) umożliwiła teoria kwantowa oddziaływania słabego. Rysunek 4 ilustruje mechanizm słabego oddziaływania jądrowego: zderzenie między neutrinem a neutronem, w którym neutrino wytwarza elektron i przekształca neutron w proton. Bozon  $W^+$  równoważy zmianę ładunku elektrycznego towarzyszącą przekształceniu neutrina elektronowego w elektron. Następnie bozon  $W^+$  bierze udział w rozpadzie kwarku dolnego  $d^{-1/3}$  w neutronie przekształcając go w proton  $p^+$ . Reakcja ta przebiega więc w dwóch etapach:



Rys. 4. Diagram Feynmana pokazujący oddziaływanie między neutrinem a neutronem, tak jak je opisuje elektrodynamika kwantowa

Wszystkie procesy fizyczne były w równowadze termodynamicznej na samym początku istnienia Wszechświata. Idea równowagi termodynamicznej we wczesnej historii Wszechświata ma głęboki sens: gorący stan równowagi zapewnił, że temperatura dokładnie określała względne obfitości neutronów i protonów. W dzisiejszym Wszechświecie względne proporcje neutronów i protonów zostały ustalone – niezależnie od wyboru warunków początkowych – w wyniku powstałej równowagi termodynamicznej. Stosunek liczby neutronów do liczby protonów w równowadze termodynamicznej wyraża, zgodnie z rozkładem Maxwella–Boltzmannia wzór:

$$\frac{N_n}{N_p} \approx \left( \frac{m_n}{m_p} \right)^{3/2} \exp \left[ - \frac{(m_n - m_p) c^2}{k_B T} \right]. \quad (5)$$

Czynnik  $(m_n/m_p)^{3/2} \approx 1$ , ponieważ oba rodzaje cząstek mają podobne masy. Wyraz wykładniczy również jest bliski jedności, dopóki temperatura Wszechświata przekracza różnicę mas neutronu i protonu, która wynosi 1,293 MeV.<sup>1</sup> Tak więc, gdy  $k_B T \gg (m_n - m_p) c^2$  liczby

neutronów i protonów we Wszechświecie były prawie identyczne;  $k_B$  jest stałą Boltzmannia.

Fakt istnienia równowagi termodynamicznej ma dwie istotne konsekwencje. Po pierwsze tłumaczy, dlaczego reliktywne promieniowanie tła ma widmo promieniowania cieplnego – jest to skutek równowagi termodynamicznej we wczesnym okresie Wszechświata. Po drugie pozwala określić skład chemiczny i właściwości materii jako funkcję jej gęstości.

Gdy Wszechświat liczył mniej niż jedną sekundę, a jego temperatura przewyższała  $10^{10}$  K, słabe oddziaływania jądrowe między protonami i neutronami odgrywały dominującą rolę. Przekształcały one jedne w drugie i utrzymywały doskonałą równowagę między protonami i neutronami. Zapewniały one stabilną równowagę, w której liczba neutronów przypadających na jeden proton zależała wyłącznie od temperatury. Bardzo wczesny Kosmos był tak gorący i panowały w nim tak duże energie, że protony i neutrony poruszały się za szybko, aby się ze sobą łączyć.

Aby zrozumieć fizykę nukleosyntezy pierwotnej, trzeba zbadać wpływ temperatury na czas trwania ekspansji Wszechświata i średni czas między reakcjami słabego oddziaływania jądrowego.

### 3. Termiczna ewolucja Wszechświata w fazie pierwotnej nukleosyntezy kosmicznej

Faza pierwotnej nukleosyntezy kosmicznej była „składową” erą promieniowania, w której gęstość energii promieniowania była większa od gęstości energii materii. Promieniowanie całkowicie kontrolowało ewolucję Wszechświata. We Wszechświecie istniała olbrzymia liczba fotonów. Na każdą cząstkę materii przypadało  $10^9$  fotonów. Początek ery radiacyjnej ( $t \sim 1s$ ), to zdarzenie, któremu przypisujemy parametr przesunięcia ku czerwieni równy

$$z + 1 = \frac{R(t_0)}{R(t)} \approx 3 \cdot 10^9, \quad (6)$$

gdzie przesunięcie  $z$  jest miarą zmiany skali Wszechświata (od  $R(t)$  przy emisji światła do  $R(t_0)$  w chwili jego odbioru); parametr  $z$  mierzy w kosmologii przesunięcie.

