

Wczesny Rozwój Wszechświata

Model Wielkiego Wybuchu - Big Bang

CZEŚĆ PIERWSZA

rozdziały pierwszy-szesnasty/I

założenia modelu, prawo Hubble'a, rozszerzanie Wszechświata, równanie stanu, rozszerzenie Wszechświata dla różnych form energii: promieniowanie, materia, energia próżni, inflacja, gęstość materii, promieniowanie reliktove, pierwotna nukleosynteza, produkcja nukleonów, jąder atomowych, atomów, światła-antyświaty.

preliminary 31/12/2006

Wykład fakultatywny, rok akademicki 2006/2007, semestr zimowy 2 godz tygodniowo

Lucjan Jarczyk

24 stycznia 2007

Streszczenie

Przedmowa

Książki i podręczniki powszechnie dostępne zajmujące się kosmologią, także te, które poświęcone są wczesnym etapom rozwoju naszego Wszechświata nie rozważają szczegółowo scenariusza najwcześniejszego fazy jego rozwoju. Nasza obecna znajomość najbardziej elementarnych praw natury pozwala nam sięgnąć do czasów rzędu 10^{-43} s po wielkim wybuchu, gdy temperatura sięgała 10^{32} stopni Kelvina. Musimy sięgnąć do naszej wiedzy o oddziaływaniach elementarnych i cząstek elementarnych. Późniejsze fazy wczesnego rozwoju Wszechświata będą obejmowały bardziej makroskopowe procesy jak powstanie nukleonów, powstanie w pierwotnej nukleosyntezie jąder atomowych a następnie atomów. Zachodzące procesy ekspansji z kolei będą wymagały zaangażowania szczególnej i ogólnej teorii względności.

Aby czytelnik mógł świadomie śledzić scenariusz wczesnego a w szczególności etapu rozwoju Wszechświata znaczna część wykładu będzie poświęcona zaprezentowaniu w możliwie prosty i poglądowy fizyki mikroświata, fizyki oddziaływań elementarnych na gruncie kwantowym, cząstek elementarnych. Będzie mowa o unifikacji oddziaływań, o tym, że oddziaływania elementarne wynikają z symetrii natury, o przypadkach nie zachowania symetrii co prowadzi do niezachowania ważnych wielkości fizycznych.

Wykład będzie prowadzony tak, by był zrozumiały także dla studentów pierwszych lat fizyki i nie tylko fizyki. Nacisk będzie położony na pogłębienie. Nie oznacza to, że opis matematyczny będzie zaniedbany. Zawsze będzie podkreślana w szczególności treść fizyczna prezentowanych wyrażeń matematycznych. W ważnych przypadkach będzie można szczegółowo (matematycznie) prześledzić jak z odpowiedniego założenia będą wynikać konsekwencje fizyczne. W szczególności będzie można zobaczyć jak z założenia symetrii będą wynikać własności oddziaływań.

Wykład ten powinien zainteresować czytelnika, którego interesuje rozwój Wszechświata, i to przede wszystkim w jego początkowym etapie. Jest to epoka fascynująca. W tym etapie zaszły najważniejsze procesy. To etapy, w czasie których z energii powstały cząstki elementarne, nukleony, atomy. Musimy być świadomi tego, że podstawowe cegiełki uformułowaliśmy się w okresie będącym przedmiotem tego wykładu. Dopiero z nich powstały planety, ziemia, przyroda, człowiek, nasz gigantyczny Wszechświata.

Spis treści

1	Wstęp	3
2	Założenia modelu Wielkiego Wybuchu	7
3	Prawo Hubble'a, ekspansja Wszechświata	10
3.1	Prawo Hubble'a	10
3.2	Ekspansja przestrzeni	13
4	Rozszerzanie się Wszechświata	16
4.1	Newtonowski opis ekspansji	16
4.2	Model Relatywistyczny	19
4.2.1	Elementy Szczególnej Teorii Względności	20
4.2.2	Rozszerzania się Wszechświata - równanie Friedmana	23
4.3	Przesunięcie ku czerwieni w wyniku rozszerzania.	27
5	Promieniowanie a grawitacja	29
6	Równanie Stanu	31
7	Epoki Rozszerzania się Wszechświata	33
7.1	Epoka Promieniowania	33
7.1.1	Rozkład Plancka promieniowania ciała doskonale czarnego	33
7.1.2	Rozszerzanie w epoce promieniowania	34
7.1.3	Hamowanie	36
7.2	Epoka Materii	38
7.2.1	Rozszerzanie w epoce materii	38
7.2.2	Hamowanie	40
7.3	Epoka "Energii Falszywej Próżni"	41
7.3.1	Rozszerzanie w epoce "energii fałszywej próżni"	41
7.3.2	Przyspieszanie	42

8	Scenariusz rozszerzania się Wszechświata	43
8.1	Etapy rozszerzania się Wszechświata	43
8.2	Bardzo wczesny etap rozszerzania się Wszechświata	44
8.2.1	Standardowy Model Wielkiego Wybuchu	44
8.2.2	Inflacyjny Model Wielkiego Wybuchu	45
8.2.3	Monopole magnetyczne	49
9	Gęstość materii we Wszechświecie	51
10	Promieniowanie reliktowe	53
11	Pierwotna nukleosynteza	59
12	Powstanie nukleonów	62
13	Powstanie jąder atomowych	67
13.1	Powstanie jąder deuteru	67
13.2	Powstanie jąder atomowych	69
14	Powstanie atomów	72
15	Świat-Antyświat	74
16	Wszechświat - jego wczesny rozwój	76

Rozdział 1

Wstęp

Człowiek niezależnie od koloru skóry, religii, szerokości geograficznej na której żyje stawiał i stawia sobie nadal pytanie jak powstał Świat w którym żyjemy. Starożytni Egipcjanie, Hindusi, Chińczycy, Eskimosi, ludy Afryki, wszyscy na swój sposób tworzyli różne "modele" powstania, pochodzenia Wszechświata. W naszym kręgu kulturowym judeo-chrześcijańskim możemy znaleźć opis powstania Wszechświata w Starym Testamencie, w Księdze Rodzaju. Współczesny człowiek obarczony dużą wiedzą patrząc na gwiazdzone niebo nie może nie stawiać sobie pytania jak ten skomplikowany Świat mógł powstać. Szczególnie dzisiaj, gdy mamy możliwość oglądania fascynujące zdjęcia fragmentów nieba uzyskany przede wszystkim w obserwatoriach działających na orbitach okołozemskich.

Wspomniane opisy powstania, pochodzenia naszego Wszechświata nie wspierają się na wiedzy przyrodniczej. W nie tak dawnej przeszłości rozwinęła się kosmologia oparta na naszej wiedzy o prawach natury o znajomości fizyki. Możemy nazwać powstałe kosmologie kosmologiami nazwijmy naukowymi. Można wyróżnić dwie oparte o różne założenia. Jedna z nich uważa, że Wszechświat jest niezmienny w czasie - statyczny, nieskończony. Druga dynamiczna uważa, że Wszechświat "powstał" w jednym momencie z gorącego "prażródła". Zwolennikiem pierwszej idei był w szczególności Einstein. W ostatnich dziesięcioleciach sytuacja się zmieniła. Zwyciężył drugi pogląd do czego przyczynił się Hubble przez odkrycie prawa o uciekających od nas gwiazdach, galaktykach,.... Dzisiaj wiemy, że Wszechświat nie jest statyczny. że istnieje od prawie piętnastu miliardów (15000000000) lat.

W ewolucji Wszechświata możemy wyróżnić w zasadzie dwa etapy. Pierwszy etap kończy się wtedy, gdy powstały najlżejsze pierwiastki takie jak wodór, deuter, hel, beryl, bor. W drugim etapie zachodzi dalsza ewolucja prowadząca do powstania gwiazd, galaktyk,....czarnych dziur, gwiazd neutronowych. W tym etapie powstały i powstają cięższe pierwiastki z którymi

spotykamy się na co dzień. Etap ten trwa do dzisiaj.

Pierwszy, wczesny etap to **historia pierwszych kilkuset tysięcy lat ewolucji Wszechświata** W tym etapie z pierwotnej energii powstały kwarki, elektrony,.. W czasie dalszej ewolucji kwarki łączyły się w nukleony, jądra a z elektronami w atomy. Możemy ten fakt uznać za koniec pierwszego etapu.

Mówiąc o Wszechświecie musimy sobie wpieryć w pamięć o czym mówimy. Nasz Wszechświat poznajemy poprzez obserwacje. Najprostszymi i dla każdego dostępnymi obserwacjami to obserwacje nieba. Już same obserwacje nieba w pogodne dni dają nam pojęcie o wielkości i różnorodności Wszechświata.

Figura 1/I Zdjęcie galaktyk, różnych fragmentów nieba

Obserwujemy przede wszystkim gwiazdy, galaktyki, gromady gwiazd. Okazuje się, że średnia galaktyka składa się z około 10^{10} gwiazd. Gwiazdy gromadzą się w galaktyki. Jest ich około 10^{11} . Z tych oszacowań wynika, że istnieje w przybliżeniu 10^{21} . Są to wielkości trudno wyobrażalne. Z tych oszacowań wynika ogrom Wszechświata. Obserwując niebo widzimy tylko część materii zawartej we Wszechświecie, widzimy tylko obiekty emitujące światło. Pamiętać musimy także chociażby o t.zw. czarnych dziurach. Z bardzo pobieżnych oszacowań możemy powiedzieć, że masa Wszechświata wynosi około 10^{53} kg czyli, że Wszechświat składa się z około 10^{80} (można spotkać nawet liczbę 10^{90}) protonów. Jest to olbrzymia, wręcz niewyobrażalna **energia rzędu 10^{83} MeV czyli 10^{116} ergów**.

Powyższe szacunki powinny uświadomić z jak wielkimi energiami mamy do czynienia mówiąc o Wszechświecie. Zgodnie z zasadą zachowania energii w czasie rozwoju Wszechświata energia całkowita nie będzie się zmieniać. W czasie ewolucji mamy do czynienia z procesami, w których tak potężne energie przechodziły z jednej formy na inne np. energia promieniowania na materię itd.

Dzisiejszy Wszechświat, jego kształt jest konsekwencją procesów, które zachodziły w początkowej fazie jego rozwoju. Wykład obejmuje

wczesny okres rozwoju Wszechświata od około 10^{-43} sekundy do około $3 \cdot 10^5$ lat po Wielkim Wybuchu
--

Nie będziemy zastanawiać się nad powstaniem gwiazd, galaktyk, ich rozwojem itd. Problem powstawania gwiazd, galaktyk itd. wykracza poza ramy 2 godzinnej jednosemestralnej wykładu.

Powszechnie znanym modelem opisującym pierwszą fazę rozwoju Wszechświata jest

- model **WIELKIEGO WYBUCHU (WW)**, model **Big Bang (BB)**

model zakładający, że Wszechświat narodził się w jednym momencie z gorącego "prażródła". W wyniku tego powstał "wielki wybuch" powodujący się jego rozszerzanie. Model Wielkiego Wybuchu oparty jest o trzy bardzo ważne obserwacje - fakty doświadczalne: 1. rozszerzania się Wszechświata, czyli prawo Hubble'a, 2. promieniowania relikтового, 3. abundancja pierwiastków powstałych w początkowej fazie rozwoju Wszechświata.

Obserwacje te mówią o stanie Wszechświata w różnych epokach. Dla przykładu promieniowanie reliktowe zawiera informacje o bardzo wczesnym stanie Wszechświata (10^5 lat po Wielkim Wybuchu). Wyznaczając prawo Hubble korzystamy z informacji jakie dają nam gwiazdy w szczególności kwazary. Informacje o mówią nam Wszechświecie około 10^9 lat po WW. Dotyczy to także innych naszych obserwacji. Należy pamiętać, że informacje przekazywane są do nas ze skończoną prędkością, z prędkością światła c . Oznacza to, że nasze dzisiejsze obserwacje świadczą o własnościach Wszechświata w jego różnych wcześniejszych okresach rozwoju.

O znaczeniu Modelu Wielkiego Wybuchu niechaj świadczą nagrody Nobla przyznane w latach: 19 za promieniowanie reliktowe, 19 za oraz 2005 także za promieniowanie reliktowe - jego strukturę temperaturową.

Uważamy dzisiaj, że nasz

Wszechświat istnieje około $13.7 \cdot 10^9$ lat.

Model Wielkiego Wybuchu jest modelem bazującym na fizyce. Będziemy korzystać z fizyki klasycznej np. własnościach promieniowania ciała doskonale czarnego, ze szczególnej a przede wszystkim ogólnej teorii względności. Dzięki tej ostatniej można opisać ekspansję Wszechświata. Z drugiej strony będziemy korzystać z fizyki kwantowej, fizyki oddziaływań elementarnych - oddziaływań silnych, elektromagnetycznych, słabych i grawitacyjnych; fizyki cząstek elementarnych - kwarków i leptonów. Będziemy musieli zająć się unifikacją oddziaływań, będziemy rozważać symetrie występujące w naturze. Ich zachowanie względnie łamanie będzie znacząco wpływać na historię rozwoju Wszechświata. Osiągnięcia fizyki mikroświata umożliwią zaprezentowanie scenariusza jego rozwoju w bardzo wczesnej fazie rozwoju począwszy od około 10^{-42} sekundy po Wielkim Wybuchu do około 10^{-5} s.

Nie oznacza to, że nie występują problemy i dyskusje nad przebiegiem obecnego scenariusza. Niewątpliwie nowe fakty, obserwacje modyfikują naszą znajomość mikroświata a tym samym i procesy ekspansji naszego Wszechświata. Nadal prowadzone są badania-observacje, które dostarczają nam nowych bardziej szczegółowych informacji. Pojawiają się nowe fakty Ciągłe słyszymy o nowych, niekiedy bardzo drogich eksperymentach np. związanych z lotami kosmicznymi. Mimo tych dyskusji nie zmienia się istota modelu WW, nie zmieniają się jego zasadnicze ramy. Nadal nie potrafimy odpowiedzieć na

pewne zasadnicze wezwania, jakie niesie z sobą nasz Wszechświat. Jest to w szczególności problem materii i antymaterii we Wszechświecie.

Rozpatrując model WW musimy być zafascynowani tym, że prawa rządzące naturą, prawa fizyki, także te opisujące najbardziej elementarne własności natury potrafią tak dobrze opisać rozwój Wszechświata w przedziale czasowym od 10^{-43} sekundy do 10^{10} lat, potrafią opisać skomplikowane procesy prowadzące do dzisiejszego stanu Wszechświata. Przecież w różnych etapach różne prawa i zasady odgrywają dominującą rolę. Nie tylko prawa fizyki ale także wartości jakie przyjmują stałe fizyczne jak chociażby stała Plancka \hbar , prędkość światła c , stałą sprzężenia dla poszczególnych oddziaływań ich wartości przyjmują odpowiednie wartości. Można i należy wymienić chociażby masę protonu i masę neutronu. Masa neutronu jest większa od masy protonu o niecałe 2 MeV przy masach własnych około 1000 MeV. Gdyby proton był cięższy od neutronu to gdyby nasz Wszechświat istniał to musiałby "wyglądać zupełnie inaczej. Świat składałby się wtedy z materii neutronowej. Także musi fascynować fakt, że prawa dotyczące własności najbardziej elementarnych cegiełek i oddziaływań potrafią odtworzyć procesy w których zachodzą przemiany z udziałem olbrzymich energii. Mamy do czynienia z przemianami elementarnymi z wymianą energii na ogół mniejszych niż 1 MeV przy przemianach makroskopowych energii rzędu 10^{83} MeV.

Zapewne znajdują się krytycy wątpiący, czy ten scenariusz jest prawdziwy. Nasz model mikroświata jest wspaniałą konstrukcją logiczną. Oczywiście są jeszcze pytania o własności mikroświata na które nie potrafimy sobie jeszcze dzisiaj odpowiedzieć. Nadal brak chociażby potwierdzenia istnienia bozonów Higgs'a.

Nie będziemy rozpatrywać aspektów religijno-filozoficznych a związanych z powstaniem Wszechświata i jego rozwoju a jedynie tym o czym nam może powiedzieć fizyka. Osoby zainteresowane np aspektami teologicznymi powstaniem Wszechświata mogą sięgnąć np. do książki Michała Hellera p.t. „Początek jest Wszędzie” wydanej przez Prószyńskiego i S-ka.

Podstawowe wielkości fizyczne

stałe fizyczne

stała grawitacji $G = 6.672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$

jednostki długości

rok świetlny - droga przebyta w próżni przez światło w przeciągu roku.

1 rok świetlny (ly-light year) = $365 \times 24 \times 60 \times 60 \times 3 \cdot 10^{10} \text{ cm} = 9.46 \cdot 10^{17} \text{ cm} = 9.46 \cdot 10^{12} \text{ km}$

parsec - $1 \text{ pc} = 3.261 \text{ ly} = 3.086 \cdot 10^{13} \text{ km}$ Warto sobie uzmysłwić, że **masa naszego słońca wynosi $2 \cdot 10^{30}$**

Rozdział 2

Założenia modelu Wielkiego Wybuchu

Formułując Model Wielkiego Wybuchu oparto się na faktach doświadczalnych, na ogólnych założeniach o własnościach naszego Wszechświata oraz o naszej wiedzy o najbardziej elementarnych własnościach mikroświata znanych dzisiaj i opisywanych przez dzisiejszą fizykę cząstek elementarnych, oddziaływań elementarnych.

Co wiemy o Wszechświecie, jakimi informacjami dzisiaj dysponujemy. Są to następujące

obserwacje-fakty doświadczalne:

- wszystkie **obiekty oddalają się od obserwatora** niezależnie w którym miejscu Wszechświata się znajduje. Jak to pokazuje prawo Hubble'a prędkość ucieczki jest proporcjonalna od odległości obiektu od obserwatora,
- rozkład energetyczny t.zw. **promieniowanie reliktowe**- świadczy ono o stanie w jakim znajdował się Wszechświat **około 300 000 laty po Wielkim Wybuchu** po Wielkim Wybuchu, czyli ponad $15 \cdot 10^9$ lat temu,
- abundancji pierwiastków powstałych w **pierwotnej nukleosyntezie**. Procesy powstania jąder atomowych zachodziły około **3-4 minuty po Wielkim Wybuchu**.

Poza tym informacji o stanie Wszechświata w różnych okresach jego rozwoju dostarczają czynione dzisiaj obserwacje różnych obiektów. To co dzisiaj "widzimy"obserwujemy, to światło, które zostało wyemitowane znacznie wcześniej

i przez to mówi nam o stanie obiektu w chwili emisji, czyli o jego własnościach z przed wielu lat. W przypadku najstarszych, najdalej położone gwiazdy t.zw. kwazarów jest to informacja świadcząca o stanie Wszechświata z przed kilkunastu miliardów lat, czyli **około 10^9 lat po Wielkim Wybuchu**. Dotyczy to także innych obserwacji astronomicznych dających nam wiedzę o Wszechświecie w jego wcześniejszych etapach rozwoju. znaczące fakty doświadczalne, o odkrycia, które odegrały zasadnicze znaczenie w formułowaniu modelu . Wręcz klasycznym przykładem jest obserwowane dzisiaj promieniowanie reliktowe, które mówi nam o stanie Wszechświata 10^5 lat po Wielkim Wybuchu.

Podstawą modelu Wielkiego Wybuch są także następujące bardzo ważne

założenia:

Wszechświat jest jednorodny i izotropowy.

Jednorodność i izotropowość musimy rozpatrywać w wielkich skalach, w największych skalach. Skupiska materii w gwiazdach, galaktykach uważamy że są to niejednorodności występujące w w małych skalach Wszechświata. Mówiąc o jednorodności mamy na myśli skale rzędu 10^7 ly. Istniejące obserwacje potwierdzają te założenia.

Uważamy także, że spełniona jest

zasada kosmologiczna

czyli że nie ma wyróżnionego miejsca we Wszechświecie, że z każdego miejsca i w każdej chwili obserwacje są takie same.

Podstawą:

Modelu Wielkiego Wybuchu jest

fizyka - klasyczna i kwantowa.

Fizyka stanowi podstawę Modelu Wielkiego Wybuchu. Z działań fizyki klasycznej zależy w szczególności podkreślić znaczenie szczególnej jak i ogólnej teorii względności. Fizyka cząstek elementarnych i oddziaływań elementarnych na poziomie kwantowym grają istotną rolę. Unifikacja oddziaływań, symetrie charakteryzujące prawa natury, ich zachowanie i łamanie dają nam znaczące punkty w scenariuszu rozwoju Wszechświata.

Zakładamy także, że: **prawa fizyki w czasie rozwoju Wszechświata nie ulegają zmianie** - nawet w ekstremalnych warunkach. Oznacza to, że nie zmieniały się elementarne oddziaływania oraz cegiełki czyli cząstki elementarne z których Wszechświat jest zbudowany. a także **stałe fizyczne**

się nie zmieniają by wymienić stałą Plancka, prędkość światła c , stałe sprzężenia, masy cząstek itd..

Z faktów doświadczalnych wyłania się Model Wielkiego Wybuchu zakładający, że Wszechświat powstał w jednym momencie z gorącego "praźródła, że się rozszerza. W czasie jego rozwoju zachodzą procesy opisywane przez fizykę prowadzące do stanu dzisiejszego, stanu w którym dominuje stan energii-materia. Rozwój prowadził do powstania gwiazd, galaktyk,.....