Podczas ery promieniowania Wszechświat rozszerzał się proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z czasu:

$$R(t) \sim \sqrt{t}. \quad (7)$$

Temperatura  $T$  systematycznie obniżała się w odwrotnej proporcji do odległości [3, 4]:

$$T \sim \frac{1}{R(t)} \sim \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (8)$$

1. Związek  $E = k_B T$  ( $k_B$  – stała Boltzmannia) łączy w sposób jednoznaczny temperaturę z energią, dlatego też w niektórych zastosowaniach wartość temperatury określa się w elektronowoltach z odpowiednim przedrostkiem (ściślej należałoby mówić o jednostce eV/ $k_B$ ) (przyp. red.)

Związek pomiędzy spadkiem temperatury Wszechświata a jego ekspansją można wyjaśnić odwołując się do pojęcia przemiany adiabatycznej gazu, bez wymiany energii z otoczeniem. Nieustanne rozszerzanie się Kosmosu stanowi ekspansję adiabatyczną. Zawarty we Wszechświecie gaz cząstek i promieniowanie muszą wykonywać pracę, zatem temperatura spada. Energia kwantu poruszającego się w przestrzeni Wszechświata samoczynnie (bez żadnego oddziaływania) obniża się. W miarę rozszerzania się Wszechświata fotony zwiększają swą długość fali.

Z równania (8) wynika, że czas trwania ekspansji Kosmosu  $t_{eksp}$  był wówczas odwrotnie proporcjonalny do kwadratu temperatury:

$$t_{eksp} \sim \frac{1}{T^2}. \quad (9)$$

Rozszerzanie się Wszechświata wpływa zarówno na gęstość energii materii (cząstek)  $\varepsilon_m$  oraz gęstość energii promieniowania  $\varepsilon_p$ . Ekspansja przestrzeni Wszechświata powoduje zmiany koncentracji cząstek wypełniających go, ale nie ma wpływu na energię spoczynkową cząstki materii  $E_m$ . Natomiast rozszerzanie się Wszechświata obniża energię kwantu promieniowania  $E_\gamma$ , proporcjonalnie do  $1/R$ , gdyż długość wyemitowanej fali  $\lambda$ , czyli odległość pomiędzy punktami przestrzeni w których znajdują się jej sąsiednie maksima, rośnie z czasem dokładnie tak samo, jak odległość między dowolnymi innymi punktami przestrzeni.

Gęstość energii materii  $\varepsilon_m$  zmniejszała się jak odwrotność objętości:

$$\varepsilon_m \sim \frac{1}{R^3(t)} \sim \frac{1}{\sqrt{t^3}}, \quad (10)$$

natomiast gęstość energii promieniowania  $\varepsilon_p$  malała jeszcze szybciej:

$$\varepsilon_p = \frac{1}{R^4} \sim \frac{1}{t^2}. \quad (11)$$

Jaki był wpływ temperatury na średni czas między reakcjami słabego oddziaływania jądrowego? Rozważmy proces wychwytu neutrina przez neutron opisany równaniem (1).

Dla zderzenia z udziałem neutrina i neutronu można zapisać drogę swobodną neutrina  $l_{\nu_e}$  ze względu na ten proces następująco:

$$l_{\nu_e} = \frac{1}{\sigma_{\nu_e n^0} \rho_{n^0}}, \quad (12)$$

gdzie  $\sigma_{\nu_e n^0}$  jest przekrojem czynnym reakcji, a  $\rho_{n^0}$  – gęstością (koncentracją) neutronów (cząstek-„tarcz”). Przekroje czynne reakcji i gęstość neutronów są funkcjami temperatury. Ze względu na bardzo mały przekrój

czynny na oddziaływanie z materią ( $\sigma = 6 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2$ ) neutrina mają bardzo duże średnie drogi swobodne.

Prawdopodobieństwo reakcji (1) jest iloczynem przekroju czynnego i względnej prędkości pary cząstek wchodzących w reakcję. Uśredniając po prędkościach otrzymujemy  $\langle \sigma v \rangle$ . Przy oddziaływaniach jądrowych słabych, powodujących wychwyty neutrin, przekroje czynne są proporcjonalne do kwadratu temperatury. Wówczas mamy:

$$\langle \sigma v \rangle_{n+\nu \rightarrow p+e} \sim G_F^2 T^2, \quad (13)$$

gdzie  $G_F$  jest stałą Fermiego.

Gęstość neutronów w funkcji temperatury wyrażamy następująco:

$$\rho_{n^0}(T) \sim \frac{1}{R^3} \sim T^3. \quad (14)$$

Uwzględniając (10), (12), (13) otrzymujemy wzór na średni czas między każdym wychwytem neutrina przez neutron  $t_{reak}$ :

$$t_{reak} = \frac{1}{\langle \sigma v \rangle \rho_{n^0}(T)} \sim G_F^{-2} T^{-5}. \quad (15)$$

Z równania (15) wynika, że średni czas między kolejnymi wychwytemi neutrina przez neutron jest odwrotnie proporcjonalny do piątej potęgi temperatury.

#### 4. Wpływ ekspansji przestrzeni Kosmosu na tempo zmian stosunku liczby neutronów do gęstości protonów

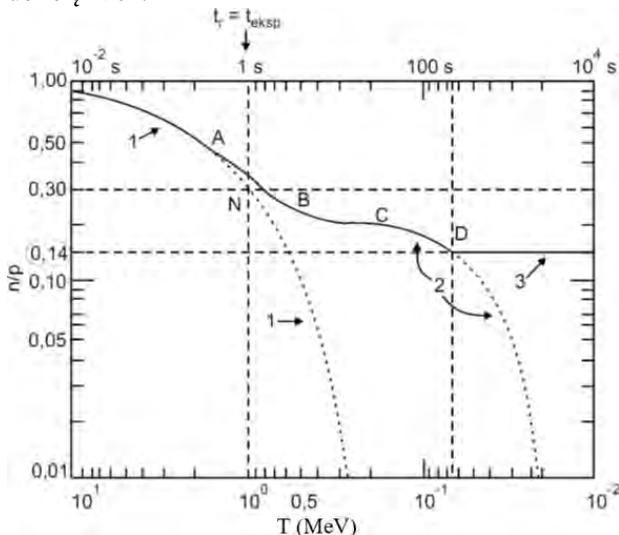
Stan równowagi termodynamicznej utrzymywał się dzięki temu, że reakcje (1) i (2) zachodziły znacznie szybciej, niż następowała ekspansja przestrzeni Wszechświata, która rozrzedzała plazmę i obniżała jej temperaturę. Jeżeli Wszechświat rozszerzał się niezbyt szybko, a cząstki oddziaływały intensywnie, to zanim odległości między nimi znacznie wzrosły i naruszenie równowagi termodynamicznej stało się duże, została ona niemal przywrócona. Związek (5) jest bardzo czułą funkcją temperatury. Gdy Wszechświat liczył około jednej sekundy, reakcje (1) i (2) zachodziły już bardzo wolno i równowaga termodynamiczna została zachwiana. Najpierw w reakcjach (1) i (2) odłączyły się neutrina i to ten proces prowadził do zmniejszenia szybkości reakcji i ich zaniku. Odłączenie zwane również odsprężaniem neutrin nastąpiło, gdy wydajność zderzeń (1) i (2) nie wystarczała do skompensowania zmian spowodowanych rozszerzaniem się Wszechświata. Po odłączeniu neutrina zaczynały się ochładzać adiabatycznie wskutek ekspansji Kosmosu, niezależnie od innych cząstek. Przy spadku temperatury i przy ekspansji Kosmosu neutrina traciły możliwość zderzania się z innymi cząstkami. Nieвозможна stała się ich anihilacja. Ich rozpad także był niemożliwy. Są zbyt mało masywne, aby rozpaść się na inne

cząstki. Jedynym wnioskiem z tych rozważań jest stwierdzenie, że we Wszechświecie istnieją reliktywne neutrino. Proces odprężania neutrin bazował na zerwaniu równowagi termodynamicznej, kiedy szybkość reakcji stała się (przy obniżaniu temperatury) mniejsza niż szybkość rozszerzania się Wszechświata. W temperaturze odprężania neutrin, czyli przy  $T \approx 10^{10}$  K stosunek  $n/p$  osiągnął wartość 27/100.