Rozdział 3

Prawo Hubble'a, ekspansja Wszechświata

Przez wiele lat uważano, że Wszechświat jest statyczny, że Wszechświat się nie zmienia się. Obserwacje w latach pierwszego i drugiego dziesięciolecia ubiegłego wieku między innymi prowadzone przez Slipher'a pomiary przesunięcia ku czerwieni ciemnych linii absorpcyjnych w widmie promieniowania pochodzących od różnych gwiazd i galaktyk zasygnalizowały poważne problemy. Świadczyło to o tym, że ciała niebieskie oddalają się od nas. By ratować model statyczny Wszechświata wprowadzono sporo różnych koncepcji. Dla przykładu przesunięcie widm ku czerwieni wiązano ze zmęczeniem światła w czasie przelotu.

Także *Albert Einstein* miał poważny problem z uzasadnieniem modelu statycznego Wszechświata. Zgodnie z prawami grawitacji wszystkie ciała się przyciągają, w tym oczywiście także gwiazdy i galaktyki. Wobec tego Wszechświat powinien się zapadać w wyniku grawitacji. Einstein by rozwiązać dylemat statyczności musiał wprowadzić do swoich równań opisujących zachowanie się ciał w wyniku grawitacji wielkość stałą, zwaną **stałą kosmologiczną** Λ . Związany z tym człon miał zapobiegać zapadnięciu się Wszechświata. Stała kosmologiczna odgrywa rolę siły odpychającej. Einstein przyporządkował stałej równoważącej taką wartość, by przewyciężała przyciąganie grawitacyjne.

3.1 Prawo Hubble'a

Ostatecznie idea statycznego zachowania się ciał niebieskich upadła. Zawdzięczamy to odkryciu dokonaneemu przez Hubble'a. Problem zapadania się Wszechświata dręczący Einsteina został także rozwiązany. Wprowadzenie stałej do równań ruchu ciał niebieskich okazało się niepotrzebne. Einstein

uznał wręcz, że wprowadzenie stałej kosmologicznej za „największą pomyłkę swego życia”. Koncepcja stałej kosmologicznej Λ powróci do kosmologii ale już w związku z zupełnie innymi zagadnieniami.

W latach dwudziestych poprzedniego stulecia Edwin Hubble zauważył, że wszystkie gwiazdy, galaktyki oddalają się od obserwatora. Wielkim osiągnięciem Hubble’a było powiązanie radialnej prędkości ekspansji każdego obiektu astronomicznego z jego odległością od obserwatora. W roku 1929 Hubble sformułował swoje słynne prawo nazwane jego nazwiskiem.

prawo Hubble’a mówi, że prędkości oddalania się obiektów jest tym większe im bardziej obiekty są oddalone od obserwatora

Z tego wynika bezpośrednio, że

Wszechświat nie jest statyczny, Wszechświat się rozszerza

Rysunek 1/I3 prezentuje wyniki uzyskane przez Hubble’a. Zaobserwowana zależność prędkości ucieczki obiektu od odległości tego obiektu od obserwatora na ziemi pozwoliła Hubble’owi na sformułowanie swojego prawa

rys. 1/I3 ucieczka obiektów od obserwatora

Prawo Hubble’a przyjmuje następującą postać:

$$v = Hd = H_0hd \quad (3.1)$$

gdzie v jest prędkością ucieczki, prędkością oddalania się odpowiedniego obiektu astronomicznego od obserwatora a d jest odległością pomiędzy nimi. H jest t.zw. stałą Hubble’a. Ze względu na izotropowość uwzględnić musimy jedynie składową radialną prędkości. Dokonujemy często parametryzacji stałej H jak to wynika ze wzoru (3.1). H_0 przyjmujemy stałą wartość $H_0 = 100 \text{ km/s/Mpc}$. h przyjmuje wartość leżącą w przedziale: $0.5 < (h_0) < 0.8$.

megaparsec $1 \text{ Mpc} = 310^6 \text{ lśw} (\text{lat świetlnych}) = 310^{24} \text{ cm}$

Rys. 2/I3 zależność prędkości ucieczki od odległości -wyniki uzyskane przez Hubble’a

Powiązanie prędkości ucieczki z odległością stanowi niewątpliwie sukces Hubble’a. W jaki sposób i jak dokładnie wyznaczone są prędkość ucieczki obserwowanego obiektu oraz jego odległość od obserwatora?

3.1.1. Pomiar prędkości ucieczki

nie stanowi wielkiego problemu. Wykorzystujemy znany efekt Doppler’a mówiący o zmianie długości fali świetlnej w wyniku ruchu obserwatora i

źródła światła. Mierzone są długości fali prążków absorpcyjnych światła emitowanego przez galaktyki, gwiazdy. Powstawanie prążków absorpcyjnych w przypadku słońca, zwanymi prążkami Fraunhofera, jest powszechnie znane. Promieniowanie o widmie ciągłym emitowane przez wnętrze słońca jest absorbowane przez pierwiastki zawarte w jego chłodniejszej warstwie zewnętrznej. Długości fali prążków charakteryzuje odpowiednie pierwiastki. Zmiany długości fali w widmie absorpcyjnym gwiazd pozwalały na wyznaczenie prędkości ucieczki.

Prędkość radialną ucieczki obiektu astronomicznego wyznaczamy z przesunięcia ku czerwieni linii widma promieniowania, które dociera do nas. Korzystamy z **prawa Dopplera**:

$$\lambda_{obs} = \lambda_{em} \left(1 + v/v_0\right) \quad (3.2)$$

przy czym λ_{obs} i λ_{em} są odpowiednio długościami fali promieniowania obserwowanego i emitowanego a v i v_0 są odpowiednio prędkością oddalania się obserwatora i źródła promieniowania oraz prędkość rozchodzenia się promieniowania. W przypadku światło poruszającego się w próżni $v_0 = c$. Często posługujemy się **parametrem z** dla opisu przesunięć ku czerwieni:

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} - 1 \quad (3.3)$$

Ze znajomości prawa Dopplera wyznaczamy **prędkość v** oddalania się obiektów. **W przypadku nierelatywistycznym** wartość parametru z związana jest z prędkością v następująco:

$$z = \frac{v}{c} \quad (gdzv/c \Rightarrow 0) \quad (3.4)$$

Dla większych prędkości v musimy uwzględnić efekty **relatywistyczne**. Korzystając ze szczególnej teorii względności otrzymujemy wyrażenie:

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \quad (3.5)$$

3.1.2 Pomiar odległości d

pomiędzy obserwatorem a obiektem astronomicznym nie jest takie proste. Dzisiaj astrofizycy potrafią z dostateczną dokładnością wyznaczać odległości dla takich obiektów jak gwiazdy, galaktyki znając ich jasność obserwowaną i jasność absolutną. Jasność absolutna to całkowita moc promieniowania emitowanego przez obserwowany obiekt a jasność obserwowana to moc promieniowania odbieranego przypadająca na jeden centymetr kwadratowy. Mierzona przez nas jasność J_{obserw} związana jest z jasnością absolutną $J_{absolutna}$ następująco:

$$J_{\text{obserw}} = \frac{J_{\text{absolutna}}}{d^2}$$

Wyznaczenie $J_{\text{absolutnej}}$ nie jest wcale takie proste. Jedną z możliwości jest badanie gwiazd zmiennych-cefeid. Znany jest ścisły związek między ich jasnością absolutną oraz okresem zmian natężenia. W ten sposób wyznaczał odległość obserwowanych obiektów Hubble. Metoda ta może być stosowana z powodzeniem jedynie do obiektów oddalonych od nas nie więcej niż 5010^6 lat . W przypadku gromad bardziej oddalonych wykorzystujemy takie efekty jak ich rotację, wybuchy supernowych. Nie będziemy wchodzić w dalsze szczegóły tego nie tak prostego zagadnienia. W każdym razie otrzymane wartości odległości d obarczone są naogół dość znaczącymi błędami.

Rys 3/I3 przedstawia zależność prędkości ekspansji od odległości obiektu od obserwatora - dzisiejszy stan pomiarów uzyskanych dla 1355 obiektów. Rozrzut punktów wynika głównie z niedokładności wyznaczenia odległości. Inną przyczyną rozrzutu mogą być ruchy gwiazd w galaktykach względnie tychże w gromadach galaktyk. Wtedy należy pamiętać, że prędkość ekspansji będzie modyfikowana przez te ruchy.

rys 3/I3 zależność prędkości ucieczki od odległości - stan dzisiejszy

3.1.3 Stała Hubble'a

Z nachylenia krzywej na rys 3/I3 wyznaczamy stałą Hubble'a. Głównie niedokładności pomiaru odległości d nie pozwalają dostatecznie dokładnie wyznaczyć zredukowaną wartość stałej h . Z obecnych pomiarów wynika, że **zredukowany parametr Hubble'a przyjmuje wartość:**

$$h = 0.71 \pm 0.04 \quad (3.6)$$

Co wynika z prawa Hubble'a. Możemy się dowiedzieć, z jakimi prędkościami mogą oddalać się od nas różne galaktyki, gromady galaktyk. Dla przykładu najbliższa nam mgławica Andromedy oddala się z prędkością około 25 km/s a najdalsze z obserwowanych obiektów, t.zw. kwazary oddalają się z prędkościami 20 000 km/s a nawet 40 000 km/s, co stanowi około 15% prędkości światła c .

3.2 Ekspansja przestrzeni

Z prawa Hubble'a wynika, że każdy obserwator, niezależnie od tego w którym miejscu będzie się znajdował stwierdzi że wszystko oddala się od niego.

Co to znaczy?

Pamiętając o zasadzie kosmologicznej Wszechświat wygląda tak samo niezależnie od tego w którym miejscu się znajdujemy. Niezależnie od tego w

którym miejscu Wszechświata będzie się znajdował zawsze będzie obserwował ucieczkę obiektów zgodnie z prawem Hubble'a. Wobec tego nie możemy mówić o jakimś punkcie, który miałby być środkiem Wszechświata. Wynika z tego, że następuje ekspansja Wszechświata. Poza Wszechświatem nie ma niczego. Nie możemy mówić o czasie, o przestrzeni. Obydwa te atrybuty są związane z naszym Wszechświatem w którym możemy mówić o czasie i przestrzeni.

Jak możemy sobie wyobrazić ekspansję Wszechświata. Dobrze ilustruje ten fakt **babka z rodzinami**. Gdy ciasto babki rośnie to rodziny oddalają się od siebie przy czym same rodziny nie będą się powiększać. Gdyby babka była nieskończenie duża to obserwator niezależnie od miejsca, w którym by się znajdował obserwował by taki sam wzrost. Rodziny uciekały by w taki sam sposób.

Rodziny, ogólnie ciała nie będą się rozszerzać, jeżeli pomiędzy cząstkami z których się składają będą działać odpowiednio duże siły. Dla przykładu siły wiązań chemicznych są dostatecznie duże i utrzymują ciała w pierwotnej postaci. Jedynie przestrzeń w której się znajdują ekspanduje. Podobnie siły grawitacyjne działające pomiędzy słońcem a ziemią są na tyle duże, że ruch ziemi dookoła słońca nie ulegnie zmianie w wyniku ekspansji Wszechświata.

Rozważmy dalszy przykład. Wyobraźmy sobie dwuwymiarową istotę **płaszczyka, na powierzchni kuli**. Musimy pamiętać, że w tym przypadku płaszczyk nie możemy poruszać się w kierunku prostopadłym do powierzchni kuli. Nie ma czegoś takiego jak kierunek prostopadły od powierzchni. Niechaj będzie to balon do powierzchni którego przymocowane są płaskie guziki. Gdy będziemy balon nadmuchiwać przyczepione do niego guziki będą się oddalać. Ich rozmiary nie będą ulegać zmianie a dwuwymiarowa powierzchnia będzie ekspandować. Rys. 3/1 pokazuje zachowanie się ekspandującej kuli. nie ulega zmianie trajektoria ruchu a jedynie długość obwodu

Rys. 4/I3 ekspansja - przykład powierzchnia kuli

Wobec tego

Ekspansja kosmosu nie jest prostą ucieczką jednej galaktyki od drugiej w normalnej pustej przestrzeni ale ekspansją samej przestrzeni

Z tego co zostało powiedziane wynika, że

Wszechświat obejmuje wszystko co istnieje; Nie ma niczego na zewnątrz; ekspandując nie zajmuje dodatkowej przestrzeni.

Rozpatrzmy jeszcze raz płaszczyka na powierzchni kuli (rys. 3/1) Jeżeli płaszczyk będzie się poruszał to tor ruchu w przestrzeni dwuwymiarowej trajektoria w czasie ekspansji nie ulega zmianie. Zmienia się jedynie długość trajektorii.

Oznacza to, że **następuje jedynie "rozciąganie" układu współrzędnych.**

Ilustruje to rys. 5/I3

rys. 5/I3 rozciąganie układu współrzędnych

W związku z tym wprowadzamy czynnik określający *rozciąganie* układu współrzędnych. Jeżeli odległość pomiędzy dwoma dowolnymi punktami w chwili $t=0$ wynosiła x to w wyniku rozciągania układu współrzędnych przyjmuje w chwili t wartość:

$$d = R(t) x \quad (3.7)$$

Czynnik $R(t)$ opisuje ekspansję Wszechświata. **$R(t)$ nazywamy czynnikiem skali Wszechświata.** Jest wielkością, która zależy jedynie od czasu, ponieważ zgodnie z naszymi założeniami Wszechświat jest jednorodny i izotropowy. Czynnik skali jest liczbą nie mianowaną.

Równanie (3.7) pozwala określić także odległość we wcześniejszej fazie rozwoju Wszechświata. Dla przykładu ze znajomości dzisiaj zmierzonej odległości d odległość w chwili o t wcześniejszej będzie wynosić .

$$x = \frac{d}{R(t)}$$

Konsekwencją słuszności prawa Hubble'a jest rozszerzanie się Wszechświata. To w jaki sposób Wszechświat się rozszerza zależy od zmian w czasie czynnika skali $R(t)$. W następnym rozdziale uzyskamy odpowiednie informacje. Niewątpliwie możemy powiedzieć, że **Wszechświat w przeszłości stawał się coraz mniejszy, bardzo mały.**

Zakładając, że całkowita energia Wszechświata jest i była zawsze zachowana, we wcześniejszych fazach rozwoju całkowita energia była skoncentrowana w coraz mniejszej przestrzeni. Gęstość energii gwałtownie rosła. W bardzo wczesnej fazie - w jego początku gęstość energii i związana z tym temperatura musiałyby przyjmować nieskończone wartości. Jest to stan osłowiwy o którym fizycy nie mogą nic powiedzieć. Możemy jedynie założyć, że w chwili początkowej musiała powstać olbrzymia energia. Rozpoczął się proces ekspansji naszego Wszechświata. Wobec słuszności zasady zachowania energii gęstość energii-materii i temperatura w czasie rozwoju Wszechświata musiała maleć. Wobec tego Model Wielkiego Wybuchu nie sięga do czasów t

Rozdział 4

Rozszerzanie się Wszechświata

Z prawa Hubble'a wynika, że Wszechświat się rozszerza. Proces ten przede wszystkim zależy od hamowania grawitacyjnego. Ponieważ prędkości ekspansji są duże do ich opisu musimy sięgnąć do teorii względności. Do opisu rozszerzania się Wszechświata musimy skorzystać z einsteinowskich równań ogólnej teorii względności.

Zanim to zrobimy rozważmy wpiery przykład ruchu ciała w polu grawitacyjnym na gruncie mechaniki newtonowskiej nierelatywistycznej. Ruch ciała m określają dwie siły: 1. siła przyciągania grawitacyjnego F_g oraz 2. siła opisana przez drugie prawo Newtona F_b

$$F_g = G \frac{M_g m_g}{d^2}; F_b = m_b a$$

przy czym M_g oraz m_g to są t.zw. masy ciężkie, m_b jest masą bezwładną. Zgodnie z eksperymentem Etvosa obydwie masy są do siebie proporcjonalne. Dla danego ciała jego masa ciężka i bezwładna są sobie równe. Wprowadzamy do ich opisu takie same jednostki.

4.1 Newtonowski opis ekspansji

Rozpatrzmy wpiery prosty przypadek. Ciało o masie m zanurzone jest we wnętrzu kuli o masie M . Materia z której zrobiona jest kula ma następujące własności: jest nieściśliwą cieczą o stałej gęstości ρ , jest cieczą nielepką. Oznacza to, że ciało m może się w niej poruszać bez oporu. Kula ma skończone rozmiary. Jej promień wynosi $d = A$. Na zewnątrz kuli panuje próżnia. Ciało m będzie poruszać się wzdłuż promienia r od środka kuli M w kierunku na zewnątrz. Ciało-pocisk m gdy znajduje się w centrum kuli M wystrzelujemy nadając mu prędkość początkową v_0 wzdłuż promienia d .

Fig 7/I Ruch ciała m wewnątrz jednorodnej kuli

Siła przyciągania grawitacyjnego F hamuje ruch pocisku. Gdy ciało-pocisk znajduje się:

1. wewnątrz jednorodnej kuli M ($d < A$) siła hamowania grawitacyjnego w odległości d od centrum zależy jedynie od masy wewnątrz kuli o promieniu d (wg twierdzenia Birkhoffa) czyli od M_d i wynosi:

$$F(d) = G \frac{M_d m}{d^2} = G \frac{m}{d^2} \frac{4\pi\rho d^3}{3} = G \frac{4\pi\rho d m}{3} \quad (4.1)$$

2. na zewnątrz kuli gdy odległość od centrum kuli M jest $d \geq A$ o grawitacji decyduje masa M . Mamy wtedy:

$$F(d) = G \frac{M m}{d^2} \quad (4.2)$$

Ponieważ ciecz kuli jest nielepka pocisk m w czasie ruchu nie będzie tracił energii na tarcie. Wobec tego całkowita energia $U = T + V$ będzie zachowana przy czym:

- energię potencjalną grawitacyjną V

$$V_{d \leq A}(d) = G \frac{M_d m}{d} = \frac{4}{3} G \pi m \rho d^2, V_{d \geq A}(d) = G \frac{M m}{d} \quad (4.3)$$

- energię kinetyczną T

$$T(d) = \frac{1}{2} m v_d^2 \quad (4.4)$$

gdzie v_d jest prędkością z jaką porusza się pocisk m w odległości d od centrum M

- energię całkowitą U

$$U = T(d) + V(d) = \frac{1}{2} m (v_d)^2 + G \frac{M_d m}{d} = T(0) = \frac{1}{2} m v_0^2 \quad (4.5)$$

gdzie $T(0)$ jest energią kinetyczną, gdy pocisk znajduje się w środku kuli ($d = 0$) przy czym v_0 jest prędkością początkową

Z równania (4.5) wynika, że prędkość pocisku v_d będzie maleć wraz z oddalaniem się od środka kuli (d rośnie). **Grawitacja powoduje hamowanie ruchu ciała m** , powoduje zmniejszenie prędkości ruchu v_d .

Możemy wyróżnić trzy możliwe przypadki:

- jeżeli energia kinetyczna początkowa będzie większa od energii potencjalnej na powierzchni kuli M , czyli $T(0) > V(A)$. Wtedy pocisk ma dostatecznie dużą prędkość i może opuścić powierzchnię kuli M . Prędkość ucieczki v_1 przyjmuje wartość $v_1^2 = 2[T(0) - V(A)]/m^2$,

- jeżeli energia kinetyczna początkowa pocisku jest mniejsza od energii potencjalnej jaką posiadałby pocisk, gdyby potarł do powierzchni kuli, czyli gdy $T(0) < V(A)$ to wtedy pocisk nie może wylecieć poza kulę M, nie może opuścić kuli. Po osiągnięciu pewnej wysokości musi powrócić do środka kuli skąd wyruszył. Punkt zwrotny ruchu wystąpi na wysokości $d_z < A$ określony przez wyrażenie $T(0) = V(d_z)$.
- gdy $T(0) = V(A)$ prędkość próbника m na powierzchni spadnie do zera. Ten przypadek będzie zachodził wtedy, gdy gęstość materii przyjmie wartość ρ_{cr} zwaną wartością krytyczną. Z równania (4.5) otrzymujemy:
Oznaczmy energię kinetyczną początkową pocisku $T(0)$ oraz jego energię potencjalną na powierzchni kuli M $V(A)$. Wielkości te przyjmują odpowiednio następujące wartości:

$$\rho_{cr} = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{G} \frac{1}{A^2} v_0^2 \quad (4.6)$$

co wynika z następującej równości:

$$T(d=0) = \frac{1}{2} m v_0^2 = V(d=A) = G \frac{4/3\pi \rho A^3 m}{A}$$

Zaprezentowany przykład pokazuje jak silnie gęstość materii i wynikające z niej oddziaływanie grawitacyjne wpływa na ruch pocisku. Streszcza to poniższe zestawienie:

1. Jeżeli gęstość jest mała $\rho < \rho_{cr}$ to wtedy pocisk m "poleci" do nieskończoności,
2. Jeżeli gęstość jest duża $\rho > \rho_{cr}$ to wtedy nasz pocisk m wraca spowrotem do centrum ciał-kuli M,
3. Gdy $\rho = \rho_{cr}$ pocisk m zatrzyma się na powierzchni kuli.