Zrywanie równowagi termodynamicznej nie następowało skokowo i przy  $kT < 1$  MeV reakcje (1) i (2) częściowo jeszcze zachodziły. Ostatecznie przerywał je – też nie skokowo – proces nieodwracalnej anihilacji  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  przy  $kT \approx 0,5$  MeV ( $t \approx 4$  s). W czasie anihilacji par elektronowych  $e^-e^+$  następowało przekazywanie energii elektronów tylko do gazu fotonowego, gdyż neutrino już się odłączyły.

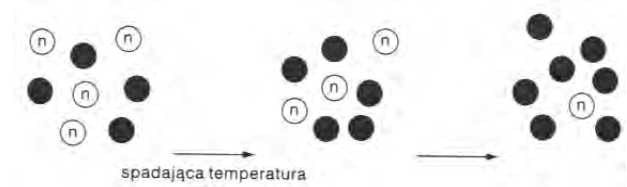
Proces zaniku reakcji (1) i (2) zachodził stopniowo w zakresie  $kT \rightarrow \langle 1 \text{ MeV} \div 0,5 \text{ MeV} \rangle$ , co dało  $n/p \approx 1/7$ .

Ważne jest zrozumienie faktu, że względna obfitość neutronów i protonów była wyznaczona przez temperaturę Wszechświata w momencie, gdy ustały między nimi słabe oddziaływania jądrowe. Rzeczywiste zmiany  $n/p$  ze spadkiem temperatury ilustruje rys. 5 [5]. Krzywa 1 ilustruje stosunek wyrażony równaniem (5), jeżeli reakcje (1) i (2) utrzymują równowagę termodynamiczną. Otoczenie punktu N na wykresie oznacza zrywaną równowagę. Po zerwaniu się tej równowagi, w  $T \approx 1 \text{ MeV}$ , stosunek  $n/p$  odpowiada krzywej 2. W fazie AB odłączają się neutrino: charakterystyczny czas reakcji  $t_{reak}$  jest rzędu charakterystycznego czasu ekspansji Wszechświata  $t_{eksp}$ . W fazie BC anihilują pary elektronowe  $e^-e^+$ . Faza CD i linia przerywana reprezentują powolny rozpad swobodnych neutronów. Krzywa 3 przedstawia zamrożony (ustalony–przyp.red.) ostatecznie stosunek  $n/p$ ; część neutronów włącza się do jąder ciężkich.



Rys. 5. Przesuwanie się punktu równowagi neutronowo-protonowej w funkcji temperatury we wczesnym Wszechświecie (opis w tekście)

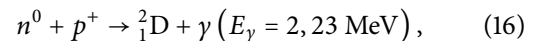
Rysunek 6 ilustruje stosunek liczby neutronów do protonów, jaki istniał na chwilę przed rozpoczęciem pierwotnej nukleosyntezy kosmicznej. Według obliczeń autora [6], gdy temperatura Wszechświata spadła do  $T \approx 7 \cdot 10^9$  K istniało 7 razy więcej protonów niż neutronów.



Rys. 6. Zamrożony stosunek neutronów do protonów  $n/p=1/7$ ; protony przedstawione są w postaci czarnych kółek, neutrony zaś jako białe kółka z literą  $n$

## 5. Przebieg pierwotnej nukleosyntezy kosmicznej

Podstawową reakcją w pierwotnej nukleosyntezie kosmicznej jest proces:

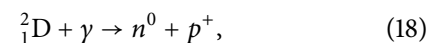


czyli synteza jąder deuteru  ${}^2_1\text{D}$ . Jądro deuteru zawiera nie tylko proton, ale również neutron, który zwiększa masę, lecz nie zmienia ładunku jądra. Energię wiązania deuteronu unosi foton  $\gamma$ . Energia fotonu  $E_\gamma$  jest równa energii wiązania neutronu z protonem w jądrze deuteru, czyli:

$$E_\gamma = \Delta E = (m_p + m_n - m_D) c^2 = 2,23 \text{ MeV}. \quad (17)$$

O wielkości tej energii daje pojęcie fakt, że foton promieniowania widzialnego (światła) posiada energię około 2,5 eV.