A co można powiedzieć o ekspansji Wszechświata na gruncie mechaniki newtonowskiej. Hubble pokazał, że Wszechświat rozszerza się, co jest związane z ekspansją przestrzeni [rozdział 3.2]. Rozszerzanie Wszechświata na gruncie mechaniki newtonowskiej będzie opisywać równanie:

$$U = \frac{1}{2} v(t)^2 m + G \frac{4\pi}{3} \rho d^2(t) m \Rightarrow 2U = \left(\frac{d}{dt} d(t) \right)^2 m + 2G \frac{4\pi}{3} \rho d^2(t) m \quad (4.7)$$

Ekspansję opisuje czynnik skali $R(t)$. Oznacza to, że zmianę czasową dowolnej odległości x opisuje $R(t)$. Podstawiając za $d(t) = R(t)x$ otrzymujemy równanie

$$U = \frac{1}{2}v_R^2 x^2 m + G \frac{4\pi}{3} \rho R^2(t) x^2 m \Rightarrow \frac{2U}{x^2 m} = K = \left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + 2G \frac{4\pi}{3} \rho R^2(t) \quad (4.8)$$

gdzie v_R określa prędkość ekspansji Wszechświata. Pamiętając, że

$$\dot{R}(t) = \frac{dR(t)}{dt}$$

równanie (4.9) możemy napisać następująco

$$\left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \right)^2 + \frac{8\pi}{3} G \rho = K R(t)^{-2} \quad (4.9)$$

Parametr $K = \frac{2U}{m x^2}$ związany jest z całkowitą energią U (x i m nie zmieniają się w czasie). Zachowanie całkowitej energii powoduje, że parametr K jest stały. Z prawa Hubble'a wiemy, że

$$v = Hd = \frac{d(d)}{dt} = \dot{d} \Rightarrow d = R(t)x \Rightarrow \frac{dR(t)}{dt} x = HR(t)x \Rightarrow \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} = H \quad (4.10)$$

Wobec tego równanie (4.10) przyjmuje postać:

$$\left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \right)^2 + \frac{8\pi}{3} G \rho = K R(t)^{-2} \Rightarrow \left(H^2 + \frac{8\pi}{3} G \rho \right) = K R(t)^{-2} \quad (4.11)$$

Rozwiązanie równania (4.11) daje nierelatywistyczny obraz rozszerzania się Wszechświata. Równanie to rozwiązujemy w przestrzeni euklidesowej, przestrzeni płaskiej. By rozwiązać to równanie wymagana jest znajomość stałej Hubble'a oraz zmian w czasie gęstości materii ρ pojętej w szerokim tego słowa znaczeniu Materia, promieniowanie,.... Jak o tym będzie mowa w rozdziale 5 gęstość materii zmienia się w różnych stadiach rozwoju Wszechświata. Zależy to od tego w jakiej postaci występuje energia, czy będzie dominowało promieniowanie. materia w postaci gazu, pyłu względnie t.zw. energia kwantowa. Będą możliwe także trzy scenariusze zależne od gęstości materii. Szczegóły zostaną omówione w następnych rozdziałach.

4.2 Model Relatywistyczny

Jak to zostało już wcześniej zasygnalizowane rozwój Wszechświata musimy rozważać na gruncie teorii względności Einsteina. Wpierw jednak kilka informacji o szczególnej teorii względności.

4.2.1 Elementy Szczególnej Teorii Względności

Einstein wprowadził szczególną teorię względności 1. dla opisu ruchu ciał w **układach inercjalnych**, czyli takich, które poruszają się względem siebie ze stałą prędkością u . 2. U podstaw teorii względności są następujące założenia: prawa fizyki są takie same we wszystkich układach inercjalnych, prędkość światła w próżni jest taka sama dla wszystkich obserwatorów niezależnie od tego czy źródło światła względnie/i obserwator poruszają się. Założenie o niezależności prędkości światła od układu odniesienia, w którym ją mierzymy wynika z eksperymentu Michelsona i Moreley'a. Prędkość światła w próżni oznaczamy zawsze literą c ($c = 299792458 \text{ms}^{-1} \cong 310^{10} \text{cm.s}^{-1}$)

Transformację opisującą przejście z jednego układu inercjalnego do drugiego nazywamy **transformacją Lorentza**. W przypadku ruchu układu współrzędnych X względem układu X' z prędkością v wzdłuż osi x transformacja Lorentza przyjmuje następującą postać:

$$\begin{aligned}x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\y' &= y, z' = z \\t' &= \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\end{aligned}\tag{4.12}$$

Z transformacji Lorentza wynika, że czas i przestrzeń geometryczna są z sobą sprzężone. Procesy fizyczne musimy zatem rozpatrywać w czasoprzestrzeni. Punkt w czasoprzestrzeni charakteryzują 4 współrzędne: współrzędne położenia \vec{x} oraz współrzędna czasu t . Położenie w czasoprzestrzeni opisuje czterowektor:

$$X \Rightarrow (ct, x, y, z) = (ct, \vec{x}) = (x^0, x^1, x^2, x^3) = x^i \rightarrow i = 0, 1, 2, 3 \tag{4.13}$$

Miarą odległości między dwoma punktami A i B w czasoprzestrzeni jest t.zw. **interwał czasoprzestrzenny s**:

$$S_{AB}^2 = c^2 (t_A - t_B)^2 - [(x_A - x_B)^2 + (y_A - y_B)^2 + (z_A - z_B)^2] \tag{4.14}$$

Interwał czasoprzestrzenny jest niezmienniczy wobec transformacji Lorentza, nie zależy od układu odniesienia w którym go wyznaczamy.

Konsekwencją skończonej prędkości światła c , skończonej prędkości przekazywania informacji c jest t.zw. dylatacja czasu i skrócenie Lorentza - Fitzgeralda.

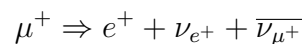
Dylatacja czasu

Jeżeli w **układzie własnym** (w układzie, w którym zegar jest w spoczynku) mierzymy **przedział czasu** $\Delta\tau$ to obserwator poruszający się (w układzie poruszającym się) z prędkością v względem układu pierwotnego stwierdzi, że przedział czasu przez niego obserwowany zmienił się i **wynosi** Δt przy czym

$$\Delta t = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.15)$$

Oznacza to, że czas mierzony przez obserwatora poruszającego się względem czasu mierzonego przez obserwatora poruszającego się wraz z zegarkiem będzie wolniej. Wynika to z tego, że od chwili, gdy obserwator włącza przysłowiowy stoper światło z prędkością c musi dobiec do zegarka i po odczycie czasu "wrócić do obserwatora, która zatrzymuje stoper. W czasie od startu do zatrzymania stopera obserwator przemieścił się z prędkością u . Oznacza to, że poruszający się obserwator zmierzył "dłuższy czas niż ten który wskazał zegarek.

Dobrym przykładem potwierdzającym doświadczalnie fakt dylatacji-wydłużenia czasu jest bardzo dobrze znany rozpad cząstki zwanej mionem, cząstki obserwowanej w laboratoriach. *rozpad mionu*. Mion dodatnio naładowany rozpada się na pozyton i dwa neutrino - neutrino pozytonowe i antyneutrino mionowe następująco :



Czas rozpadu mionu w spoczynku względem aparatury pomiarowej wynosi:

$$\tau_0 = (2.2) 10^{-6} s$$

Z kolei czas życia mionu mierzony przez obserwatora-aparatury pomiarowej, względem którego cząstka porusza się z prędkością $u = 0.99c$ zmierzony wynosi

$$\tau = (4.9) 10^{-5} s$$

Jest to fakt potwierdzający założenia szczególnej teorii względności. Wynika z niego, że w układach poruszających się czas będzie wolniej niż czas wewnętrzny układu.

Skrócenie Lorentza-Fitzgeralda

Podobnie jak w przypadku czasu pomiar długości zależy, czy obserwator jest w spoczynku względnie porusza się względem obserwowanego przedmiotu. Okazuje się, że jeżeli długość zmierzona w pierwszym przypadku

wynosiła L to długość jaką zmierzy poruszający się obserwator z prędkością v będzie wynosić L' , przy czym:

$$L' = L\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (4.16)$$

Oznacza to, że obserwator mierząc długość poruszającego się przedmiotu wyznaczy długość L' , która będzie mniejsza od długości własnej mierzonej w układzie w którym przedmiot jest w spoczynku.

Dla pełności wykładu warto zaprezentować dalsze ważne związki: 1. równoważność masy i energii

$$E = mc^2 \quad (4.17)$$

2. zależność masy cząstki od energii z jaką się porusza

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.18)$$

przy czym m_0 to masa spoczynkowa ciała 3. relatywistyczną zasadę zachowania energii E :

$$E^2 = m_0^2 c^4 + \vec{p}^2 c^2 \quad (4.19)$$

\vec{p} jest pędem cząstki, gdzie $\vec{p} = m\vec{v}$.

Stożek światła

Rozważając ekspansję Wszechświata musimy uwzględnić konsekwencje wynikające ze szczególnej teorii względności, z faktu, że informacje przekazywane są ze skończoną prędkością c . Konsekwencją tego faktu jest t.zw. stożek świetlny.

Rozpatrzmy układ odniesienia (ct, x, y, z) . **Stożek świetlny** to powierzchnia wzdłuż której porusza się światło. Jest to zbiór punktów opisanych równaniem $c^2 t^2 - [x^2 + y^2 + z^2] = 0$. Stożek świetlny dzieli przestrzeń na dwa obszary - obszar wewnątrz stożka świetlnego i obszar zewnętrzny. Czym wyróżniają się te dwa obszary. Okazuje się, że do obserwatora znajdującego się w punkcie o współrzędnych $(0, 0, 0, 0)$ docierają tylko informacje o zdarzeniach które zachodzą wewnątrz stożka świetlnego. Wszystko co się dzieje poza stożkiem świetlnym jest dla nas niedostępne. Z tego obszaru nie docierają do nas informacje, nie dowiadujemy się co się tam dzieje. Spowodowane to jest faktem, że informacje przekazywane są ze skończoną prędkością c . Z kolei wewnątrz stożka świetlnego to obszar czasoprzestrzeni w którym wyróżniamy obszar przyszłości i obszar przeszłości. Dla $t < 0$ mamy obszar zdarzeń, które nastąpiły w przeszłości i informacje o nich docierają do obserwatora. Z kolei

zdarzenia opisane przez $t > 0$ są zdarzeniami które nastąpią w przyszłości i o których obserwator będzie poinformowany.

Dla prostoty rozważmy przypadek dwuwymiarowy, czyli przestrzeń opisaną przez współrzędne (ct, x) . W tym przypadku stożek świetlny opisany jest przez równanie $c^2t^2 - x^2 = 0$. Otrzymujemy dwie proste $x = -ct$ oraz $x = +ct$. Rysunek 9/1 prezentuje stożek świetlny w przestrzeni ct, x . Informacje o zdarzeniach z obszaru zakreskowany nie docierają do obserwatora. Z kolei to co się dzieje w punktach czasoprzestrzeni wewnątrz stożka świetlnego obserwujemy.

Fig 9/I Stożek świetlny

Horyzont

Skończona prędkość przenoszenia informacji może prowadzić do pytania, czy nasz Model Wielkiego Wybuchu jest pełny. Ponieważ Wszechświat istnieje $t_W = 15 \cdot 10^{10}$ to wobec tego docierają do nas informacje o nim jedynie z obszarów o rozmiarach nie przekraczających $t_W c$. Trzeba zapytać się, czy istnieje Świat poza ten obszar, czy nasz Wszechświat rozciąga się dalej. Nie mamy z nim kontaktu, nie mamy możliwości oddziaływania z nim, z materią, która się tam znajduje. Jak to będzie wynikać z kwantowej teorii także siły oddziaływań przenoszone są z prędkością nie przekraczającą prędkości c .

Wprowadzamy pojęcie horyzontu. Przez **horyzont** będziemy rozumieć odległość, z poza której nie docierają do nas żadne informacje. Nie mamy żadnych informacji z poza horyzontu. Znamy tylko własności tej części Wszechświata, która leży w obszarze określonym przez horyzont. Jeżeli Wszechświat jest bardzo duży to horyzont będzie wzrastał. Z czasem będziemy mieć informacje z coraz większego jego obszaru. Ponieważ założyliśmy słuszność zasady kosmologicznej, to nawet wtedy, gdyby Wszechświat był większy od horyzontu nie miałoby to wpływu na nasz opis Wszechświata. Jego własności poza horyzontem wg tej zasady są takie same jak w obserwowanej części. Jeżeli Wszechświat byłby mniejszy niż horyzont, to wtedy mamy pełną informację o Wszechświecie. Obecnie horyzont znajduje się w odległości rzędu 1510^{18} km.

Wobec tego **brak informacji z poza horyzontu nie ma wpływu na nasze wyobrażenie o rozwoju Wszechświata.**

4.2.2 Rozszerzania się Wszechświata - równanie Friedmana

Opis rozszerzania się Wszechświata powinno się przeprowadzić na gruncie ogólnej teorii względności. Szczególna teoria względności zajmuje się opisem

zjawisk w układach inercjalnych poruszających się względem siebie ze stałą prędkością. Niezmienniczość praw fizyki względem transformacji Lorentza mówi, że prawa fizyki są takie same w różnych układach inercjalnych.

Einstein wprowadził swoje równania relatywistyczne do opisu ruchu ciał w układach nieinercyjnych. W szczególności interesowały Einsteina układy poruszające się względem siebie z przyspieszeniem grawitacyjnym. Opis rozszerzania się Wszechświata będzie wymagał układów nieinercjalnymi, które względem siebie będą poruszać się z przyspieszeniami grawitacyjnymi. Układy te będą poruszać się względem siebie zależnie od rozkładu przestrzennego mas-źródeł pól grawitacyjnych. Pola grawitacyjne pochodzące od różnych ciał powodują, że ruch naogół nie będzie przebiegać po linii prostej ale po torach zakrzywionych. Niewątpliwie źródłem tej teorii była zasada równoważności masy ciężkiej-grawitacyjnej masy odpowiedzialnej za przeciąganie grawitacyjne i masy bezwładnej określającej łatwość nadania ciału odpowiedniego przyspieszenia pod wpływem siły.

Układy krzywoliniowe w których rozwiązywane są równania ogólnej teorii względności uwzględniają rozkładu mas - źródeł przyciągania grawitacyjnego w przestrzeni. Na rysunku 10/I przedstawione są proste przypadki prezentujące deformację zakrzywienie przestrzeni przez obiekty z masą.

Fig 10/I Deformacja przestrzeni przez obiekty z masą

Aby rozwiązać równania ogólnej teorii względności musimy jak to zostało powiedziane określić przestrzeń czterowymiarową w której będziemy rozwiązywać równania ruchu. Musimy zdefiniować geometrię czasowo-przestrzenną. Taką czterowymiarową czasoprzestrzeń określa metryka. Metryka zależy od rozkładu obiektów będących źródłem oddziaływania grawitacyjnie. Tensor metryczny $g_{\mu\nu}$ opisuje własności takiej czasoprzestrzeni. Kwadrat odległości infinitezymalnej - interwał określony jest w następujący sposób:

$$ds^2 = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (4.20)$$

przy czym $dx^{\mu,\nu}$ są zmianami odpowiednich współrzędnych. Naogół określenie tensora metrycznego nie jest sprawią prostą.

Rozwiązanie równań Einsteina nastrocza poważne problemy. Musimy je rozwiązać naogół w przestrzeni nieeuklidesowej odpowiadającej danemu rozkładowi mas. Interwał dla tego przypadku opisany jest przez **metrykę Robertsona-Walkera**, która we współrzędnych sferycznych przyjmuje postać:

$$ds^2 = c^2 t^2 - (R(t))^2 \left(\frac{dr^2}{(1+r^2/R_C^2)} \right) + r^2 (d\phi^2 + \sin^2 \phi d\theta^2) \quad (4.21)$$

przy czym $R(t)$ jest czynnikiem skali a R_C jest promieniem krzywizny przestrzeni w której rozwiązywane jest równanie Feldmanna. Dla przestrzeni izotropowej nie będziemy mieli zależności od kątów θ i ϕ . Wtedy dla punktów różniących się o dr otrzymamy

$$dl = R(t)dr \left(1 + \frac{r^2}{R_C^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.22)$$

Długość interwału w przestrzeni zakrzywionej to długość łuku pomiędzy punktami A i B wzdłuż krzywej określonej przez tensor metryczny a nie długość cięciwy.(patrz rysunem /II)

Fig /II Interwał pomiędzy punktami A i B w przestrzeni zakrzywionej

Dopiero po wprowadzeniu do równań Einsteina metryki Robertsona-Walkera Friedmanowi udało się rozwiązać równania ogólnej teorii względności. Równanie Freidmana opisuje rozszerzanie się Wszechświata. Równanie to opisuje zależność czasową czynnika skali $R(t)$. **równanie Friedmana** przyjmuje następującą postać:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - kc^2R(t)^{-2} \quad (4.23)$$

k jest stałym parametrem a H jest stałą Hubble'a.

Einstein chciał opisać zachowanie się Wszechświata w oparciu o ogólną teorię względności, Wszechświat statyczny. Z jego równań wynikało, że grawitacyjne przyciąganie musi prowadzić do kolapsa Wszechświata. Wobec tego do swych równań wprowadził stałą zwaną stałą kosmologiczną Λ . To była jedyna możliwość uratowania idei statycznego Wszechświata. Nie znalazł jednak żadnego uzasadnienia dla podjęcia tego kroku. Stała kosmologiczna w równania prowadzi do sił odpychających kompensujących przyciągające oddziaływanie grawitacyjne. Równanie Friedmana zostały uzupełnione o stałą kosmologiczną Λ . Wtedy równanie (4.23) przyjmuje postać:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - kc^2R(t)^{-2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (4.24)$$

Wartość stałej Λ dobrano tak, by kompensowała grawitację. Po odkryciu Hubble'a zrezygnowano ze stałej kosmologicznej Einsteina. Idea stałej kosmologicznej wróciła ostatnie do łaski, do opisu rozszerzanie Wszechświata jednak z zupełnie inny powodów. Stałą kosmologiczną wiąże się z t.zw. energią próżni. Ale o tym będzie mowa później.

W dalszych rozważaniach nad ekspansją Wszechświata będziemy zaniedbywać stałą kosmologiczną. W dzisiejszych czasach się zeruje a jeżeli to

przyjmuje małe wartości. Z równania (4.23) otrzymujemy związek pomiędzy wartością czynnika k a średnią gęstością materii we Wszechświecie:

$$\rho = \left(H^2 + \frac{kc^2}{R^2} \right) \frac{3}{8\pi G} \quad (4.25)$$

Gęstość materii dla $k = 0$ nazywamy gęstością krytyczną ρ_c . Określa ją następujące równanie:

$$\rho = \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (4.26)$$

Często wprowadzamy parametr gęstości Ω . Definiujemy go jako względną gęstość następująco:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1 + \frac{kc^2}{H^2 R^2} \quad (4.27)$$

Dla obecnej wartości stałej Hubble'a H_o gęstość ρ_{0c} przyjmuje wartość:

$$\rho_{0c} = (4.5)10^{-30} g(cm)^{-3} \quad (4.28)$$

Równanie Friedmana (4.24) możemy wyrazić także następująco:

$$kc^2 = H^2 R^2 (\Omega(R) - 1) \quad (4.29)$$

Jak ma przebiegać rozwój Wszechświata, jaki jest jego los. Możemy o tym wnioskować rozwiązując równanie Friedmana. Rozwiązania zależą od wartości czynnika k , od zmian gęstości materii w szerokim tego słowa znaczeniu. Czy to będzie materia w postaci promieniowania, w postaci kwarków, leptonów, protonów, neutronów... względnie energii próżni (kwantowej). Zreszta w różnych etapach rozwoju różne formy materii mogą dominować. Rozwiązując równanie Friedmana otrzymamy trzy grupy rozwiązań (podobnie jak w przypadku klasycznych). Mianowicie:

- jeżeli $k=0 \rightarrow$ gęstość materii wynosi ρ_c ($\Omega = 1$). Wszechświat osiągnie stan równowagi. Oznacza to, że geometria opisująca Wszechświat jest płaska (geometria Euklidesowa). Oznacza to, że suma kątów trójkąta będzie równa 180° a promień krzywizny R_c we wzorze Robertsona-Walkera R_C będzie nieskończony,
- jeżeli $k < 0 \rightarrow$ gęstość materii $\rho < \rho_c$ ($\Omega < 1$). Średnia gęstość materii nie jest zbyt duża czyli siły grawitacyjne nie hamują rozszerzanie się Wszechświata. Wszechświat jest otwarty. Wszechświat będzie się rozszerzał. Geometria jest sferyczna. Oznacza to, że suma kątów trójkąta jest $> 180^\circ$ a promień krzywizny R_c jest ujemny,

- $k > 0 \rightarrow$ gęstość materii $\rho > \rho_c$ ($\Omega > 1$). Mówimy, że Wszechświat jest zamknięty. Siły grawitacji są duże i powodują, że po osiągnięciu stanu maksymalnej ekspansji następuje kolaps, czyli Wszechświat będzie się ponownie kurczył i wróci do stanu początkowego, do stanu w jakim znajdował się Wszechświat w chwili Wielkiego Wybuchu. Geometria jest hiperboliczna co oznacza, że suma kątów trójkąta jest $< 180^\circ$ a promień krzywizny R_c jest dodatni.