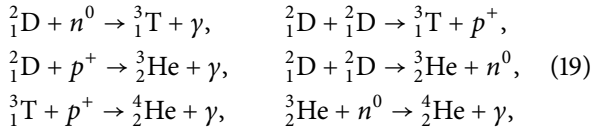
Proces syntezy deuteronu (16) był spowalniany przez konkurencyjny proces, czyli dysocjację, proces odwrotny do (16). Pochłonięcie przez jądro deuteru fotonu o odpowiedniej energii:



powoduje, że jądro deuteru rozpada się na składniki, czyli na neutron i proton. Okres dynamicznej równowagi miał duże znaczenie w pierwotnej nukleosyntezie. Spowalniał znacząco tworzenie jąder atomowych. Proces syntezy i dysocjacji jąder deuteru trwał tak długo, jak długo we Wszechświecie istniały fotony o energii 2,23 MeV. Proces budowania najbliższych pierwiastków zaczął się dopiero wtedy, gdy temperatura „ognistej kuli” spadła poniżej  $10^{10}$  K, krytycznej wartości, którą Wszechświat osiągnął w pierwszej sekundzie istnienia.

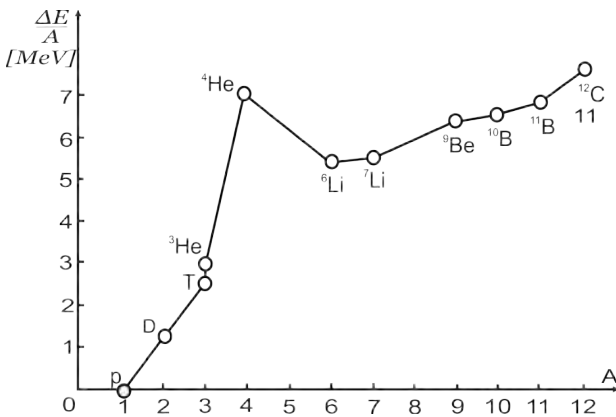
W 100 sekund po Wielkim Wybuchu temperatura we Wszechświecie spadła do  $T \approx 10^9$  K. Tempo dysocjacji stało się tak małe, że jądra deuteru nie mogły się już

rozpadać. Nastąpił wzrost liczby jąder deuteru. Zaczęły intensywnie zachodzić następujące procesy:



przy czym jądra deuteru oznaczamy  ${}^2_1\text{D}$ , jądra trytu –  ${}^3_1\text{T}$ .

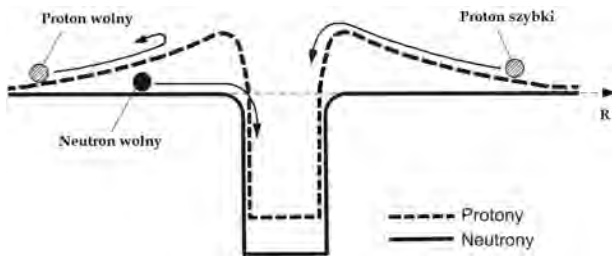
Reakcje (19) przedstawiają najważniejsze procesy prowadzące do powstania jąder helu. Najbardziej stabilny jest normalny izotop helu-4 z największą ze wszystkich energią wiązania (rys. 7); tryt i beryl-7 są radioaktywne.



Rys. 7. Średnia energia wiązania nukleonu w jądrach lekkich pierwiastków. Energię odpowiadającą deficytowi masy nazywamy energią wiązania

Na rysunku 7 widzimy, że przy przechodzeniu od jednego jądra do drugiego różnice deficytów mas są duże. Szczególnie trwały jest hel-4, którego defekt masy wynosi 7 MeV na nukleon.

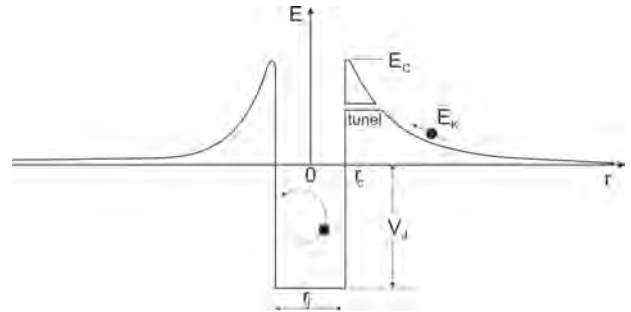
Jakie jest prawdopodobieństwo zajścia reakcji (19)? Wynik reakcji jądrowej zależy niemal całkowicie od gęstości i temperatury. Aby jądra atomowe mogły łączyć się ze sobą i tworzyć nowe jądra, muszą zbliżyć się do siebie na odległość rzędu  $10^{-14}$  cm. Na tych odległościach zaczynają działać siły jądrowe. Neutrony z łatwością zbliżają się do protonu lub innego jądra atomowego na odległość  $10^{-14}$  cm i zostają schwytane (rys. 8) [7].