Na rys 1/I przedstawiona jest zależność czynnika ekspansji R jako funkcja czasu ekspansji dla $k=0$, $k > 0$ oraz $k < 0$. D

Fig 12/I Ekspansja Wszechświata i jej zależność od parametru k

W następnym rozdziale zostaną omówione procesy rozszerzania Wszechświata w fazie promieniowania, materii i energii próżni. Ważnym zagadnieniem związanym z ekspansją to sprawa "rozciągania" fal.

4.3 Przesunięcie ku czerwieni w wyniku rozszerzania.

W jaki sposób rozciągania się Wszechświata wpływa na długość fali promieniowania, przesunięcie widm ku czerwieni. Jeżeli λ_{em} jest długością fali wysyłanej przez źródło w pewnej chwili t , to po czasie t' w wyniku rozszerzania się Wszechświata długość fali ulegnie rozciągnięciu i przyjmie wartość λ_{rozc} . Zmianę długości fali oznaczamy $d\lambda = \lambda_{rozc} - \lambda_{em}$. Jeżeli $dt = t' - t$ będzie bardzo małym przedziałem czasowym to prędkość rozszerzania się Wszechświata w tym czasie będzie wynosić dv . Korzystając z prawa Dopplera otrzymujemy:

$$\lambda_{rozs} = \left(1 + \frac{dv}{c}\right) \lambda_{em} \Rightarrow \lambda_{rozs} - \lambda_{em} = \frac{dv}{c} \lambda_{em} \Rightarrow \frac{d\lambda}{\lambda_{em}} = \frac{dv}{c} \quad (4.30)$$

Korzystając z prawa Hubble'a dla dwu punktów blisko siebie leżące otrzymujemy, że względna prędkość dv pomiędzy dwoma punktami odległymi o dr będzie wynosić:

$$v = Hr \Rightarrow dv = H(dr) = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right) (dr); \left[H = \frac{\dot{R}}{R}\right] \quad (4.31)$$

Wobec tego korzystając z równań (4.30) i (4.31) otrzymamy:

$$\frac{d\lambda}{\lambda_{em}} = \frac{dv}{c} = \frac{\dot{R}}{R} \frac{dr}{c} = \frac{\dot{R}}{R} dt = \frac{dR/dt}{R} dt = \frac{dR}{R} \quad (4.32)$$

Dokonując prostego całkowania równania (4.32) otrzymujemy:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{dR}{R} \Rightarrow \ln(\lambda) = \ln(R) + const \quad (4.33)$$

Z równania (4.33) wynika bezpośrednio:

$$\lambda \approx R \quad (4.34)$$

a zatem długość fali promieniowania λ zmienia się wraz z ekspansją proporcjonalnie do współczynnika skali R . Powyższy związek został wyprowadzony dla obiektów znajdujących się blisko siebie. Można pokazać, że jest ogólnie słuszny, czyli

długość fali promieniowania wzrasta wraz z ekspansją proporcjonalnie do wzrostu rozmiarów Wszechświata

Czynnik z przyjmuje następującą postać:

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} = \frac{R_{obs}}{R_{em}} \quad (4.35)$$

Rozdział 5

Promieniowanie a grawitacja

Rozwiązanie równania opisującego rozszerzanie się Wszechświata zależy między innymi od postaci pod jaką prezentowana jest masa-energia we Wszechświecie. Zanim przejdziemy do omawiania równania stanu materii występującej w różnych stanach dobrze sobie uświadomić, że energia występująca w postaci promieniowania (promieniowanie elektromagnetyczne np. światło) także oddziałuje z polem grawitacyjnym. Fotonowi przyporządkowujemy masę $m = \frac{h\nu}{c^2}$. Eksperymentalnie pokazano, że rzeczywiście **foton oddziałuje z polem grawitacyjnym**.

Rozpatrzmy foton o energii 1 MeV. Temu fotonowi odpowiada masa $1.8 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$. Wobec tego foton o energii 10 keV będzie "miał" masę około 10^{-29} g . Jak będzie się zmieniała energia fotonu poruszającego się w kierunku do "góry" prostopadle do powierzchni kuli ziemskiej. Jego energia potencjalna grawitacyjna po przebyciu wysokości d zmienia się:

$$E_{pot}(h=d) - E_{pot}(h=0) = \Delta E_{pot}^d = (m_d g d - m_0 g 0) = m_d g d = \frac{E_\gamma(h=d)}{c^2} g d$$

przy czym założono, że ziemia w miejscu eksperymentu jest płaska

Zachowanie całkowitej energii musi spowodować zmianę energii własnej fotonu $h\nu$. Oznacza to, że musi zachodzić następujący związek:

$$\Delta E_\gamma^d = E_\gamma^0 - E_\gamma^d = h\nu_0 - h\nu_d = \Delta E_{pot}^d = \frac{E_\gamma^d}{c^2} g d$$

Z powyższych wyrażeń określamy względną zmianę energii fotonu

$$\Delta E_\gamma^d / E_\gamma^d = \frac{g d}{c^2}$$

Okazuje się, że **względna zmiana energii fotonu przy zmianie położenia w pionie o jeden metr wynosi około 10^{-16}** .

Jak można zmierzyć tak mały efekt. Możliwość taką daje nam metoda pomiaru zaproponowana przez Moessbauera. W wyniku bezdrzutowej emisji i absorpcji osiągnięto odpowiednią dokładność pomiaru. W roku 1960 Pound i Rebka zmierzili zmiany energii fotonu w polu ziemskim. Wykorzystali promieniowanie gamma o energii 14.4 keV emitowane przez jądra żelaza. W specjalnej aparaturze o wysokości 22.5 m mierząc 4 miesiące uzyskali następujący wynik:

$$\Delta E_\gamma/E_\gamma \quad \begin{array}{cc} \textit{przewidywana} & \textit{zmierzona} \\ 4.905 \cdot 10^{-15} & 4.902 \cdot 10^{-15} \end{array}$$

W ten sposób zostało potwierdzone doświadczalnie, że **fotony oddziałują grawitacyjnie, energii promieniowania przypisujemy masę** .

Eksperyment Pounda i Rebka pokazuje, że foton jest cząstką której musimy przyporządkować masę, masę ciężką, że fotony także oddziałują grawitacyjnie.

Rozdział 6

Równanie Stanu

Jednym z fundamentalnych czynników decydujących o ekspansji Wszechświata, jak to wynika z równań Friedmana, jest gęstość materii ρ i jej zmiany w czasie ekspansji. Okazuje się, że $\rho(t)$ zależy od tego w jakim stanie znajduje się materia. Pod **pojęciem materii rozumiemy różne jej formy, stany materii rozumiane w sensie bardzo ogólnym.**

Naogół energia będzie występować w kilku postaciach. Występujące w przyrodzie procesy, mogą powodować, że jedna forma energii będzie przechodzić w inną. Przykładem sprzężenia pomiędzy różnymi formami materii mogą być znane procesy kreacji i anihilacji w których promieniowanie elektromagnetyczne przechodzi w materię i odwrotnie - czyli np. procesy tworzenia par e^+ i e^- oraz ich anihilacja. Mogłyby to być stany energii takie jak gaz, pył, ciecz, promieniowanie itd. Często będą występować równocześnie różne jej stany W pewnych okresach rozwoju będzie dominować jeden z możliwych stanów energetycznych. Rozważmy w pierw **zmiany gęstości z temperaturą dla prostych form** w jakich będzie występować energia. Możemy wyróżnić: 1. promieniowanie, 2. materię, 3. energię "kwantową" lub inaczej zwaną energią "próżni" czyli energią zgromadzoną w próżni.

Informacji o gęstości materii w różnych stadiach rozwoju Wszechświata uzyskujemy sięgając do **termodynamiki**. Z pierwszej zasady termodynamiki mamy

$$dE + pdV = TdS \quad (6.1)$$

Dowiadujemy się, że zmiany entropii dS substancji znajdującej się w temperaturze T zależy od zmiana energii wewnętrznej układu dE oraz pracy wykonanej przez ciśnienie p panujące w układzie czasie zmian jego objętości dV , czyli pdV .

Zakładając, że Wszechświata tworzy kulę o promieniu D to jego całkowita energia wynosi:

$$E = Mc^2 = \frac{4\pi}{3}\rho D^3 c^2 = \frac{4\pi}{3}\rho R^3 x^3 c^2 \quad (6.2)$$

przy czym ρ jest gęstością materii traktowanej w szerokim sensie zawartej we Wszechświecie, M jego masą a D jego promieniem. W czasie ekspansji zmienia się promień $D(t) = R(t)D(t=0)$. Parametr $R(t)$ określa zmianę rozmiarów Wszechświata a $\rho(t)$ jest gęstością materii. Zmianę energii w czasie otrzymujemy różniczkując równanie (6.2):

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi R^2 x^2 \rho c^2 \frac{dR}{dt} x + \frac{4\pi}{3} R^3 x^3 \frac{d\rho}{dt} c^2 \quad (6.3)$$

Z kolei objętość Wszechświata zmienia się w czasie ekspansji następująco:

$$V = \frac{4\pi}{3} R^3 x^3 \Rightarrow \frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 x^2 \frac{dR}{dt} x \quad (6.4)$$

Zakładając, że w czasie rozszerzania się Wszechświata,

zachodzące procesy są odwracalne czyli, że $dS=0$

podstawiając wyrażenia (6.3) i (6.4) do równania (6.1) otrzymujemy wyrażenie:

$$\dot{\rho} + 3 \frac{\dot{R}}{R} \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) = 0 \quad (6.5)$$

Jedynie w początkowej fazie rozwoju Wszechświata, w fazie inflacji przemiana nie jest odwracalna. Entropia zmienia się wtedy gwałtownie. Jest to proces trwający bardzo krótko. Także znacznie później w fazie powstawania gwiazd, galaktyk entropia Wszechświata zaczyna rosnać - procesy nie są odwracalne.

Równanie (6.5) zwane jest

równaniem termodynamicznym Wielkiego Wybuchu.

Okazuje się, że zmiana gęstości ρ związana jest nie tylko ze zmianą rozmiarów Wszechświata ale także zależy od ciśnienia p wywieranego przez odpowiedni stan materii.

Rozdział 7

Epoki Rozszerzania się Wszechświata

7.1 Epoka Promieniowania

Bardzo ważnym okresem ekspansji, był czas, gdy Wszechświat praktycznie wypełniony był promieniowaniem. Ten stan istniał w początkowej fazie rozwoju Wszechświata. Rozpatrzmy wobec tego rozszerzanie się Wszechświata w epoce promieniowania.

7.1.1 Rozkład Plancka promieniowania ciała doskonale czarnego

Zakładamy, że procesy zachodzące w czasie rozszerzania się Wszechświata w epoce promieniowania są odwracalne. Rozkład energetyczny promieniowania jest stanem równowagowym i odpowiada rozkładowi ciała doskonale czarnego. Rozkład częstości fotonów promieniowania ciała doskonale czarnego opisuje **rozkład Plancka**. Gęstość energii przypadający na przedział częstości $d\nu$ wokół częstości ν wynosi:

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (7.1)$$

przy czym k_B jest stałą Boltzmana, gdzie $k_B = (8.619)10^{-5} eV(K^{-1}) = (1.381)10^{-23} J(K)^{-1}$, h jest stałą Plancka, T temperaturą ciała doskonale czarnego emitującego promieniowanie. Średnia energia fotonów wynosi

$$\langle E_\gamma \rangle \cong 3k_B T \quad (7.2)$$

a energia odpowiadająca maksymalnej intensywności

$$E_{\gamma}^{\max} \cong 2.7k_B T \quad (7.3)$$

Z kolei **prawo Stefana-Boltzmann**a podaje nam gęstość energii emitowanej przez ciało doskonale czarne o temperaturze T:

$$\rho_r = \sigma T^4 \quad (7.4)$$

przy czym stała Stefana-Boltzmann σ przyjmuje wartość:

$$\sigma = \frac{\pi^2 (k_B)^2}{15 \left(\frac{h}{2\pi}\right) c^2} = (7.565) 10^{-16} Jm^{-3} K^{-4} \quad (7.5)$$

Gęstość energii emitowanej przez ciało doskonale czarne zależy od czwartej potęgi temperatury T ciała promieniującego.

7.1.2 Rozszerzanie w epoce promieniowania

Epoka, w której dominuje promieniowanie występuje w bardzo wczesnym etapie rozwoju Wszechświata. W rozważaniach nad rozszerzaniem się Wszechświata zakładamy, że energia występuje tylko jako energia promieniowania. W czasie ekspansji promieniowanie ma własności odpowiadające ciału doskonale czarnemu. Scenariusz rozszerzania zależy od równania stanu. Promieniowanie charakteryzuje się tym, że wywiera ciśnienie:

$$p_r = \frac{\rho_r c^2}{3} \quad (7.6)$$

Wobec tego **równanie stanu** przyjmuje postać

$$\dot{\rho}_r + 3 \frac{\dot{R}_r}{R_r} \left(\rho_r + \frac{p_r}{c^2} \right) = \dot{\rho}_r + 4 \frac{\dot{R}_r}{R_r} \rho_r = 0 \quad (7.7)$$

Gęstość energii ρ_r zależy od liczby fotonów w jednostce objętości oraz od średniej energii $\langle E_{\phi} \rangle$ fotonów.

Liczba fotonów w jednostce objętości przy zachowaniu całkowitej ich liczby wynosi:

$$n_r \propto R_r^{-3} \quad (7.8)$$

Zmienia się także **energia fotonów**. W czasie ekspansji ich energia maleje. Rozszerzanie się Wszechświata powoduje, jak to zostało pokazane w rozdziale 4.3 zozciąganie" długości fali promieniowania. Długość fali w czasie ekspansji rośnie zgodnie ze wzorem $\lambda \sim R$. Rozkład energii fotonów nie

zmienia się i wykazuje nadal rozkład Plancka. Oznacza to, że energia fotonów a także ich średnia energia będzie maleć w czasie ekspansji następująco:

$$E_\gamma = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \Rightarrow \lambda_R = \lambda R \Rightarrow E_\gamma^R = h\frac{c}{\lambda} \frac{1}{R} \Rightarrow \langle E_\gamma^R \rangle \propto \frac{1}{R} \quad (7.9)$$

Wobec tego **gęstość energii promieniowania** ρ_r zmienia się w czasie ekspansji następująco:

$$\rho_r \propto n_r \bar{E}_r^R \propto \frac{1}{R_r^3} \frac{1}{R_r} \Rightarrow \rho_r \propto R_r^{-4} \quad (7.10)$$

Korzystając z prawa Stefana-Boltzmann'a (7.2) określając gęstość energii emitowanej przez ciało doskonale czarne otrzymujemy, że w czasie ekspansji w epoce promieniowania temperatura panująca we Wszechświecie zmienia się następująco:

$$\rho_r \propto T_r^4, \rho_r^R \propto R_r^{-4} \Rightarrow R_r \approx \frac{1}{T_r} \quad (7.11)$$

Otrzymaliśmy ważny związek pomiędzy rozszerzaniem Wszechświata i panującą średnią temperaturą. Oznacza to, że w czasie ekspansji **temperatura Wszechświata T jest odwrotnie proporcjonalna do czynnika skali R**. Ten związek zachodzi wtedy, gdy mamy jedynie fazę promieniowania.

Równanie Friedmana

opisujące ekspansję Wszechświata, gdy ten znajduje się **w fazie promieniowania** przyjmuje postać:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}_r}{R_r} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho_r - \frac{kc^2}{R_r^2}; \rho_r \propto \frac{1}{R_r^4} \quad (7.12)$$

Otrzymany przebieg rozszerzania się Wszechświata w czasie reprezentuje krzywa na rys 1/II. Ciśnienie wywierane przez promieniowanie powoduje jedynie zmniejszenie szybkości rozszerzania się.

Fig 1/II Ekspansja Wszechświata w epoce promieniowania

We wczesnym okresie rozwoju Wszechświata - można w równaniu (7.12) zaniedbać człon zawierający k. Wtedy równanie Friedmana przyjmujemy postać:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}_r}{R_r} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho_r \Rightarrow \left(\frac{\dot{R}_r}{R_r} \right)^2 \propto \frac{1}{R_r^4} \Rightarrow \dot{R}_r \propto \frac{1}{R_r} \quad (7.13)$$

Otrzymujemy następujące czasowe zależności
parametr ekspansji $R(t)$:

$$R_r(t) \propto t^{1/2} \quad (7.14)$$

gęstość energii promieniowania ρ_r :

$$\rho_r(t) \propto t^{-2} \quad (7.15)$$

temperatura T panująca we Wszechświecie:

$$T_r(t) \propto t^{-1/2} \quad (7.16)$$

7.1.3 Hamowanie

Bardzo ważną wielkością charakteryzującą rozszerzanie się Wszechświata to t.zw. hamowanie. W wyniku przyciągania grawitacyjnego szybkość rozszerzania się Wszechświata będzie maleć. Wielkością charakteryzującą zmiany szybkości rozszerzania się Wszechświata to jej **przyspieszenie względem opóźnienie**. Opóźnienie rozszerzania jest dzisiaj przedmiotem dużego zainteresowania. Dyskusje dotyczą nie tylko wielkości opóźnienia ale także jego znaku. Dla scharakteryzowania szybkości zmian ekspansji wprowadzamy **parametr hamowania q** , którego wartość ujemna względem dodatnia będzie mówić o opóźnieniu względem przyspieszeniu procesu rozszerzania.

Parametr hamowania

definiujemy następująco:

$$q = \frac{\ddot{R}}{R} \quad (7.17)$$

Hamowanie w epoce promieniowania

Wyrażenie określające parametr hamowania rozszerzania się Wszechświata w epoce promieniowania otrzymujemy różniczkując równanie Friedmana (7.12) po czasie. Otrzymujemy:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{R}_r}{R_r} \right)^2 \Rightarrow 2 \left(\frac{\dot{R}_r}{R_r} \right) \frac{R_r \ddot{R}_r - \dot{R}_r^2}{R_r^2} = \frac{8\pi G}{3} \dot{\rho}_r + \frac{2kc^2 \dot{R}_r}{R_r^2} \quad (7.18)$$

Eliminujemy wyrażenie na $\dot{\rho}$ korzystając z wyrażenia (3.7) mamy:

$$\frac{\ddot{R}_r}{R_r} - \left(\frac{\dot{R}_r}{R_r} \right)^2 = -4\pi G \left(\rho_r + \frac{p_r}{c^2} \right) + \frac{kc^2}{R_r^2} \quad (7.19)$$

Po powtórny skorzystaniu z równania Friedmana otrzymujemy równanie na parametr hamowania q :

$$q_r = \frac{\ddot{R}_r}{R_r} = -\frac{4\pi}{3}G \left(\rho_r + \frac{p_r}{c^2} \right) = -\frac{4\pi}{3}G \left(\frac{4}{3}\rho_r \right) \quad (7.20)$$

Ponieważ wyrażenie z prawej strony jest ujemne parametr q przyjmuje wartości ujemne. Oznacza to, że rozszerzanie się Wszechświata jest spowalniane (hamowane). Oznacza to, że w przypadku promieniowania **rozszerzanie się Wszechświata jest opóźniona**, czyli Wszechświat rozszerza się coraz wolniej.

Ponieważ gęstość $\rho_r = AR_r^{-4}$ opóźnienie q w czasie rozszerzania się Wszechświata będzie się zmieniać następująco:

$$q_r \propto \frac{1}{R_r^4} \quad (7.21)$$

7.2 Epoka Materii

Jedną z form jaką przyjmuje energia we Wszechświecie to materia. Przez materię będziemy rozumieli „zupę” składającą się z kwarków, leptonów, nukleonów, atomów..... Epoka materii jest najpóźniejszym etapem rozwoju Wszechświata. Trwa ona do dzisiaj.

7.2.1 Rozszerzanie w epoce materii

Okazuje się, że ciśnienie wywierane przez materię p_m jest bardzo małe. Bardzo dobrym przybliżeniem jest założenie, że $p_m = 0$. Materia nie będzie wykonywać pracy w czasie rozprężania. Taki stan materii nazywamy często pyłem czyli stanem bez lepkości.

Wobec tego równanie stanu (6.5) przyjmuje postać:

$$\dot{\rho}_m + 3\frac{\dot{R}}{R}\rho_m = 0 \quad (7.22)$$

przy czym gęstość materii oznaczamy ρ_m .

Konsekwencją równania stanu (7.18) jest zachowanie materii w czasie rozszerzania się Wszechświata. Mamy:

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R_m^3) = (\dot{\rho}_m R_m^3 + 3R_m^2 \rho_m \dot{R}_m) = R_m^3 \left(\dot{\rho}_m + 3\frac{\dot{R}_m}{R_m} \rho_m \right) = 0 \quad (7.23)$$

Otrzymany związek jest prawdziwy dla dowolnego R. Wobec tego spełniony jest następujący relacja:

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R_m^3) = 0 \Rightarrow \rho_m R_m^3 = const \Rightarrow \rho_m \propto \frac{1}{R_m^3} \quad (7.24)$$

Wobec tego masa M nie zależy od parametru skali R. Oznacza to, że **całkowita masa M Wszechświata jest stała w czasie jego rozszerzania**, nie zmienia się w czasie rozszerzania.