Rys. 8. Zjawisko tunelowe

Protony i inne naładowane jądra atomowe muszą przezwyciężyć odpychanie spowodowane siłami Co-

ulomba. Cząstki naładowane napotykać na barierę Coulomba, która jest wynikiem współgrania oddziaływań jądrowych przyciągających i odpychających coulombowskich. Wysokość bariery Coulomba  $E_C$  jest proporcjonalna do  $E_C \sim Z_1 e \cdot Z_2 e$  (rys. 9).



Rys. 9. Przebieg bariery Coulomba – energia oddziaływania między dwoma cząstkami naładowanymi w funkcji odległości:  $E_C$  – bariera Coulomba,  $r_j$  – zasięg oddziaływań jądrowych,  $r_C$  – odległość od środka jądra atomowego, przy której zaczynają działać siły jądrowe

Prawdopodobieństwo zajścia reakcji wywołanej przez naładowane cząstki jest funkcją dwu prawdopodobieństw:  $n(E)$  i  $P(E)$ , które ilustruje rys. 10. Prawdopodobieństwo, że cząstki naładowane posiadają energię kinetyczną  $n(E)$  wyrażamy za pomocą następującej zależności [8]:

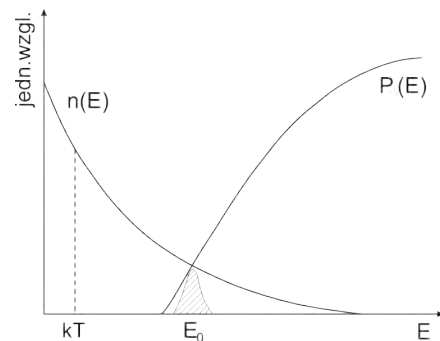
$$n(E) \sim E^{1/2} e^{-E/2kT}. \quad (20)$$

Prawdopodobieństwo przejścia cząstki przez barierę Coulomba  $P(E)$  dane jest wyrażeniem [8]:

$$P(E) \sim e^{-\sqrt{E_G/E}}, \quad (21)$$

przy czym  $E_G$  jest energią Gamowa. Czynniki  $P(E)$  znika przy niskich energiach.

Dwa czynniki, określone wzorami (20) i (21) decydują o szybkości reakcji termojądrowej. Ich iloczyn osiąga wartość maksymalną przy pewnej energii  $E_0$  (rys. 10), która zazwyczaj przewyższa znacznie średnią energię kinetyczną  $kT$ .



Rys. 10. Prawdopodobieństwo zajścia reakcji między cząstkami naładowanymi elektrycznie; efekt tunelowy w warunkach rozkładu prędkości cząstek Maxwella. Powierzchnia zakreskowana określa prawdopodobieństwo zajścia reakcji. Jej wielkość zależy od iloczynu prawdopodobieństw  $n(E)$  i  $P(E)$ . Efekt silnie zależy od temperatury

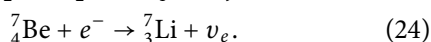
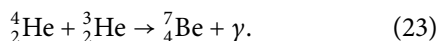
Przedstawione powyżej rozumowanie dotyczy wszystkich reakcji, o których była mowa w tym artykule.

Obfitość helu we Wszechświecie zależy od stosunku liczby neutronów do liczby protonów. Parametr  $O_{\text{He}}$  stosowany w tych obliczeniach ma przybliżoną formułę [9]:

$$O_{\text{He}} \approx \frac{2n/p}{1 + n/p}. \quad (22)$$

Pierwotna zawartość helu pochodzącego z nukleosyntezy pierwotnej zależała od wartości stosunku  $N_n/N_p$ , który wyznaczony był przez odwrotne reakcje (1) i (2). Parametr  $O_{\text{He}}$  zależy zarówno od szybkości przemiany neutronów w protony i protonów w neutrony (pod wpływem słabych oddziaływań jądrowych), jak i od szybkości ekspansji Wszechświata. Dla  $N_n/N_p \approx 1/7$  wartość tego parametru wynosi  $O_{\text{He}} \approx 25\%$ .