Równanie Friedmana

Opisujące **rozszerzania Wszechświata wypełnionego materią** przyjmuje następującą postać:

$$\dot{R}_m^2 = \frac{8\pi}{3}G(\rho_m R_m^3) \frac{1}{R_m} - kc^2 \quad (7.25)$$

Otrzymujemy także w tym przypadku trzy klasy rozwiązań równania Friedmana. Wszechświat może być otwarty lub zamknięty lub osiągnąć stan równowagi zależnie od wartości parametru k względnie gęstości ρ_m .

W przypadku gdy współczynnik $k=0$, gdy **Wszechświat jest płaski** (mówimy o Wszechświecie Einsteina-de Sitter'a) mamy:

$$\dot{R}_m^2 = \left(\frac{8\pi G}{3}\right) \rho_m R_m^2 \quad (7.26)$$

Przez ρ_{mc} będziemy oznaczać gęstość materii we Wszechświecie płaskim. Jest to **gęstość krytyczna**. Gęstość materii ρ_{mc} przyjmuje wartość:

$$\rho_m \Rightarrow \rho_{mc} = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{G} \left(\frac{\dot{R}_m}{R_m}\right)^2 = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (7.27)$$

Dla obecnej wartości stałej Hubble'a h_0 gęstość krytyczna ρ_{0c} przyjmuje wartość:

$$\rho_{m0c} = (4.5)10^{-30} g(cm)^{-3} \quad (7.28)$$

Ponieważ masa we Wszechświecie się nie zmienia, to oznaczając parametr skali przez R_0 gdy $H = H_0$ oraz przez R gdy stała Hubble'a przyjmuje wartość H otrzymujemy związek

$$\rho_{m0c} (R_{0m}) R_{0m}^3 = \rho_{mc} (R_m) R_m^3 \quad (7.29)$$

Wtedy równanie Friedmana przyjmie postać:

$$\dot{R}_m^2 = \left(\frac{8\pi G}{3}\right) \rho_{m0c} \frac{R_{m0}^3}{R_m} \quad (7.30)$$

Po scałkowaniu tego równania otrzymujemy następujące zależności:

- **czasową zależność parametru ekspansji:**

$$R_m(t) = \left(6\pi G \rho_{m0c} R_{m0}^3\right)^{1/2} t^{2/3} \quad (7.31)$$

- **czasową zależność gęstości materii:**

$$\rho_{mc}(t) = \left(6\pi G t^2\right)^{-1} \quad (7.32)$$

- **czasową zależność temperatury** Co można powiedzieć o zmianie temperatury w czasie rozszerzania się Wszechświata. Temperatura będzie się tak samo zmieniała z parametrem R jak dla fazy promieniowania. Temperaturę tę będziemy oznaczać T_{rm} . W czasie rozszerzania temperatura zmienia się następująco:

$$T_{rm} \propto R^{-1} \Rightarrow \left(R_m \propto T^{2/3}\right) \Rightarrow T_{rm} \propto t^{-2/3} \quad (7.33)$$

7.2.2 Hamowanie

Po zróżniczkowaniu równania (7.24) parametr opóźnienia q jest równy:

$$q_m = \frac{\ddot{R}_m}{R_m} = -\frac{4\pi}{3}G\rho_m(R_m) \quad (7.34)$$

Parametr q przyjmuje wartości ujemne. Rozszerzanie się Wszechświata ulega opóźnieniu przy czym **opóźnienie q jest proporcjonalne do gęstości materii**. Ponieważ gęstość $\rho_m = R^{-3}$ parametr Q będzie się zmieniał w czasie rozszerzania się Wszechświata w przypadku "fazy materia" następująco:

$$q_m \propto \frac{1}{R_m^3} \quad (7.35)$$

7.3 Epoka "Energii Falszywej Próżni"

Einstein by ratować ideę Wszechświata statycznego musiał wprowadzić do swoich równań stałą Λ , stałą kosmologiczną. Stała Λ miała zapobiec zapadaniu się Wszechświata w wyniku oddziaływań grawitacyjnych. Oznacza to, że stała kosmologiczna wprowadzała, stymulowała siły odpychające równoważące grawitację. Oczywiście musiał dobrać wartość stałej tak by Wszechświat był statyczny. Jeżeli założyć, że stała Λ przyjmuje większą wartość to rozwój Wszechświata przebiegał by inaczej. Musiałaby nastąpić epoka rozszerzania się Wszechświata. Dzisiaj idea Einsteina wraca do rozważań nad rozszerzaniem się Wszechświata. Współczesna teoria oddziaływań elementarnych wprowadza "energię falszywej próżni", którą możemy też nazywać energią kwantową.

7.3.1 Rozszerzanie w epoce "energii falszywej próżni"

Jak będzie się rozwijał, rozszerzał Wszechświat w tym przypadku. Proces ten opisuje równanie Friedmana uwzględniające istnienia energii kwantowej, równanie zawierające parametr kosmologiczny Λ . Jeżeli założymy, jak to zrobił Einstein, że **stała kosmologiczna Λ nie zmienia swej wartości w czasie rozszerzania Wszechświata**. Wobec tego **gęstość "energii falszywej próżni"** ρ_q (gęstość energii kwantowej) nie będzie zależeć od parametru ekspansji R . Wobec tego:

$$\rho_q = const \quad (7.36)$$

Z równania stanu (6.5) wynika wobec tego, że

$$\dot{\rho}_q + 3\frac{\dot{R}}{R}\left(\rho_q + \frac{p_q}{c^2}\right) = 0 \Rightarrow \rho_q + \frac{p_q}{c^2} = 0 \Rightarrow p_q = -\rho_q c^2 \quad (7.37)$$

czyli **ciśnienie wywierane przez energię falszywej próżni musi być ujemne**. Będzie ono zapobiegać kurczeniu się Wszechświata, będzie odpowiedzialne za rozszerzanie się Wszechświata.

Gdy jedyną formą energii jest energia falszywej próżni (energia kwantowa) to wtedy **równanie Friedmana** ma postać:

$$H^2 = \frac{\dot{R}_q^2}{R_q^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho_q - \frac{kc^2}{R_q^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (7.38)$$

Gdy głównym czynnikiem jest energia falszywej próżni, czyli parametr Λ jest dominujący to wtedy równanie przyjmuje postać:

$$H^2 = \frac{\dot{R}_q^2}{R_q^2} = \frac{\Lambda}{3} \quad (7.39)$$

Wobec tego mamy:

$$\dot{R}_q^2 = \frac{\Lambda}{3} R_q^2 \Rightarrow \dot{R}_q = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} R_q \quad (7.40)$$

Rozwiązując równanie (7.39) otrzymujemy wyrażenie opisujące rozszerzania się Wszechświata w przypadku gdy energia fałszywej próżni jest dominująca. Mamy:

$$R_q(t) = \exp\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} t\right) \quad (7.41)$$

Przy gwałtownym rozszerzaniu się Wszechświata energia fałszywej próżni gwałtownie zmaleje, musi przejść w inną formę.

7.3.2 Przyspieszanie

A jak będzie kształtować się **przyspieszenie ekspansji** na tym etapie rozwoju. Z równania Friedmana (3.38) otrzymujemy:

$$q_q = \frac{\ddot{R}_q}{R_q} = \frac{\Lambda}{3} \quad (7.42)$$

Parametr hamowania q przyjmowało wartość dodatnią ponieważ stała kosmologiczna Λ jest liczbą dodatnią. Oznacza to, że Wszechświat **rozszerza się gwałtownie gdy dominuje faza kwantowa energii**. Najprawdopodobniej etap taki przechodził nasz Wszechświat we wczesnej fazie swego rozwoju. O argumentach przemawiających za tym, będzie mowa szerzej w następnym rozdziale później. oddziaływań.

Rozdział 8

Scenariusz rozszerzania się Wszechświata

8.1 Etapy rozszerzania się Wszechświata

Rozszerzanie się Wszechświata jest zależne od tego w jakiej postaci będzie występować energia. Szczególnie w bardzo wczesnej fazie rozwoju Wszechświata sytuacja nie jest taka klarowna. Nie dysponujemy dostatecznymi informacjami doświadczalnymi. Uważamy, że możemy sięgnąć do chwili 10^{-43} s po Wielkim Wybuchu zakładając ujawnienie się kwantowych aspektów grawitacji i unifikacji wszystkich czterech oddziaływań. Modele Standardowy względnie Inflacyjny Wielkiego Wybuchu nie rozstrzygają, czy w tym czasie dominuje energia w postaci promieniowania czy np. energii próżni.

W poprzednim rozdziale zaprezentowano scenariusze rozszerzania się Wszechświata gdy energia występowała w jednej z trzech postaciach: promieniowania, materii względnie energii próżni. Naogół przebieg rozszerzania będzie zachodził w bardziej złożony sposób. Trudno przypuszczać, by istniały okresy, w których tylko jedna z form energii będzie występować a inne będzie można zaniedbać. Miarą udziały odpowiednich form rozszerzania będzie udział gęstości energii poszczególnych faz w gęstości całkowitej czyli względna gęstość poszczególnych faz. Całkowita gęstość energii ρ_{tot} jest:

$$\rho_{tot}(t) = \rho_m(t) + \rho_r(t) + \rho_q(t) \quad (8.1)$$

a ich względny udział ρ_i^{wzgl} :

$$\frac{\rho_m(t) + \rho_r(t) + \rho_q(t)}{\rho_{tot}(t)} = \rho_m^{wzgl} + \rho_r^{wzgl} + \rho_q^{wzgl} = 1 \quad (8.2)$$

Gdy jedna z gęstości względnych ρ_i^{wzgl} będzie przyjmować wartość zbliżoną do 1, to wtedy sytuacja będzie jasna. Wtedy odpowiedni proces będzie

dominować. W pozostałych przypadkach musielibyśmy rozpatrywać bardziej złożone równanie uwzględniające udział poszczególnych postaci energii. Nie zmieni to w zasadniczy sposób scenariusz rozszerzania się Wszechświata.

8.2 Bardzo wczesny etap rozszerzania się Wszechświata

Jedynie scenariusza rozszerzania się Wszechświata w jego bardzo wczesnym etapie nie potrafimy jednoznacznie opisać. Nie dysponujemy bezpośrednimi informacjami o tym okresie rozwoju. W zasadzie mamy dwa główne modele Wielkiego Wybuchu, które mogą być podstawą odpowiedniego scenariusza.

8.2.1 Standardowy Model Wielkiego Wybuchu

Zakłada się, że w chwili zerowej, na samym początku istnienia Wszechświata powstała olbrzymia energia i nastąpiła eksplozja- wielki wybuch. Standardowa Teoria Wielkiego Wybuchu nie zajmuje się samym wybuchem, co wybuchło, nie mówi niczego o chwili zerowej. Dzisiejsza fizyka pozwala nam sięgnąć do czasów około 10^{-43} s po Wielkim Wybuchu. Wtedy panowała we Wszechświecie temperatura około 10^{32} stopni Kelvina a średnia energia wynosiła 10^{19} GeV. Można przypuszczać że w bardzo wczesnym procesie rozszerzania się Wszechświata możemy wyróżnić następujące etapy:

- **W początkowym etapie dominuje faza promieniowania.** Gęstość energii fazy promieniowania maleje w czasie rozciągania się Wszechświata $\rho_r \cong R^{-4}$ na korzyść materii. Jest to wynikiem procesów kreacji i anihilacji cząstek. Gdy ρ_r^{wzgl} zrówna się z ρ_m^{wzgl} zaczyna przeważać
- **faza materii.** Gęstość materii będzie maleć $\rho_m \sim R^{-3}$. Przewaga materii trwa do dzisiaj. Rozszerzanie się Wszechświata opisuje równanie Feldmana dla materii.

Figura (2/II) pokazuje zmiany gęstości poszczególnych faz energii w czasie ekspansji Wszechświata i odpowiednich temperatur panujących we Wszechświecie.

Fig 2/II udział poszczególnych faz w czasie rozwoju Wszechświata (Lid4.2)

Można oszacować temperaturę, przy której nastąpi **zrównanie fazy materii i promieniowania**. Szacuje się uwzględniając średnie wartości parametrów Ω i h , że wystąpi to **w czasie t_{eq} po Wielkim Wybuchu**

$$t_{eq} = (4.2)10^{10} (\Omega h^2)^{-2} s \approx 10^{10} s \approx 1000lat \quad (8.3)$$

wtedy, gdy **temperatura Wszechświata** osiągnie wartość:

$$T_{eq} = (6.5)10^4 (\Omega h^2) K \approx 10^5 K \quad (8.4)$$

Jest to nadal wczesna faza jego rozwoju. Oznacza to, że rozwój Wszechświata w znaczącej części opisują równania ekspansji dla materii gdy

$$\rho \propto \frac{1}{R^3} \approx T^3 \quad (8.5)$$

Założony scenariusz mówi, że rozszerzanie się Wszechświata będzie przebiegać następująco:

- w czasie pierwszych 1000 lat po Wielkim Wybuchu [dominuje promieniowanie]

$$R(t)_r \propto t^{1/2} \quad \rho_r(t) \propto t^{-2} \quad T_r(t) \propto t^{1/2} \quad (8.6)$$

- po 1000 latach po Wielkim Wybuchu do dzisiaj [dominuje materia]

$$R_m(t) \propto t^{2/3} \quad \rho_m(t) \propto t^{-2} \quad T_{rm}(t) \propto t^{-2/3} \quad (8.7)$$

8.2.2 Inflacyjny Model Wielkiego Wybuchu

Od lat siedemdziesiątych ubiegłego stulecia zaczęły dojrzewać nowe idee w kosmologii. Stawiano sobie między innymi pytania: dlaczego istnieje materia, skąd się wzięła, dlaczego świat jest płaski, promieniowanie tła tak bardzo jednorodne, dlaczego liczba fotonów we Wszechświecie jest kilka miliardów razy większa od liczby barionów.

Z początkiem lat 80-dziesiątych ubiegłego wieku został sformułowany model, który jest niewątpliwie interesującym rozszerzeniem Standardowego Modelu Wielkiego Wybuchu. Jest to **Inflacyjny Model Wielkiego Wybuchu**. Jego twórcą jest Alan H. Guth. W styczniu 1982 roku zaprezentował swój model w publikacji, która ukazała się w Phys. Rev.D23, 347 (1982) p.t. "Inflationary universe: A possible solution of the horizon and flatness problems".

Dwie obserwacje zaintrygowały Gutha. Są to t.zw. **problem płaskości** oraz **problem horyzontu**. Jak musiałyby przebiegać rozszerzanie się Wszechświata aby parametr gęstości Ω przyjął wartość równą jeden, czyli by Wszechświat stał się płaski. Jak musiałyby przebiegać rozszerzanie się Wszechświata by Wszechświat był jednorodny-horyzont jednorodny. Dzisiaj dysponujemy dokładnymi obserwacjami które pokazują, że Wszechświat jest praktycznie płaski oraz, że wykazuje zaskakującą izotropowość przestrzenną horyzontu.

1. **Płaskość Wszechświata**. Aby Wszechświat był płaski gęstość względna energii musi przyjąć wartość $\Omega = 1$. Na podstawie obecnych obserwacji

możemy powiedzieć, że względna gęstość materii-energii we Wszechświecie Ω przyjmuje wartości zbliżoną do jedynki. By tak się stało muszą być spełnione szczególne warunki. Nie wydaje się, by Wszechświat od początku był płaski. Standardowy Model Wielkiego Wybuchu nie dostarcza żadnych argumentów dla potwierdzenia tej tezy. Wiemy dzisiaj, że promieniowanie reliktowe wykazuje jednorodność przestrzenną w gęstości energii i temperatury sięgające 10^{-5} .

Jeżeli uwzględnimy zmierzone niejednorodności w epoce powstania promieniowania relikтового to we wcześniejszych okresach istnienia Wszechświata odchyłki Ω od jedynki musiałyby być:

$$\begin{array}{rcl}
 t \langle s \rangle & |\Omega(t) - 1| \leq & \\
 10^{13} & 10^{-3} & \textit{promrelikt} \\
 1 & 10^{-16} & \textit{nukleosynteza} \\
 10^{-43} & 10^{-60} & \textit{epokaPlancka}
 \end{array} \tag{8.8}$$

Znaczy to, w szczególności że w epoce nukleosyntezy (3-4 minuty po wielkim Wybuchu) Ω musiałyby przyjmować wartość leżącą w przedziale $0.9999999999999999 \leq \Omega \leq (1.000000000000000001$. Wobec tego aby Wszechświat był płaski wymagane są **szczególne warunki** jakie muszą być spełnione w czasie jego rozszerzania się.

Inną niezwykle ważną i zaskakującą własnością Wszechświata jest jego **jednorodność i izotropowość**. Badając obecnie promieniowanie reliktowe stwierdzamy, że już 300 000 lat po Wielkim Wybuchu Wszechświat musiał być jednorodny. Stwierdzamy, że natężenie i temperatura promieniowania relikтового jest taka sama niezależnie z którego kierunku ono do nas dociera i to z dokładnością 10^{-5} Jest to zaskakujące. Statystyczne fluktuacje gęstości jakie musiały występować w bardzo wczesnym okresie Wszechświata wzmocniałyby się w czasie ekspansji i stałyby się znacznie większe. Przeczą temu własności promieniowania relikowego mówiące o stanie Wszechświata 300 000 lat po Wielkim Wybuchu

Zachodzącą jednorodność można by wytłumaczyć w sposób prosty tylko wtedy gdyby poszczególne obszary Wszechświata mogły kontaktować się z sobą, gdyby pomiędzy tymi obszarami dało się przekazać informację i zsynchronizować ich zachowanie. Jednak taka możliwość nie istnieje. Obszary leżące po przeciwnych stronach nieboskłonu znajdują się w podwójnej odległości horyzontu. By między nimi miałyby występować jakakolwiek synchronizacja, to wymiana informacji musiałaby zachodzić z prędkością dwukrotnie większą niż prędkość światła. Obszary po przeciwnej stronie nieboskłonu nie mogą i nie są z sobą powiązane przyczynowymi związkami. Wobec tego pozostaje pytanie jakie procesy mogłyby doprowadzić do obserwowanej jednorodności sięgającej 10^{-5} .

Co znaczy, że niejednorodności temperatury i związane z nią niejednorodności gęstości ρ sięgają rzędu 10^{-5} . O tym jak małe są to fluktuacje świadczy najlepiej następujące porównanie. Gdybyśmy chcieli wytworzyć niejednorodność rzędu 10^{-5} na fali płaskiej na powierzchni wody to niejednorodności amplitudy musiałyby być mniejsze niż 0.01 mm.

Guth usiłował znaleźć wytłumaczenie zaobserwowanych płaskości i tego powód.

Model Inflacyjny Wielkiego Wybuchu

Przedstawione fakty skłoniły Gutha do sformułowania swojego modelu. Uważał, że musi zajść jakiś specjalny proces, który tłumaczyłby możliwość powstania tak specyficznych warunków, jakie dzisiaj obserwujemy. Tym procesem, który mógłby zagwarantować płaskość i jednorodność może być inflacja czyli **gwałtowna ekspansja Wszechświata**. Guth wraca do einsteinowskiej idei stałej kosmologicznej Λ , stałej prezentująca pole, które miało kompensować przyciąganie grawitacyjne. Guth wiedział, że istnienie tego rodzaju pól przewiduje teoria oddziaływań elementarnych. O polach tych będzie mowa w rozdziałach o oddziaływaniach elementarnych i ich unifikacjach. W szczególności mowa o Wielkiej Unifikacja GUT (**Grand Unification Theory**), unifikacją oddziaływań silnych i elektroślabych. To ostatnie są zunifikowanymi oddziaływaniami elektromagnetycznymi i słabymi. Unifikacja GUT wymaga istnienia skalarnych pól Higgs'a. Oznacza to, że przestrzeń nie jest pusta lecz zawierać pewną energię związaną z polami Higgs'a. Jest to t.zw. **"energia próżni" związana z fałszywą próżnią, energią kwantową**. Jest to stan w którym nie istnieją cząstki, jest to stan który ma niezerową energię. "Pusta" przestrzeń całkowicie opróżniona z materii w rzeczywistości nie jest całkiem pusta Energia występująca pod tą postacią związana jest z ujemnym ciśnieniem podobnie jak w przypadku idei Einsteina. W czasie rozprężenia oddziaływania zunifikowanego na oddziaływania silne i elektroślabe zachodzą gwałtowne procesy zamiany energii pól Higgs'a na masy cząstek w tym na powstanie t.zw. skalarnych bozonów. Powoduje to gwałtowne zmniejszenie energii próżni,

Istnieją różne wersje modelu inflacyjnego. Niewątpliwie wspólną cechą wszystkich tych modeli jest gwałtowna ekspansja Wszechświata. Rozwiązując równanie (7.37) otrzymujemy

$$R_q(t) = R_0 \exp \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} t \quad (8.9)$$

. Wielkość ekspansji zależy od wartości stałej kosmologicznej Λ .

rys.... ekspansja

Gęstość względna będzie zmieniała się zgodnie z relacją

$$|\Omega(t) - 1| \approx \exp\left(-\sqrt{\frac{4\Lambda}{3}}t\right)$$

Oznacza to, że względna gęstość Ω na końcu ekspansji inflacyjnej zbliża się do wartości 1. Wobec tego Wszechświat staje się Wszechświatem płaskim.

Kiedy zachodziłaby inflacyjna ekspansja.

W przypadku unifikacji GUT aby zachodziły warunki rozdzielenia jednego z unifikowania oddziaływań na oddziaływania silne i elektroslabe musi się dysponować energiami co najmniej 10^{15} GeV. Taką energią osiąga się najpóźniej **w około 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu. Wtedy temperatura wynosi $T \approx 10^{28}$ K.** Wartość stałej Λ byłaby 10^{100} razy większa niż wartość jaką założył Einstein by równoważyła przyciąganie grawitacyjne.

Przy tak dużej wartości stałej Λ Wszechświat będzie rozszerzał się o niewyobrażalnie silnie. Szacuje się, że wzrost czynnika skali R osiąga wartości $10^{30}, 10^{50}, 10^{100}$ a nawet jeszcze większe. Prędkość z jaką zachodzi ekspansja skali Wszechświata będzie znacznie większa od prędkości światła c . Należy pamiętać, że czynnik skali R o którym cały czas mowa mówi nam o wzroście przestrzeni i nie jest związany z siłami fizycznymi. Przy tak dużych wzrostach czynnika skali R mamy do czynienia z procesem stymulującym Wielki Wybuch.

Pole Higgs'a prawdopodobnie nie spada do zera po inflacji związanej z unifikacją GUT. W związku z rozprężeniem oddziaływania elektroslabego na oddziaływania elektromagnetyczne i słabe powstają lekkie bozony Higgs'a o masie rzędu 100 GeV. Ten proces unifikacji zachodzi znacznie później około 10^{-10} s po Wielkim Wybuchu. Obecnie energia próżni okazuje się nie być zerową. Obecne pomiary pokazują, że rozszerzanie się Wszechświata przyspiesza, czyli $q > 0$.

Trudno powiedzieć, jak mogło przebiegać rozszerzanie się Wszechświata w czasach wcześniejszych niż 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu. Zakłada się często, że energia próżni jest zmagazynowana w stanie metatrwałym w całkiem wczesnej epoce. Rozkład energii ma kształt kapelusza meksykańskiego patrz rysunek.... Energia próżni uwięziona jest w centralnym spłaszczeniu. Wypełnia przestrzeń energią. Jest to stan metatrwały. W wyniku odpowiedniego zaburzenia następuje wyzwolenie energii. Następuje eksplozja-inflacja. Energia próżni przekształca się w zwykłą materię i promieniowanie.

Uważamy dzisiaj, że gwałtowna ekspansja zachodzi:

- w czasie t około 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu,
- współczynnik skali R zwiększa się o $10^{30}, 10^{50}, 10^{100}$ razy

- temperatura Wszechświata osiągała wartość $T \approx 10^{28} K = 10^{15} GeV$,
- gęstość energii próżni uległa gwałtownemu obniżeniu.

Nie ma bezpośrednich dowodów czy w rozwoju Wszechświata nastąpił okres inflacji. Wydaje się, że faza inflacyjna w rozwoju Wszechświata jest bardzo prawdopodobna, gdyż tłumaczy niektóre tak ważne aspekty Wszechświata. Jednakże przedstawione powyżej fakty dadzą się wytłumaczyć jedynie przy założeniu, że nastąpiło gwałtownego rozszerzenia się Wszechświata. Jest to niewątpliwie pośredni dowód zajścia inflacyjnego rozszerzania. Obecnie pola skalarnie związane z energią "próżni" zwane są polami inflantonowymi.

Inflacja jest piękną ideą dostarczającą nam przekonującego wyjaśnienia, dlaczego nasz Wszechświat ma tak szczególne własności.

Dobrą analogią do modelu inflacyjnego jest następujące wydarzenie. Możemy sobie **wyobrazić proces inflacji** przez porównanie np. ze znanym stanem wody. Jeżeli podgrzewamy wodę bardzo ostrożnie to możemy wodę doprowadzić do stanu przegrzania. Najmniejszy czynnik zewnętrzny powoduje, że przegrzana woda gwałtownie-wręcz wybuchowo się zagotuje. Następuje gwałtowna zmiana fazy wody, przejście ze stanu ciekłego do stanu gazowego-pary. Wydziela się gwałtownie duża porcja energii. W taki sposób można sobie przybliżyć proces inflacji, w którym gwałtownie energia próżni wyzwala się zamieniając się częściowo w energię promieniowania względnie w masę cząstek. Także w przypadku inflacji mamy do czynienia ze zmianą fazy.

Standardowy Model Wielkiego Wybuchu jest uzupełniany często o inflację. Nie można wykluczyć, że w około $10^{-36}s$ po Wielkim Wybuchu gęstość energii próżni zrówna się z gęstością energii promieniowania. Wtedy następuje **faza inflacyjna**. Po jej zakończeniu znowu dominuje gęstość energii promieniowania. Kontynuowana jest faza promieniowania. Rozszerzanie przebiega zgodnie z fazą promieniowania. Wtedy zmiany gęstości energii przebiegały by jak to jest zaprezentowane na rysunku (patrz Reeves fig 5RC)

8.2.3 Monopole magnetyczne

Teoria wielkiej unifikacji oddziaływań GUT wymaga istnienia monopoli magnetycznych. Idea monopoli sięga lat trzydziestych ubiegłego wieku. Już znacznie wcześniej zastanawiano się nad ich istnieniem. W klasycznej elektrodynamice mówimy tylko o monopolach elektrycznych, o ładunkach elektrycznych. Nie uwzględnia się monopoli magnetycznych. Maxwell w swojej teorii w ogóle nie brał ich pod uwagę. Tą asymetrią zajął się już w roku 1931

P.A.M. Dirac i wprowadził monopole magnetyczne. Dzięki temu udało się Diracowi przeprowadzić kwantyzację ładunku elektrycznego.

Monopole magnetyczne są cząstkami elementarnymi. Wielkość ich ładunku N wynosi wg teorii GUT:

$$g_M = n \left(\frac{4\pi\hbar c}{2e} \right) \quad (8.10)$$

n jest wg Diraca liczbą równą 1. Masę monopolu określa wyrażenie:

$$M_M \geq \frac{M_X}{\alpha_s} \approx 10^{16} GeV \approx 0.02\mu g \quad (8.11)$$

przy czym M_X jest masą bozonu X występującego w teorii GUT a n liczbą całkowitą. Współczynnik α_s jest stałą sprzężenia silnego. Z tego wynika, że jego masa jest bardzo duża i jest około 10^{16} razy większa niż masa protonu.

Z kolei stała sprzężenia monopolu magnetycznego wynosi

$$\alpha_M = \frac{g_M^2}{\hbar c} = 34.25 \Rightarrow gdy \Rightarrow \alpha_{em} = \frac{e^2}{\hbar c} = 1/137 \quad (8.12)$$

Stała sprzężenia pomiędzy dipolami magnetycznymi jest wielokrotnie większa od tej dla oddziaływania pomiędzy ładunkami elektrycznymi.

Monopole magnetyczne jak to wynika z ich masy mogły powstawać tylko w czasie Wielkiego Wybuchu i to w dodatku w jego bardzo wczesnym okresie. Są to czasu 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu czyli czasy wielkiej unifikacji oddziaływań GUT. Wtedy powstała ich duża ilość. Szacuje się, że powinno powstać

$$\frac{n_M}{n_\gamma} \geq 10^{-11} \approx 10^{-2} \frac{n_B}{n_\gamma}$$

przy czym n_M, n_B, n_γ są odpowiednio liczba monopoli, barionów, fotonów w jednostce objętości. Wynika z tego, że średnio na 100 nukleonów powinien istnieć jeden monopol magnetyczny. Oznacza to, że powinniśmy z łatwością obserwować monopole magnetyczne. Mimo różnych prób nie udało się do tej pory odkryć monopoli magnetycznych. Jest to w pewnym sensie potwierdzenie istnienia inflacji i to w bardzo wczesnym etapie rozwoju Wszechświata. W wyniki inflacji gęstość monopoli powinna bardzo silnie zmaleć co potwierdzają dzisiejsze eksperymenty.

Rozdział 9

Gęstość materii we Wszechświecie

Z dotychczasowych rozważań nad ekspansją Wszechświata wynika, że jego rozwój zależy od gęstości energii ρ zawartej we Wszechświecie. Żyjemy dzisiaj w epoce, kiedy dominuje materia. Co wiemy dzisiaj o materii zawartej we Wszechświecie, jaką wartość przyjmuje parametr Ω , czyli względna gęstość materii-energii. Materia może występować pod różną postacią. Astrofizycy szacują, że

- **materia barionowa świecąca**, czyli masa obiektów, które są obserwowane dzięki światłu, które dociera do nas (gwiazdy, galaktyki, świecący pył i gaz składające się głównie z barionów). Okazuje się, że względna gęstość tej formy masy wynosi:

$$\Omega_{mswiec} \approx 0.005 - 0.01 \quad (9.1)$$

- **materia barionowa** występuje także jako **nie świecąca**. Mogą to być chociażby w postaci czarnych dziur. Szacuje się, że udział tej formy materii, ciemnej materii barionowej wynosi:

$$\Omega_{mciemna} \approx 0.1 \quad (9.2)$$

- **nieświecąca materia niebarionowa**. Jej udział wydaje się być znaczący. W skład tej formy materii zaliczamy **neutrino**. Wiemy dzisiaj z eksperymentów nad oscylacjami neutrinowymi, że ich masa jest wprawdzie różna od zera ale mała. Mimo, że neutrin we Wszechświecie jest bardzo dużo ich neutrin w masie niebarionowej jest mały. Przypuszczalnie największy udział mają t.zw. **WIMP**'y (weakly interacting massive particle). Tymi cząstkami mogą być supersymetryczne cząstki-neutralina. Ich istnienie wynika z teorii supersymetrii o której będzie mowa znacznie później. się, że istnieją cząstki, które nie oddziałują albo których oddziaływanie jest tak małe, że nie zostały jeszcze odkryte. Ich przyczynęk

do masy znajdującej się we Wszechświecie powinien być znaczący. Szacujemy, że ich względna gęstość wynosi

$$\Omega_{niebar} \cong 0.3 \quad (9.3)$$

- **materia - energia próżni** Uważa się, że masa-energia związana z energią próżnią prezentowaną przez stałą kosmologiczną Λ wynosi:

$$\Omega_{\Lambda} \cong 0.6 \quad (9.4)$$

Całkowita masa barionowa świecąca i ciemna wynosi:

$$\Omega_{mswiec} + \Omega_{mciemna} = \Omega_m \cong 0.4 \quad (9.5)$$

Z kolei **Całkowita masa występująca pod różnymi formami**, czy to materii barionowej czy też niebarionowej daje przyczynek wynoszący:

$$\Omega_{mbar} \cong 0.4; \quad \Omega_{\Lambda} \cong 0.6; \quad \Rightarrow \Omega_{mbar} + \Omega_{\Lambda} = \Omega \cong 1 \quad (9.6)$$

Z przedstawionych oszacowań wynika, że Wszechświat powinien być płaski. Szczegóły eksperymentów dających więcej informacji o tym, że Wszechświat jest płaski zawarte będą w następnym rozdziale. Z kolei obserwacje wskazują, że ekspansja Wszechświata na obecnym etapie jest przyspieszona co świadczy, że istnieje energia próżni.

Rozdział 10

Promieniowanie reliktowe

Jedną z najważniejszych obserwacji potwierdzających model Wielkiego Wybuchu jest **promieniowanie reliktowe zwane często promieniowaniem mikrofalowym tła** (Cosmic Microwave Background-CMB). Odkrycie tego promieniowania w zasadniczy sposób przyczyniło się do rozwoju obecnej kosmologii. Pomiar jego rozkładu energetycznego, jednorodności i izotropowości w znacznym stopniu przyczyniły się do naszej obecnej znajomości historii rozwoju naszego Wszechświata. Odkrycie tego promieniowania ma długą historię i to nie tylko ciekawą ale i pouczającą.

Pierwszych obserwacji dokonano już w **roku 1941**. Wtedy to Adams i Keller badając widmo promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez cząstki cjanów zawartych w gazie międzygwiazdowym stwierdzili, że dwie z trzech linii widmowych mogły być emitowane tylko wtedy, gdy zachodziły procesy wzbudzenia pewnych poziomów w badanych cjanach i to przez promieniowanie elektromagnetyczne odpowiadające temperaturze 2.3 K. Adams i Keller nie potrafili sobie wyobrazić skąd miałyby się wziąć tego rodzaju promieniowanie w przestrzeni międzygwiazdowej. Nie potrafili tego tak ważnego odkrycia zinterpretować nie mówiąc o skorelowaniu tego efektu z promieniowaniem reliktowym, które było przyczyną obserwowanych wzbudzeń.

Z kolei w roku 1955 Emil la Roux mierzył promieniowanie, któremu przyporządkował temperaturę nieba na około 3K. Także w tym przypadku autor nie potrafił zinterpretować swojego pomiaru, nie potrafił ocenić znaczenia tej obserwacji już nie mówiąc o skojarzeniu tej obserwacji z promieniowaniem reliktowym.

Dopiero **rok 1965** stał się przełomowym rokiem. W tym roku radioastronomowie **Arno A. Penzias i Robert W. Wilson** opublikowali pracę w *Astrophysical Journal* p.t. Pomiar nadmiernej temperatury anteny przy częstotliwości 4080 MHz ($\lambda = 7.35\text{cm}$). Jak do tego doszło, jaka jest historia

tego odkrycia. W roku 1964 wykorzystując 6 m reflektor firmy Bell Telephone Laboratories autorzy chcieli zmierzyć promieniowanie radiowe Drogi Mlecznej. Okazało się, że szумы ich aparatury były znacznie większe niż tego oczekiwali. W dodatku szумы te nie zależały od kierunku, pory dnia i roku. Dokładne sprawdzenie i testowanie aparatury pomiarowej nie zmieniło pierwszych obserwacji. Należy sobie uświadomić, jak trudne były te pomiary. **Energia fotonów** mierzonych przez Penziasa i Wilsona wynosiła **0.000017 eV** podczas gdy energia fotonów **promieniowania widzialnego to 2.5 eV**. Do dzisiaj prowadzone są bardzo kosztowne pomiary różnych własności promieniowania relikтового.

Dopiero kontakt z fizykami w Princeton, w szczególności z **P.J.E. Peebles**’m uświadomił im że prawdopodobnie zmierzili promieniowanie jakiego spodziewali się fizycy zajmującymi się modelem rozwoju Wszechświata. Peebles zajmując się astrofizyką uważał, że według ówczesnych modeli rozwoju Wszechświata **musi istnieć promieniowanie, którego temperatura powinna wynosić około 10 K**. Gdyby nie istniało takie promieniowanie to zdaniem Peeblesa we Wszechświecie nie mógłby istnieć wodór - wodór który przecież stanowi około 75 materii w Wszechświecie. O konieczności istnienia promieniowania elektromagnetycznego o rozkładzie energetycznym związanym z temperaturami rzędu **10 K mówił także Gamow i jego współpracownicy**. Gamow zajmował się już od wielu lat problemem rozwoju Wszechświata.

Penzias i Wilson nie odważyli się jednak w swojej publikacji stwierdzić wprost, że odkryli promieniowanie reliktowe. Stąd tytuł ich publikacji. W tym samym numerze *Astrophysical Journal* ukazała się praca Peeblesa mówiąca o potrzebie istnienia promieniowania elektromagnetycznego odpowiadającego temperaturze niższej niż 5 K, promieniowania związanego z rozwojem Wszechświata. Uznano, że **Penzias i Wilson uchodzą za odkrywców promieniowania relikтового** - za co uzyskali zresztą nagrodę Nobla.

Mamy przykłady, które pokazują jak łatwo przejść do porządku nad obserwacjami nie wyjaśniając ich pochodzenia. W tym przypadku mamy obserwację o tak zasadniczym znaczeniu. Niewiele brakowało, aby także Penzias i Wilson nie byłiby odkrywcami tego tak istotnego efektu jakim jest promieniowanie reliktowe.

Intensywne pomiary promieniowania relikтового rozpoczęto w roku 1989. Otrzymano znakomite wyniki. Pomiary rozkładu energetycznego promieniowania relikтового to jak dotąd najdokładniejsze pomiary rozkładu promieniowania ciała doskonale czarnego. Pozwoliły na wyznaczenie **temperatury rozkładu $T=2.726$ K**. Dokładność pomiaru sięga dzisiaj 310^{-4} . W znaczącym stopniu zawdzięczamy to **satelicie COBE**. W roku 1989 wystartowała rakieta Delta, która wyniosła na wysokość 900 km **satelitę COBE (COsmic Background Explorer)**. Z czasem uzyskano jeszcze lepszą dokładność sięgającą 310^{-6} .

Fig 4/II Rozkład energii promieniowania relikтового zmierzony przez satelitę COBE

Za odkrycie i zbadanie własności promieniowania relikтового przyznano już trzy Nagrody Nobla: rok Arno A. Penzias i Robert W. Wilson; ; rok 2006 John C. Mather i George F. Smoot

Własności promieniowania relikтового

Stwierdzono, że:

- rozkład energetyczny promieniowania jest rozkładem Plancka,
- temperatura wynosi $T = 2.736 + -0.004K$,
- średnia energia fotonów wynosi około $10^{-3}eV = 10^{-15}erg$,
- liczba fotonów w jednostce objętości $n_\gamma = 411fotonw/cm^3$,
- gęstość energii fotonów: $\sim 0.3eV/cm^3$,
- tło pomiarowe: na 1000 fotonów 999 pochodzi od promieniowania relikтового.

Jak wielki jest

udział promieniowania relikтового w energii Wszechświata

. Z istniejących pomiarów wynika, że **na 310^9 fotonów przypada jeden nukleon**. Energia odpowiadająca masie jednego protonu wynosi $\sim 10^3MeV$ a masa całkowita 310^9 fotonów o średniej energii $10^{-3}eV$ daje energię całkowitą $310^6eV = 3MeV$. Wobec tego obecnie **energia promieniowania we Wszechświecie jest około 10^{-3} razy mniejsza od energii materii**.

W jaki sposób możemy określić **czas po Wielkim Wybuchu z którego pochodzi promieniowanie reliktowe**. Promieniowanie reliktowe pochodzi z okresu rozwoju Wszechświata, kiedy promieniowanie nie będzie już oddziaływać z otoczeniem, **przestało oddziaływać z materią**. Jest to chwila, gdy promieniowanie elektromagnetyczne przestało jonizować atomy powstałe w wyniku wychwytu elektronów przez jądra atomowe. W tym okresie we Wszechświecie istnieją jedynie jądra atomowe powstałe w pierwotnej nukleosyntezie. Energie jonizacji atomów zależą od pierwiastków. W przypadku atomów wodoru, najbardziej rozpowszechnionego pierwiastka, energia jonizacji jest wysoka i wynosi 13.6 eV. Rozkład energetyczny promieniowania elektromagnetycznego jonizującego jest rozkładem ciała doskonale czarnego czyli

rozkładem ciągłym Plancka zależnym od temperatury T . Jedyne wysokoenergetyczne fotony będą jonizować. Chodzi o to by ich liczba była jak najmniejsza, by rozkład Plancka nie był praktycznie deformowany. Możemy uznać, że zachodzi to wtedy, gdy $x = 10^{-4}$. Wtedy prawie wszystkie elektrony będą związane z atomami, nie będzie zachodziła jonizacja. Biorąc pod rozwagę rozkład Plancka, to $x = 0.00011$ **gdy temperatura Wszechświata spadnie do wartość $T = 2700K$. Nastąpi to około 300 000 lat po Wielkim Wybuchu.**

Promieniowanie reliktowe mierzone dzisiaj daje nam informację o stanie Wszechświata z przed ponad $13 \cdot 10^9$ laty.

W czasie od 300 000 lat po Wielkim Wybuchu do dzisiaj Wszechświat się rozszerzał. Zgodnie z tym co pokazano w rozdziale 4.3 **długość fali fotonów mierzonych obecnie powiększyła się w stosunku do długości fali pierwotnej proporcjonalnie do współczynnika ekspansji R .** Uwzględniając ten fakt musimy odpowiednio przeskalować długość fali w rozkładzie Plancka (rys.5/II). Po dokonaniu przeskalowania obserwowane obecnie rozkład promieniowania relikтового powinien być rozkładem Plancka odpowiadający temperaturze 2.73 K.

Fig 5/II Zmiana rozkładu promieniowania relikтового w wyniku ekspansji Wszechświata

Obecnie dysponujemy bardzo dokładnymi pomiarami rozkładu promieniowania relikowego wykonane przez satelity w tym przez satelitę COBE. Promieniowanie reliktowe mierzone na orbicie ziemskiej nie jest zniekształcone przez atmosferę ziemską. Zmierzony rozkład jest rozkładem Plancka ciała doskonale czarnego o temperaturze 2.73 K. Oznacza to, że scenariusz Modelu Wielkiego Wybuchu dobrze odtwarza rozszerzania się Wszechświata dobre odtwarza zachodzące procesy. Wobec tego

promieniowanie reliktowe znakomicie potwierdza model Wielkiego Wybuchu

Promieniowanie reliktowe **daje nam informacje o Wszechświecie 300 000 laty po Wielkim Wybuchu czyli praktycznie z przed $15 \cdot 10^9$ laty.**

Do dzisiaj bada się bardzo intensywnie własności promieniowania relikowego. Szczególna uwaga skierowana jest na

badania izotropowości i ziarnistości promieniowania relikowego.