Gdy jądro lżejszej odmiany helu  ${}^3_2\text{He}$  z trudem przechodziło przez wysoką barierę coulombowską wokół helu-4 [reakcja (23)], powstało nietrwałe jądro berylu beryl-7, z którego po wychwycie elektronu z plazmy tworzył się trwały lit-7. Nadmiar energii unosiło neutrino elektronowe w reakcji (24).



Reakcja (24) ilustruje samorzutny rozpad jądra beryl-7 przez wychwyty elektronu.

Wszechświat rozszerzając się stygł, czyli średnia energia kinetyczna cząstek stale malała. Ten spadek energii nie dał żadnej możliwości na powstanie cięższego jądra niż jądra litu  ${}^7_3\text{Li}$ . Praktycznie nie było jąder cięższych, utworzonych w tym czasie w Kosmosie, niż  ${}^7_3\text{Li}$ . Skończył się łańcuch procesów pierwotnej syntezy pierwiastków.

Pramateria, z której powstały pierwsze gwiazdy i galaktyki, była złożona w około 77% z wodoru i w 23% z helu. Takie właśnie zawartości wodoru i helu (oraz odrobinę litu-7) obserwuje się w obłokach gazowych i w bardzo starych gwiazdach. Obfitość helu w najstarszych obiektach wynosi około 23%. Teoria Wielkiego Wybuchu jednoznacznie przewidywała, że żaden obiekt astronomiczny nie powinien mieć mniej niż 23% helu. Tymczasem teoria syntezy pierwiastków w gwiazdach i supernowych nie potrafiła wyjaśnić, dlaczego istnieje tak dużo helu i dlaczego jego obfitość jest wszędzie taka sama. Analiza częstotliwości występowania helu w różnych rodzajach gwiazd, nawet tych najstarszych, wykazała, że nie można całej ilości helu we Wszechświecie przypisać tylko procesom spalania wodoru w gwiazdach. Właściwie to jest tak, że większość jąder helu-4 powstała wraz z wodorem w 100 s po Wielkim Wybuchu w kolejnych reakcjach (19) i od razu wraz z wodorem

weszła w skład najstarszych gwiazd. Tak więc i wodór i większa część helu we Wszechświecie stanowią skamieniny z początkowych faz ekspansji Kosmosu. Połączenie powstania helu z Wielkim Wybuchem rozwiązało więc istniejący przez długi czas problem i przekonało fizyków, że wiedza o pierwszych kilku sekundach kosmicznej historii ma solidne podstawy.

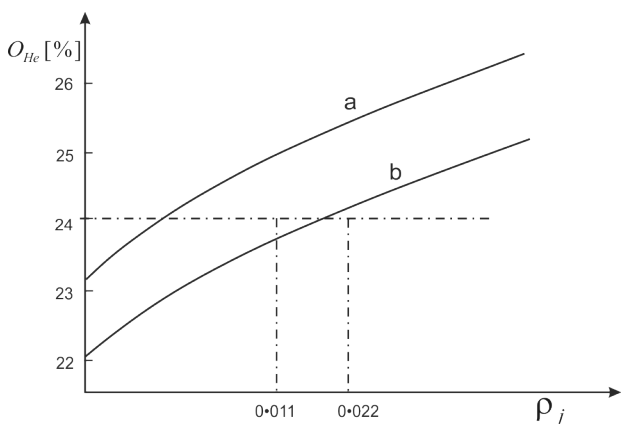
Przeszkodę w powstawaniu dalszych jąder stanowi fakt nieistnienia jakiegokolwiek, choćby krótko żyjącego jądra o liczbie masowej  $A = 5$ . Nic nie da się dołączyć do bardzo trwałego jądra helu  ${}^4_2\text{He}$ . Neutrony i protony odbijają się od tego jądra jak groch od ściany. Pierwotna synteza zatrzymała się na helu, ponieważ nie istnieją trwałe jądra o liczbach masowych 5 i 8. Tym samym zapobiegło to destrukcji wytworzonego helu. Powstało więc wąskie „gardło” w powstawaniu cięższych jąder.