Wśród projektów badawczych należy wymienić pomiary z wykorzystaniem satelitów w tym satelity COBE (od 1992) a ostatnio (2001) WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe). Bardzo ważnymi eksperymentami są eksperymenty BOOMERANG (Balloon Observation Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics), MAXIMUM, DASI (Degree Angular Scale Interferometer) przeprowadzone w latach 1998, 1999.. Aparaturę pomiarową wynoszono na wysokość ponad 30 km przy pomocy balonów stratosferycznych. Wykonano dokładne pomiary izotropowości temperatury na nieboskłonie z bardzo dobrą zdolnością rozdzielczą kątową. Usiłowano zmierzyć także polaryzację promieniowania relikowego. Dalsze duże eksperymenty, są planowane.

Z przeprowadzonych do tej pory pomiarów kształtuje się następujący obraz. Zmierzono bardzo dokładnie rozkład promieniowania relikowego. Wyznaczono **temperaturę z dokładnością sięgającą $70\mu K$, zbadano rozkład kątowy temperatur.** Okazało się, że promieniowanie jest prawie jednorodne. Odchylenia od średniej, czyli **anizotropia nie przekracza $10^{-5}K$.** Niewielkie niejednorodności temperatury są związane z **niejednorodnościami gęstości ρ .** Można powiedzieć: całe szczęście, że występują niejednorodności. Niejednorodności nawet bardzo małe powinny jednak istnieć. Lokalne zagęszczenia są bowiem centrami grawitacyjnej koncentracji materii, załączkami gwiazd, galaktyk itd.

Fig 6/II Rozkład niejednorodności temperatury wzdłuż nieboskłonu uzyskane przez satelitę COBY

Fig 7/II Rozkład gęstości fragmentu nieboskłonu zmierzonego przez eksperyment BOOMERANG i porównanie z symulacyjnymi obliczeniami.

Analiza ziarnistości promieniowania prowadzi do bardzo ważnych stwierdzeń. Porównanie wyników pomiarów z odpowiednią symulacją komputerową pozwala na stwierdzenie, że **nasz Wszechświat jest płaski.** Stwierdzono, że

$$\Omega = 1.02 \pm 0.02 \quad (10.1)$$

oraz, że:

$$\Omega_{mbar} = 4\%; \Omega_{mbarciemn} = 23\%; \Omega_{\Lambda} = 73\% \quad (10.2)$$

czyli, że **udział składowej kwantowej jest duży** Potwierdzeniem tego jest fakt, że obecnie rozszerzanie się Wszechświata się przyspiesza, co jak pokazano jest charakterystyczne dla energii próżni. Stwierdzono, że **promieniowanie relikowe określa stan Wszechświata w**

379000lat

po Wielkim Wybuchu oraz że

stała Hubble'a przyjmuje wartość

$$H = 71_{-1}^{+4} \frac{km}{sMpc}$$

Próbowano odkryć fale grawitacyjne, które powinny powstać w czasie inflacji. Polaryzacja promieniowania relikтового powinna świadczyć o istnieniu fal grawitacyjnych. Dotychczasowe pomiary są zbyt mało dokładne - nie zaobserwowano znaczących efektów polaryzacyjnych.

Mówiąc o promieniowaniu reliktowym należy także wspomnieć o

promieniowaniu reliktowym neutrinowym

. Neutrino i antyneutrino oddziałują przyczyniając się do przemian protonów w neutrony i odwrotnie. Kiedy energia neutrin spadnie poniżej pewnej granicy stają się podobnie jak fotony cząstkami swobodnymi, nie oddziałującymi. Staje się to wtedy, gdy ich energia zmniejsza się poniżej 1 MeV. Następuje to około 1 s po Wielkim Wybuchu. Rozkład ich energii jest także rozkładem Plancka (stan równowagi termicznej). Podobne rozumowanie jak dla promieniowania relikowego fotonowego mówi że obecna temperatura powinna wynosić 1.96K. Eksperymenty, chociaż znacznie trudniejsze i mniej dokładne potwierdzają istnienie promieniowania relikowego neutrinowego o odpowiedniej temperaturze.

Konkludując możemy powiedzieć, że **Promieniowania reliktowe i ich własności są dowodem na to, że model Wielkiego Wybuchu jest modelem dobrym.** Temperatury zmierzona tak dla neutrin jak i dla promieniowania elektromagnetycznego w pełni pokrywają się z przewidywaniami modelu Wielkiego Wybuchu.

<p>Promieniowanie reliktowe informuje nas o stanie Wszechświata w bardzo wczesnych fazach jego rozwoju</p>

Rozdział 11

Pierwotna nukleosynteza

Ważnym etapem rozwoju Wszechświata jest okres powstania materii, powstania nukleonów, jąder atomowych, atomów różnych pierwiastków. Produkcja pierwiastków, które dzisiaj obserwujemy zaszła **w dwu różnych etapach rozwoju Wszechświata**. Najlżejsze powstały w początkowej fazie rozwoju Wszechświata, pozostałe w epoce gwiazd, supernowych. Nas będzie interesował ten pierwszy, wczesny etap. Jest to t.zw.

pierwotna nukleosynteza

w której powstały jedynie najlżejsze atomy, atomy helu, litu, berylu, boru.

Rozważając procesy powstawania atomów we Wszechświecie musimy wkroczyć w świat cząstek i oddziaływań elementarnych. Śledzenie procesów powstania atomów wymaga znajomości przynajmniej zasadniczych własności procesów zachodzących w mikroświecie.

Historia powstania lekkich pierwiastków daje się podzielić na kilka etapów. Możemy **wyróżnić trzy**:

1. powstanie nukleonów,
2. powstanie jąder atomowych,
3. powstanie atomów.

W następnych podrozdziałach będziemy rozpatrywać poszczególne etapy prowadzące do powstania atomów.

Właściwy proces powstania atomów w pierwotnej nukleosyntezie **rozpoczął się mniej więcej 10^{-5} s po Wielkim Wybuchu**. Wtedy dominowało promieniowanie **zakończył się z chwilą utworzenia atomów około 10^5 lat po Wielkim Wybuchu**. Jest to chwila, kiedy promieniowanie już nie oddziaływało z atomami. **Wszechświat stał się przezroczysty dla promieniowania**

elektromagnetycznego. Promieniowanie reliktowe pochodzi właśnie z tego okresu.

Aby odtworzyć przebieg powstania atomów musimy znać z jednej strony historię rozszerzania się Wszechświata, historię zmian temperatury panującej w czasie rozwoju Wszechświata. Temperatura decyduje o szybkości zachodzenia poszczególnych etapów produkcji. Określa rozkłady energii oddziaływujących cząstek tak bozonów jak i fermionów. **Rozkłady energetyczne zależą od temperatury panującej we Wszechświecie.** Zgodnie z naszym modelem ekspansji jego temperatura będzie się zmieniać następująco:

$$T \approx \frac{10^{10} K}{t^{1/2}} \quad (11.1)$$

Wszechświat w tej fazie rozwoju będzie składał się z bozonów i fermionów. Cząstki o spinie własnym wynoszącym 1 (całkowitym) w jednostkach \hbar nazywamy barionami. Z kolei fermionami są cząstki o liczbie kwantowej krętu $1/2$ (połówkowej).

Rozkład energetyczny bozonów o spinie 1 odpowiadał rozkładowi ciała doskonale czarnego. Rozkład pędowy bozonów będących w stanie równowagi opisuje **rozkład Bose-Einsteina**. Bozonami są fotony. Pamiętając, że foton o energii E ma pęd $E = pc = h\nu$ liczba cząstek w jednostce objętości z pędem w przedziale $p, (p + dp)$ wynosi:

$$N(E)dp = \frac{p^2 dp}{\pi^2 \hbar^3 [\exp(E/k_B T) - 1]} \left(\frac{g_\gamma}{2}\right) \quad (11.2)$$

gdzie g_γ jest liczbą podstanów magnetycznych bozonu. Foton ma dwa podstany magnetyczne $L_3 = +1, -1$, czyli $g_\gamma = 2$.

Gaz fermionowego, gaz cząstek o spinie połówkowym z kolei **opisany jest przez rozkład Fermiego-Diraca**:

$$N(E)dp = \frac{p^2 dp}{\pi^2 \hbar^3 [\exp(E/k_B T) + 1]} \left(\frac{g_f}{2}\right) \quad (11.3)$$

gdzie m jest masą fermionów, p ich pędem a g_f liczbą ich stanów spinowych.

Rozkłady te nie są takie same. Okazuje się, że tak **gęstość energii składowej bozonowej ρ_B jak i składowej fermionowej ρ_F** wykazują taką samą zależność od temperatury przy różnych czynnikach proporcjonalności:

$$\rho_B \propto T^4 \quad \rho_F \propto T^4 \quad (11.4)$$

Ze zmianą temperatury w czasie ekspansji będzie zmieniać się skład fermionów i bozonów. Jednym z procesów to **kreacja fermiony przez fotony** w tym kwarków. Z obniżaniem się temperatury energia fotonów będzie maleć czyli

nie będą mogły powstawać kwarki o wyższych masach. Generalnie w czasie ekspansji będzie spadała szybko liczba najcięższych bozonów oraz najcięższych fermionów czyli będzie się zmieniał czynnik N . Wobec tego jak można przypuszczać powstawanie złożonych układów jakimi są nukleony i cięższe jądra będzie zależeć od aktualnej temperatury we Wszechświecie, w czasie jego ekspansji.

Tak długo będziemy mogli mówić o równowadze jak długo odwrotność średniej liczbie zderzeń $W = \langle Nv\sigma \rangle$, będzie większa od czasu ekspansji Wszechświata, czyli $W \gg (t^{-1})$ gdzie N to liczba zderzających się cząstek, v ich prędkość względna a σ przekrój czynny na zderzenia. Ponieważ ten warunek jest spełniony możemy uznać, że rozkłady energetyczne cząstek są opisane przez poprzednio zaprezentowane rozkłady dla stanów równowagowych.

Rozdział 12

Powstanie nukleonów

Elementarnymi cegiełkami z których zbudowane są atomy to kwarki i leptony. Mamy 6 różnych leptonów i 6 różnych kwarków. **Leptonami** są elektron e^- , mion μ^- , cząstka τ^- oraz odpowiadające im neutrino ν_e , ν_μ i ν_τ . **Kwarki** oznaczamy u, d, c, s, t, b czyli odpowiednio kwarki: up (górny), down (dolny, charm (uroczy), strange (dziwny), top i beautyfully (piękny). Kwarki unoszą ładunek elektryczny $2/3e^+$ względnie $1/3e^-$. Kwarkom i leptonom odpowiadają ich antycząstki. Dla przykładu antyelektronem jest pozyton czyli elektron dodatnio naładowany elektrycznie (e^+). Podobnie kwarkowi np. kwarkowi u odpowiada antykwark \bar{u} . Antykwark u ma takie same własności co kwark u jest jedynie dodatnio naładowany.

‘ W przyrodzie występują **cztery oddziaływania elementarne**. Są to w kolejności od najsłabszego do najsilniejszego odpowiednio oddziaływania grawitacyjne g, słabe w, elektromagnetyczne em oraz silne s. Oddziaływania traktujemy na gruncie **kwantowej teorii oddziaływań związanej z wymianą odpowiednich kwantów oddziaływania**. Kwanty oddziaływania są bozonami. W przypadku oddziaływania silnego są to gluony, elektromagnetycznego kwanty γ . Kwantami oddziaływania słabego są bozony pośredniczące W^+ , W^- , Z^0 , grawitacyjnego grawitony \tilde{g} .

Leptony i kwarki różnią się przede wszystkim sposobem oddziaływania. Leptony oddziałują grawitacyjnie (g), słabo (w), a te które są naładowane także elektromagnetycznie (em). Z kolei kwarki q oddziałują grawitacyjnie(g), słabo (w), elektromagnetycznie (em) oraz silnie(s).

Kwarki i leptony powstają w procesach kreacji. Proces odwrotny polega na tym jest to ich anihilacja. Proces kreacji może zajść jedynie wtedy, gdy bozony mają odpowiednią energię. Kwarki mogą kreować kwanty oddziaływania silnego czyli gluony-g, cząstki naładowane czyli kwarki i leptony naładowane kreują kwanty promieniowania elektromagnetycznego czyli fotony a bozony oddziaływania słabego mogą kreować leptony i kwarki. **Za-**

chodzą procesy kreacji względnie anihilacji dla poszczególnych oddziaływań. Oznacza to, że w oddziaływaniu silnym gluony będą kreować pary kwark-antykwar ($g \leftrightarrow (q\bar{q})$), w oddziaływaniu em: $\gamma \leftrightarrow (l^-l^+), (q\bar{q})$ a w oddziaływaniu słabym bozon słabego oddziaływania $W^+, W^-, Z^0 \leftrightarrow (l\bar{l}), (q\bar{q})$,

Pomiędzy procesem **kreacji i anihilacji będzie istniała równowaga** tak długo dopóki energia promieniowania nie zmaleje na tyle, że nie będą mogły zachodzić procesy kreacji. Wtedy ze względów energetycznych produkcja jest zaniechana a istniejące cząstki i antycząstki będą anihilować.

W czasie ekspansji Wszechświata maleje temperatura co powoduje, że najcięższych bozonów i leptonów będzie coraz mniej. Proces zaniku odpowiednich cząstek będzie przebiegał powoli. Po pewnym czasie **Wszechświat będzie się składał przede wszystkim z kwarków u, \bar{u}, d, \bar{d} oraz z pozytonów e^+ , elektronów e^- , neutrin ν oraz antyneutrin $\bar{\nu}$.**

W dalszym etapie kwarki u i d będą się z sobą łączyć w wyniku oddziaływań silnych tworząc nukleony, cząstki stabilne lub prawie stabilne czyli **protony i neutrony**. Protony i neutrony są układami składającymi się z trzech kwarków walencyjnych o następującym składzie:

$$|p\rangle = |uud\rangle \quad |n\rangle = |udd\rangle \quad (12.1)$$

Protony i neutrony uzyskują masę około 1000 MeV.

Okazuje się, że w

$t = 10^{-5}$ s **po Wielkim Wybuchu, gdy temperatura osiągnęła $T = 310^{12} = 300\text{MeV}$ Wszechświat będzie składał się jedynie z protonów, neutronów, elektronów, neutrin i promieniowania.**

Dalszy scenariusz produkcji atomów zależy **bardzo silnie od różnicy mas protonu i neutronu:**

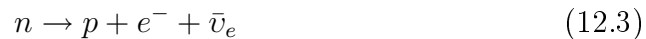
1. $m_n = 939.56563 \pm 0.00028\text{MeV}$
2. $m_p = 938.27231 \pm 0.00028\text{MeV}$
3. $\Delta(m) = 1.293318 \pm 0.000009\text{MeV}$

Pomiędzy neutronami i protonami ustala się równowaga zmieniająca się wraz z temperaturą. Zgodnie z prawem Maxwella-Boltzmana stosunek liczby neutronów do liczby protonów w jednostce objętości zmienia się

następująco:

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(\frac{-(m_n - m_p)c^2}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{-(\Delta m)c^2}{k_B T}\right) \quad (12.2)$$

Stosunek ten jest modyfikowany przez dodatkowy czynnik. Neutron nie jest cząstką stabilną. Neutrony swobodne rozpadają się. **Rozpad promieniotwórczy neutronu** jest procesem słabym z czasem rozpadu $\tau = 887 \simeq (10^3)\text{s}$ przebiega następująco:



Rys x.3 prezentuje zmianę w czasie stosunek liczby n do p

rys reeves 8R.b

W wyniku tych efektów w czasie rozwoju Wszechświata będzie zmieniał się stosunek liczby protonów N_p do liczby neutronów N_n następująco:

- W $t = 10^{-2}\text{s}$ po Wielkim Wybuchu gdy temperatura osiągnie $T = 10^{11}\text{K} = 10\text{MeV}$ **stosunek** $N_n/N_p \cong 0.8$. Wtedy gęstość materii we Wszechświecie wynosi $\rho = 10^9 \rho_{woda}$, rozmiary Wszechświata $R \sim 1$ lat świetlnych
- w $t \cong 10^{-2}\text{s}$ gdy **temperatura spadnie do** $T \cong 10^{10}\text{K}$ to wtedy N_n/N_p spadł do około 0.3

Dalszy spadek liczby neutronów zostaje spowolniony a nawet na chwilę zahamowany. Znaczącą rolę zaczynają odgrywać procesy, w których protony i neutrony oddziałują z leptonami. Będą to procesy zachodzące w wyniku oddziaływań słabych (w). Reakcjami **hamującymi ubytek neutronów** to głównie procesy:



Dla dalszego losu Wszechświata ważna jest przede wszystkim pierwsza reakcja w której neutrino oddziałując z protonami produkują neutrony. Aby ta reakcja mogła zajść neutrino muszą mieć energię większą, niż suma różnicy mas neutronu i protonu $\Delta(m)$ oraz masy elektronu m_e ($m_e=0.51\text{MeV}/c^2$) czyli:

$$E_\nu \geq (1.3 + 0.5)\text{MeV} \quad (12.5)$$

Wprawdzie przekroje czynne na tego typu reakcji zachodzące w wyniku oddziaływania słabego są bardzo małe (rzędu 10^{-42}cm^2) tym niemniej prawdopodobieństwo zajścia tych reakcji jest znaczące, gdyż gęstość nukleonów a także leptonów biorących udział w reakcji jest duża.

Znamy dobrze przekroje czynne na reakcje prowadzące do powstania nukleonów. Odpowiednie reakcje jądrowe przy bardzo niskich energiach są intensywnie badane. Znamy także rozkłady energetyczne oddziaływujących cząstek. Rozkłady te zależą od temperatury Wszechświata a tą z kolei określa Model Wielkiego Wybuchu. Możemy obliczyć intensywność zachodzących reakcji i ich wpływ na liczbę neutronów. W wyniku tego otrzymujemy skorygowany udział protonów i neutronu w tej fazie rozwoju świata. Okazuje się, że

- Wszechświat w chwili $t \cong 10^{-1}s$, gdy temperatura osiągnie wartość $T = 310^{10}K = 3MeV$ zawiera **1.5 razy więcej protonów niż neutronów**. W chwili $t = 1s$ sekundzie po Wielkim Wybuchu gdy temperatura osiąga $T = 10^{10}K = 1MeV$. neutrina nie będą już więcej oddziaływały z nukleonami, gdyż ich energia stała się zbyt mała.

Wobec tego

Neutrino nie oddziałują więcej z materią, stają się cząstkami swobodnymi

. Sytuacja jest analogiczna jak dla promieniowania elektromagnetycznego, jak w przypadku promieniowania relikowego. Neutrino te obserwujemy dzisiaj jako promieniowanie relikowe neutrinowe o rozkładzie energii **odpowiadającej temperaturze** $T_\gamma = 1.4T_\nu$.

Ponieważ proces odtwarzania neutronów zanikł liczba neutronów zaczyna znowu maleć w wyniku ich rozpadu promieniotwórczego. Dla temperatury, której odpowiada energia $k_B T = 0.87MeV$ stosunek $N_n/N_p \cong 0.23$. Od tego momentu liczba neutronów i protonów będzie zmieniać w czasie. Stosunek ich liczby będzie ulegał czasowej zmianie następująco:

$$\frac{N_n(t)}{N_p(t)} = \frac{0.23e^{t/\tau}}{1.23 - 0.23e^{t/\tau}} \quad (12.6)$$

przy czym $\tau = 896 \pm 10s$ jest czasem życia neutronu.

- $t = 10^2s$ po Wielkim Wybuchu **liczba protonów będzie sześciokrotnie większa od liczby neutronów**. Nasz świat składał się w tym okresie z fotonów, neutrin, antyneutrin i niedużej ilości elektronów i nukleonów. Wtedy temperatura osiągnęła $T = 10^9K = 0.1MeV$, rozmiary Wszechświata wynosiły około 100 lat świetlnych ($10^{20}cm$) a średnia gęstość $\rho = 40\rho_{wody}$.

Rysunku 1/III przedstawia zmianę stosunku liczby neutronów do liczby protonów w czasie rozwoju Wszechświata zgodnie z zaprezentowanym scenariuszem.

Fig 1/III Zmiana stosunku neutronów do protonów

Gdyby neutrony nie wiązały się z protonami w jądra atomowe nastąpiłby całkowity zanik neutronów we Wszechświecie. Neutrony są w jądrach atomowych tak mocno związane, iż ze względów energetycznych nie będą mogły się rozpadać. **Zanik neutronów ulega zahamowaniu, zatrzymaniu.** Gdyby neutrony nie wiązały się to Wszechświat dzisiaj "wyglądałby" zupełnie inaczej.

W tym miejscu dobrze sobie uświadomić w jaki sposób rozwój naszego Wszechświata, nasz **los zależy od wartości stałych fizycznych.** Ekspansja Wszechświata zależy w znaczący sposób od wartości stałej grawitacyjnej G , rozkłady energii od prędkości światła c , od stałej Plancka \hbar itd. Należy zauważyć, jak bardzo los naszego Świata zależy od mas, różnicy mas protonu i neutronu. Gdyby różnica mas pomiędzy neutronem i protonem była inna proces zaniku przebiegałby szybciej lub wolniej. Gdyby m_p była wyższa niż m_n to nie powstałyby jądra atomowe z wyjątkiem może helu², nie byłoby atomów poza wodorem, czyli nie byłoby naszego Świata, nie byłoby nas. A przecież masa neutronu jest większa od masy protonu około *0.2procenta* – $2MeV$ na $1000MeV$.