Model gorącego Wielkiego Wybuchu podał pierwszą konkretną propozycję obrazu Wszechświata w jego stadium początkowym. Umożliwiło to przeprowadzenie analizy reakcji między cząstkami elementarnymi, w wyniku których powstawały różne jądra atomowe. Mechanizmy pierwotnej nukleosyntezy kosmicznej prowadzą do ilościowych przewidywań proporcji powstających jąder atomowych, co możemy porównać z zaobserwowaną obfitością występowania pierwiastków chemicznych we Wszechświecie. Obliczenia pokazują, że w tym chemicznym bilansie 75% całej masy materii barionowej (zwykłej materii) przypada na wodór, prawie 24% na hel, a reszta rozkłada się na kilka lekkich pierwiastków chemicznych: deuter –  $10^{-4}$ , hel-3 –  $10^{-5}$  oraz lit-7 –  $10^{-10}$  całej masy Wszechświata.

Zgodność z obserwowanymi obfitościami pierwiastków można uzyskać tylko wtedy, gdy istnieją trzy rodzaje neutrin: elektronowe, mionowe i tau. Ale fizycy teoretycy nie wykluczali możliwości, że lista ta nie jest jeszcze pełna. Obecnie na podstawie eksperymentów LEP z rozpadem cząstki  $Z^0$  przeprowadzonych w CERN pod Genewą wiemy, że innych rodzajów neutrin nie ma [10].

Rysunek 11 przedstawia ilość helu powstającego przy trzech lub czterech rodzajach neutrin. Obserwowana w Kosmosie ilość helu-4 zawarta jest w przedziale 22–24%. Astronomowie szacują średnią gęstość materii we Wszechświecie i porównują ją z gęstością krytyczną, która silnie zależy od wartości stałej Hubble’a! [1, 11]. Jeżeli gęstość materii mieści się pomiędzy 0,011 i 0,022 gęstości krytycznej, to przewidywane obfitości helu-3, deuteru i litu-7 są także zgodne z obserwowanymi. Taki przedział gęstości jest zgodny z obserwowaną gęstością materii zawartej w gwiazdach i galaktykach. Nato-

miast założenie istnienia czterech typów neutrin prowadzi do przewidywania zbyt wysokiej, w stosunku do największej dozwolonej przez obserwacje (24%) ilości helu-4. Założenia są zgodne z obserwacjami astronomicznymi tylko wówczas, gdy istnieją trzy rodzaje neutrin.



Rys. 11. Obfitość helu-4, który powstał we wczesnym Kosmosie w funkcji gęstości materii wyrażonej w jednostkach gęstości krytycznej; krzywa *a* odpowiada czterem typom neutrin, zaś krzywa *b* – trzem rodzajom neutrin. Linia przerywana pozioma oznacza największą dozwoloną obfitość helu

Pierwotna nukleosynteza kosmiczna skończyła się w czasie  $t \approx 1000$  s ( $kT \approx 0,03$  MeV), kiedy energia termiczna przypadająca na cząstkę stała się za mała do pokonania barier potencjału elektrostatycznego i jądra praktycznie przestały się łączyć.

## Literatura

- [1] H. Drozdowski, *Fizyczny obraz świata*, Wydawnictwo Naukowe UAM 2007.
- [2] C. Hayashi, *Proton-Neutron Concentration Ratio in the Expanding Universe at the Stages Preceding the Formation of the Elements*, Prog. Theor. Phys. 5, 224-235 (1950).
- [3] R.C. Tolman, *Relativity Thermodynamics and Cosmology*, Clarendon Press 1934.
- [4] P.J.E. Peebles, *Physical Cosmology*, Princeton University Press 1971.
- [5] H. Reeves, *Dernières nouvelles du cosmos*, Editions du Seuil, 1994.
- [6] H. Drozdowski, *O pochodzeniu pierwiastków*, wykład habilitacyjny na Wydziale Fizyki UAM 24-05-2002 [w]: archiwum CKK 2002.
- [7] B.R. Martin, *Nuclear and Particle Physics*, Second Edition, John Wiley & Sons 2009.
- [8] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN 1978.
- [9] J. Gribbin, *W poszukiwaniu wielkiego wybuchu. Kosmologia i fizyka kwantowa*, przekład Piotr Amsterdamski, Zysk i S-ka 2000.
- [10] M.L. Kutner, *Astronomy. A Physical Perspective*, 2<sup>nd</sup> ed., Cambridge University Press, 2012.
- [11] H. Drozdowski, *Skąd się wzięły pierwiastki chemiczne we Wszechświecie?* [w]: Wykład Otwarty na Wydziale Fizyki UAM 14.11.2018, DVD video; [fizyka@amu.edu.pl](mailto:fizyka@amu.edu.pl) Poznań 2018.