Rozdział 13

Powstanie jąder atomowych

13.1 Powstanie jąder deuteru

Od około 10^{-5} s po Wielkim Wybuchu gdy temperatura spadła do $T \approx 310^{12}K = 300\text{MeV}$ kwarki łączyły się w sposób trwały tworząc protony i neutrony. **Nukleony oddziałują z sobą** poprzez siły jądrowe. W wyniku tych oddziaływań tworzą układy złożone - jądra atomowe. Pierwszym procesem wiążącym neutrony z protonami to **tworzenie jąder deuteru**. Zachodzi to w wyniku reakcji wychwytu:



przy czym energia emitowanych fotonów wynosi 2.23 MeV i jest równa energii wiązania jąder deuteru. **Neutrony w jądrach deuteru są tak silnie związane, że nie mogą się rozpaść**. Jest to wobec tego proces zapobiegający ubytkowi neutronów we Wszechświecie. Jądra deuteru mogą dysocjować czyli rozpaść się na nukleony je tworzące. Muszą jednak istnieć fotony swobodne mające energię nie mniejszą niż 2.23 MeV. Proces odwrotny czyli reakcja fotojądrowa prowadzi do dysocjacji jąder deuteru czyli:



W miarę rozwoju rozszerzania maleje temperatura panująca we Wszechświecie. Fotodysocjacja staje się coraz mniej prawdopodobna. Pytanie - **kiedy prawdopodobieństwo dysocjacji staje się bardzo małe, zanedbywalnie małe**. We Wszechświecie będzie coraz więcej jąder deuteru. Ma to zasadnicze znaczenie dla historii tworzenia atomów.

Znaczącą rolę w określeniu tej chwili będzie grała relatywna gęstość η . Określa się ją jako iloraz liczby barionów N_b w jednostce objętości do liczby

fotonów N_γ w jednostce objętości czyli:

$$\eta = \frac{N_b}{N_\gamma} \quad (13.3)$$

Z analizy promieniowania relikowego oszacowano, że $\eta \approx 10^{-9}$.

Wobec tak dużej przewagi fotonów nad nukleonami określenie temperatury przy której fotodysocjacja jąder deuteru staje się zanedbywalnie mała wymaga szczególnej uwagi. W rozkładzie energii fotonów wysokoenergetyczny „ogon” będzie odgrywać istotną rolę. W jakiej temperaturze będzie można zaniedbać fotodezintegrację. Rozkład energetyczny określający liczbę fotonów o energii $(E, E + dE)$ ma następującą postać:

$$n(E)dE = \frac{8\pi E^2}{(hc)^3} \exp - \left(\frac{E}{k_B T} \right) dE \quad (13.4)$$

Liczbę fotonów o energii $E > E_0$ określa całka:

$$N(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} n(E)dE \quad (13.5)$$

Względna liczba fotonów o energii $E > E_0$, czyli część liczby fotonów które będą miały energię $E > E_0$ względem wszystkich opisuje dla temperatury T określa wyrażenie:

$$f(E > E_0) = 0.42 \exp - \left(\frac{E_0}{k_B T} \right) \left[\left(\frac{E_0}{k_B T} \right)^2 + 2 \frac{E_0}{k_B T} + 1 \right] \quad (13.6)$$

Na rys 3/II prezentowany jest rozkład prawdopodobieństwa względnej liczby fotonów o energii powyżej energii E_0

Fig 3/III Rozkład prawdopodobieństwa liczby fotonów o energii powyżej E_0

Jeżeli przyjmiemy, że $E_0 = 2.23 MeV$ to wtedy

f_o	$\frac{E_0}{k_B T}$	T
10^{-9}	26.5	$10^9 K$
10^{-10}	29	$9(10^8)K$
10^{-11}	31.5	$8(10^8)K$

(13.7)

Pamiętając, że $N_b/N_\gamma = 10^9 - 10^{10}$ możemy uznać, że wszystkie neutrony są związane z protonami gdy temperatura Wszechświata będzie równa lub mniejsza od $T = 910^8 K$. Wtedy fotorozszczepienie jąder deuteru jest zanedbywalnie małe. Następuje to

- **w czasie $t = 250s$ po Wielkim Wybuchu.** W tej temperaturze $N_n/N_p = 0.19$ co oznacza, że **co najmniej 80 % protonów jest swobodnych a pozostałe są związane z neutronami.** Wtedy wszystkie neutrony są związane. a ich liczba już nie będzie maleć.

13.2 Powstanie jąder atomowych

Osiągneliśmy stan w którym składowa hadronowa materii Wszechświata składa się jedynie z jąder deuteru i protonów. Hadrony poruszają się z prędkościami, których rozkład energetyczny opisany jest przez rozkład termiczny:

$$n(E)dE \approx e^{-E/k_B T} \sqrt{E} dE \quad (13.8)$$

Protony i deuterony będą oddziaływać z sobą. Jeżeli znajdą się w zasięgu sił jądrowych będą zachodzić **reakcje jądrowe**. Aby do tego doszło muszą przewyciężyć odpychanie kulombowskie. Aby zaszła reakcja $d+p$ protony i deuterony muszą wobec tego mieć dostateczną energię, by **przewyciężyć barierę Coulombowską** występująca pomiędzy nimi. Mechanika kwantowa dopuszcza także możliwość przejścia przez barierę kulombowską w wyniku t. zw. efektu tunelowego opisanego przez prawdopodobieństwo przenikania przez narię - t.zw. czynnik Gamowa. Przekrój czynny przy małych energiach (a z takimi mamy do czynienia) uwzględniający istnienie bariery kulombowskiej będzie zależał w następujący sposób od energii:

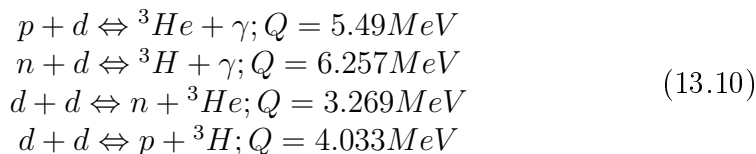
$$\sigma(E) \approx \frac{1}{v^2} e^{-2G} \Rightarrow G = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_b}{\hbar v} \quad (13.9)$$

przy czym G jest t.zw. czynnikiem przenikalności przez barierę kulombowską Gamowa. Prawdopodobieństwo zajścia reakcji będzie wobec tego zależęć od prawdopodobieństwa posiadania przez pocisk odpowiedniej energii E oraz od zależności energetycznej przekroju czynnego na analizowany proces. Uwzględniając „przekrywanie„ się rozkładów prawdopodobieństw posiadania odpowiedniej energii oraz przekroju czynnego na reakcję można obliczyć prawdopodobieństwo zajścia odpowiedniej reakcji. Figura 4/IV prezentuje barierę kulombowską a fig 5/IV prezentuje przekrywanie się odpowiednich prawdopodobieństw. Powierzchnia zakreskowana jest miarą zajścia odpowiedniej reakcji..

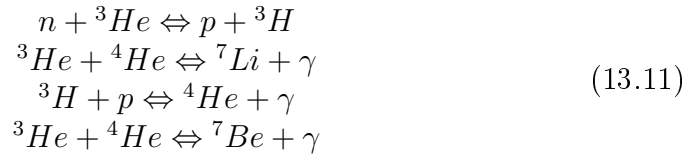
Fig 5/III prezentuje przebieg bariery kulomboskiej.

Fig 5/III Prawdopodobieństwo zajścia reakcji, „przekrywanie„ się rozkładów prawdopodobieństw

Najważniejszymi procesami w których biorą udział protony, neutrony i deuterony są:



Powoli otwierane są nowe kanały reakcji ponieważ rośnie udział takich jąder jak tryt, ${}^3\text{He}$,..... Dalszymi procesami będą takie reakcje jak:



Możliwe są dalsze procesy. Rośnie bariera kulombowska. Prawdopodobieństwo produkcji cięższych jąder będzie maleć. Powstają jeszcze różne izotopy takich pierwiastków jak Li, Be i B i ich . Te ostatnie produkowane są w śladowych ilościach.

W pierwotnej nukleosyntezie produkowane są jadra deuteru, He, Li, Be, B i ich izotopy

Od czego zależy abundancja pierwiastków powstałych w pierwotnej nukleosyntezie. Musimy znać temperatury panującej we Wszechświecie. Te określa model Wielkiego Wybuchu. Z kolei przekroje czynne na poszczególne reakcje przy bardzo małych energiach są potrzebne. Są one dobrze znane. Produkcja pierwiastków należy od parametru $\eta = \frac{N_b}{N_\gamma}$. Czynnikiem ten wpływa na wielkość produkcji jąder deuteru będących punktem wyjścia bardziej złożonych reakcji. Im więcej fotonów tym większy jest proces fotodezintegracji. Czynnikiem η znamy tylko z pewną dokładnością. Wobec tego obliczono abundancję produkowanych izotopów poszczególnych pierwiastków w funkcji wartości czynnika η . Na rysunku xxx1 przedstawione są obliczone obfitość produkcji różnych nuklidów w funkcji czynnika η .

Fig 5/III Abundancja produkcji jąder atomowych w pierwotnej nukleosyntezie

Astrofizycy wyznaczyli **abundancję lekkich jąder powstałych w pierwotnej nukleosyntezie**. Na rysunku 5/III podane są także zmierzone wartości abundancji jąder powstałych w pierwotnej nukleosyntezie łącznie z granicami błędów eksperymentalnych. Jak to pokazuje figura 5/III doświadczalne wartości natężeń dla odpowiednich pierwiastków są opisywane, **gdy parametr η przyjmuje wartości**

$$(1.2 \leq \eta \leq 4.5) 10^{-10} \quad (13.12)$$

Zadziwiający jest fakt, że abundancję poszczególnych nuklidów opisuje ta sama wartość parametru η . Tak duża zgodność wartości eksperymentalnych z przewidywaniami Modelu Wielkiego Wybuchu potwierdza słuszność różnych założeń na których oparty jest nasz Model. Wobec tego możemy uznać, że

**Produkcja jąder w początkowej fazie rozwoju Wszechświata
(pierwotna nukleosynteza) potwierdza założenia Modelu
Wielkiego Wybuchu.**

Mówimy o czasie ($t=3-4$ minuty) po Wielkim Wybuchu, kiedy zaczyna się pierwotna nukleosynteza. Wtedy temperatura wynosiła $T = 810^8 K \simeq (0.08)MeV$. Pierwotny świat składał się w 25% z jąder $4He$. Reszta to są protony (75%) oraz w bardzo niewielkiej ilości jądra $3He$, D , $7Li$ i w śladowych ilościach takich jąder jak Be i B . gęstość materii barionowej wynosi:

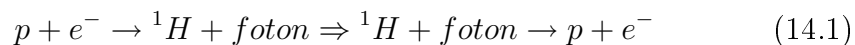
$$\rho_{barion} = (3.0 \pm 1.5)10^{-28}kgm^{-3} \quad N_b = 0.18 \pm 0.09m^{-3} \quad (13.13)$$

Jest to trzeci fakt doświadczalny po promieniowaniu reliktowym i prawie o ekspansji, który potwierdza historię rozwoju Wszechświata.

Rozdział 14

Powstanie atomów

Z powstaniem jąder atomowych rozpoczyna się proces tworzenia atomów, czyli wychwyt elektronów przez jądra atomowe. Wychwytowi elektronu przez jądro towarzyszy emisja fotonu. Oczywiście możliwy jest proces odwrotny. Jeżeli temperatura Wszechświata jest wysoka, to wtedy proces wychwytu i jonizacji są w równowadze. Mamy wobec tego następującą sytuację (na przykładzie atomu wodoru):



czyli chwywanie elektronu przez jądro wodoru związane jest z emisją fotonu, którego energia odpowiada energii wiązania fotonu w atomie. Jeżeli temperatura panująca we Wszechświecie jest dostatecznie wysoka, to istnieją fotony o wystarczającej energii, by jonizować atomy. Energie jonizacji atomów generalnie są małe. Dla atomów wodoru energia jonizacji wynosi około 10 eV. Jeżeli temperatura Wszechświata zmaleje na tyle mocno, to wtedy fotony wypełniające Wszechświat będą miały energię na tyle małą, że proces wyrwania elektronów z powłok atomowych zaniknie.

Niechaj **miarą liczby oddziaływujących fotonów z atomami będzie współczynnik x** zdefiniowany następująco:

$$x = \frac{n_s(e^-)}{n_z(e^-)} \quad (14.2)$$

przy czym n_s to liczba swobodnych elektronów powstałych w wyniku jonizacji atomów a n_z liczba związanych elektronów w atomie. Możemy uznać, że rozkład Plancka nie będzie już zniekształcany w wyniku jonizacji atomów wtedy, gdy $x = 10^{-4}$. Wtedy prawie wszystkie elektrony będą związane z atomami, nie będzie zachodziła jonizacja. Biorąc pod rozwagę rozkład Plancka, to x osiągnie wartość $x = 0.00011$ **gdy temperatura Wszechświata spadnie do wartość $T = 2700K$** . Nastąpi to około **300 000 lat po Wielkim**

Wybuchu. Wtedy praktycznie fotony przestają oddziaływać. Energia fotonów staje się tak niska (średnia energia fotonów około 0.3 eV), że jonizacja zanika. Jedynym procesem, w którym fotony mogą jeszcze oddziaływać to rozpraszanie Thomsona. Ze znajomości przekroju czynnego na ten proces i gęstości materii we Wszechświecie możemy oszacować drogę swobodną fotonów na rozpraszanie. Okazuje się, że wynosi ona około 10^{13} lat świetlnych, czyli jest o trzy rzędy wielkości większe niż obecny rozmiar Wszechświata. Wobec tego od 300 000 lat po Wielkim Wybuchu fotony będą **"podróżować" we Wszechświecie bez przeszkód**. Ich rozkład energetyczny nie ulegał już zmianie. A zatem

promieniowanie reliktowe mierzone dzisiaj daje nam informację o stanie Wszechświata z przed ponad 1310^9 laty.

Rozdział 15

Świat-Antyświat

Skoro była mowa o powstaniu materii, powstaniu atomów w pierwotnej nukleosynthese należy odpowiedzieć na pytanie o

Materia we Wszechświecie powstaje w procesach kreacji par cząstka-antycząstka. **Powstają zawsze cząstki i antycząstki** w parze. Mogą to być pary (kwark q i antykwark \bar{q}), (elektrony e^- i antyelektrony, czyli e^+) itd. Zgodnie z naszą obecną wiedzą o symetrii natury powinno powstawać tyle samo cząstek co antycząstek; elektronów i antyelektronów (pozytronów), kwarków i antykwarków itd. Wynika to z zasad zachowania takich liczb kwantowych jak liczba barionowa czy liczba leptonowa. A zatem **we Wszechświecie powinno istnieć tyle samo materii co i antimaterii**. Z obserwacji wynika, że istnieje tylko Świat. Nie obserwujemy Antyświata.

Gdyby proces powstanie świata materii i antimaterii byłby możliwy, to musiały zaistnieć warunki **bardzo szybkiego odsunięcia od siebie cząstek od antycząstek** w każdym stadium rozwoju Wszechświata. W przeciwnym przypadku spotykając się z sobą cząstki i antycząstki będą anihilować produkując odpowiednie promieniowanie. W przypadku nukleonów energia wyzwolana w wyniku anihilacji to około 2 GeV. A tak wysokoenergetycznego promieniowania elektromagnetycznego nie obserwujemy. **Trudno sobie wyobrazić** jakie procesy miałyby spowodować tak szybkie geometryczne rozdzielanie obydwu formy materii. Gdyby taki proces miałby zająć materia i antimateria tworzyłyby zamknięte obszary oddzielone próżnią. Nikomu do tej pory nie udało się tego pokazać. **By sprawdzić tą koncepcję** badano również promieniowanie kosmiczne. Także w tym przypadku nie znaleziono cząstek antimaterii. Ponieważ **promieniowanie kosmiczne** pochodzi z zewnętrznych warstw naszej galaktyki a nawet z sąsiednich galaktyk nie można tego argumentu traktować jako ostateczny dowód braku antyświata.

Jaką mamy pewność, że Wszechświat składa się tylko z materii. **Pro-**

dukcja cząstek i antycząstek następuje jednorodnie w całym Świecie. Nie obserwujemy promieniowania o takich energiach. Wobec tego, gdyby dla przykładu gwiazda składała się w połowie z materii i antimaterii to w wyniku anihilacji musiałaby wyprodukować olbrzymią energię w postaci promieniowania. Takich zjawisk jak do tej pory nie zaobserwowano. Dzisiaj

większości astronomów uważa, że Świat składa się wyłącznie z materii

Brak Antyświata jest wiązany z niezachowaniem tak ważnych liczb kwantowych jakimi są liczba barionowa i leptonowa. O asymetrii barionowej i leptonowej będzie mowa w dalszych rozdziałach.

Problem zachowania a raczej

niezachowania liczby barionowej względnie liczby leptonowej pozostaje do dzisiaj jedną z największych zagadek fizyki.

Rozdział 16

Wszechświat - jego wczesny rozwój

Pierwszy, niezwykle ważny etap rozwoju Wszechświata można uznać za zakończony. Wszechświat dotarł w omawianym do tej pory czasie do stanu w którym w zasadzie zaszły wszystkie podstawowe procesy. Elektrony są związane z jądrami atomowymi. Fotony promieniowania elektromagnetyczne nie oddziałując już z materią. Wszechświat stał się przezroczysty dla promieniowania. Istnieją atomy lekkich pierwiastków powstałych w pierwotnej nukleosyntezie. Na tym skończyły się przewidywania Modelu Wielkiego Wybuchu. Dzisiejsze obserwacje promieniowania relikтового mówią o stanie Wszechświata w 310^5 lat po Wielkim Wybuchu. Dalszy rozwój Wszechświata związany jest z procesami nie objętymi naszym Modelem. Szacuje się, że pierwsze obiekty astronomiczne jak np. gwiazdy powstały gdzieś 10^9 - 10^{10} lat po Wielkim Wybuchu. Tworzenie gwiazd, galaktyk itd. trwa do dzisiaj, czyli już około $15 \cdot 10^9$ lat. Ewolucja gwiazd prowadzi do produkcji pozostałych pierwiastków znanych w przyrodzie.

W tym miejscu można zrekapitulować osiągnięcia Modelu Wielkiego Wybuchu. Dotychczas prezentowany harmonogram rozwoju Wszechświata oparty jest na trzech faktach doświadczalnych: prawie Hubble'a, pierwotnej nukleosyntezie i promieniowaniu reliktowym. Model Wielkiego Wybuchu opisuje fakty doświadczalne, którymi dzisiaj dysponujemy. Jest to bez wątpienia jego wielkim osiągnięciem i potwierdzeniem jego słuszności. Nie oznacza to, że rozszerzenie się Wszechświata jest w pełni poznana. Istnieje sprawa punktu zerowego. Na pewno nasza wiedza nie upoważnia do sformułowania rozwoju w czasach najkrótszych po Wielkim Wybuchu. Model inflacyjny daje pewne pojęcie jak mogło przebiegać rozszerzanie w bardzo bliskich początku Wielkiemu Modelowi. Formujemy odpowiedni scenariusz w oparciu jedynie o pośrednie fakty obserwacyjne. To jest płaskość, horyzont, przyspieszenie

rozszerzania się Wszechświata. Istnieje także argument za wprowadzeniem inflacji, za wprowadzeniem energii próżni pochodzący od fizyki mikroświata. Zresztą istnieje jeszcze jeden niezwykle ważny problem o znaczeniu zasadniczym. Jest to sprawa nie istnienia antymaterii. Podobnie sytuacja z gęstością energii we Wszechświecie. Eksperymentalne obserwacje mówią, że Wszechświat jest płaski. Aby związana z tym gęstość względna $\Omega = 1$ było równa jedynie wymaga także informacji pochodzących z mikroświata.

Możemy wyobrazić sobie scenariusz rozwoju Wszechświata w czasach znacznie krótszych niż $2 \cdot 10^{-5}$ s po powstaniu Wszechświata. Aby odtworzyć historię rozwoju we wcześniejszej fazie sięgające nawet do czasu $t = 10^{-43}$ s musimy sięgnąć do fizyki subatomowej. Dzisiejsza fizyka pozwala nam na to. I jak to zostało podkreślone nawet to co mówi Model Wielkiego Wybuchu o czasach nie całkiem wczesnych, model mówiący o wręcz gigantycznych energiach wymaga tego co się dzieje w naturze na najniższych poziomach, na elementarnych poziomach. To jest wręcz niebywale. Procesy zachodzące na wielką skalę zależą od tych najbardziej elementarnych. Zresztą sam początek, epoka inflacyjna nie mogłaby być uzasadniona-prawdopodobna bez teorii unifikacji oddziaływań na najbardziej elementarnym poziomie.

Do tej pozycji uzyskaliśmy

**informacje o rozwoju Wszechświata od chwili $t = 10^{-5}$ s do czasów
rzędu 10^5 lat po Wielkiego Wybuchu**

. Jak przebiegał rozwój w czasach wcześniejszych - o tym będzie mowa w następujących rozdziałach.