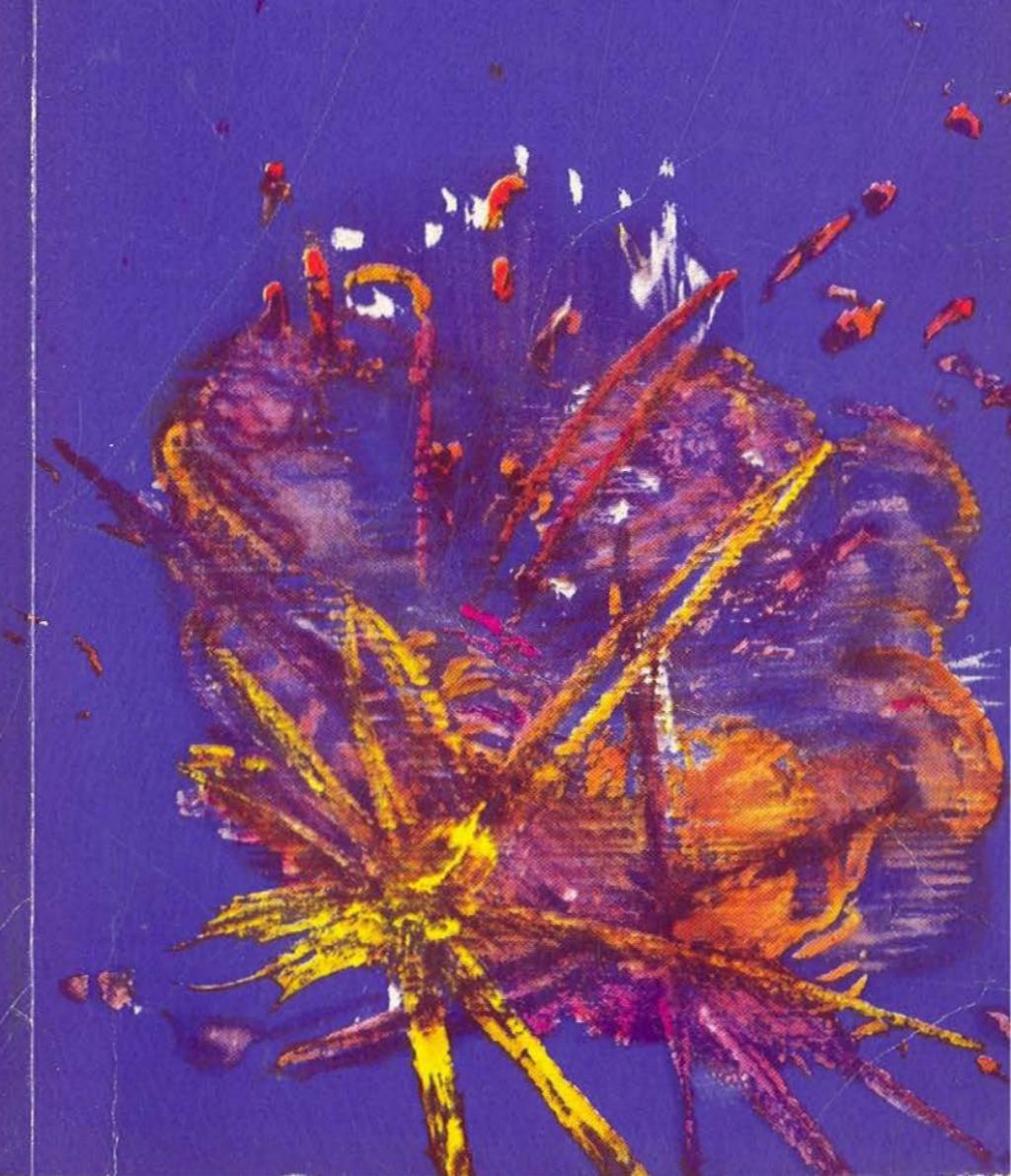


Steven Weinberg

PIERWSZE TRZY MINUTY



Wstep

Jak powstało życie? Czy istnieje życie jeszcze gdzieś poza Ziemią? Jak powstał Wszechświat?

Są to najbardziej frapujące pytania, jakie można postawić. Przez wieki pytania te stanowiły przedmiot dysput filozoficznych, nie było bowiem dostatecznych podstaw obserwacyjnych i teoretycznych do rozwiązywania tych najbardziej tajemniczych zagadek natury. Nikt się też nie spodziewał, że najpierw znajdziemy się na właściwym tropie odpowiedzi na ostatnie z tych pytań. Tropem tym było odkrycie innych galaktyk i stwierdzenie, że oddalają się one od nas tym szybciej, im dalej się znajdują. Odkrycia te — oprócz innych ważnych konsekwencji — uzasadniły sensowność pytania o „początek Wszechświata”. Trzeba w tym miejscu wyrazić podziw i uznanie dla tych „detektywów”, którzy dysponując tak znikomymi poszlakami, analizując przez wiele lat różne warianty zdarzeń, potrafili w końcu zaproponować zadowalający scenariusz rozwoju Wszechświata, zwany teorią wielkiego wybuchu.

Steven Weinberg — jeden z owych detektywów — w „Trzech pierwszych minutach” opowiada o tym, co się działo w pierwszym okresie ewolucji wczesnego Wszechświata. Trzeba sobie zdawać sprawę z tego, że

opowieść ta powstała dzięki ekstrapolacji praw fizyki zbadanych i sprawdzonych w ziemskich warunkach na obszar dla nas egzotyczny — w niezwykle wysokie temperatury i gęstości. Wprawdzie podobnych warunków nie jesteśmy w stanie wytworzyć na Ziemi ani prawdopodobnie nie spotkamy ich nigdzie we Wszechświecie, lecz na szczęście istnieją poszlaki świadczące o tym, że taka ekstrapolacja jest dopuszczalna. Należy jednak być ostrożnym i nie popadać w przesadę. Dlatego Weinberg ogranicza się w istocie tylko do pewnego wycinka historii i swoją opowieść rozpoczyna od opisu Wszechświata liczącego „już” jedną setną sekundy. Jest to bardzo istotne ograniczenie. Pytanie o to, jak powstał Wszechświat, pozostaje więc nadal otwarte. Najważniejsze jest jednak chyba to, że wiemy już, kiedy i gdzie zaczynają zawodzić istniejące teorie fizyczne.

Aby zrozumieć i wyjaśnić pierwsze etapy ewolucji Wszechświata, należy z jednej strony umieć opisać zachodzące wówczas procesy na poziomie mikroskopowym i z drugiej — uwzględnić wpływ zmian stanu materii na własności przestrzeni i czasu. Stan materii określają różne procesy zachodzące między najprostszymi składnikami — cząstkami elementarnymi. Zjawiskami tymi rządzą prawa kwantowe. Własności przestrzeni i czasu natomiast opisuje klasyczna relatywistyczna teoria grawitacji — ogólna teoria względności. Ten brak konsekwencji jest największą słabością dotychczasowych prób wyjaśnienia, co działało się we Wszechświecie przed upływem jednej setnej sekundy od momentu powstania. Nie jest to zaniedbanie czy też niedopatrzenie, ale smutna konieczność, gdyż wszystkie dotychczasowe próby zbudowania kwantowej teorii grawitacji skończyły się niepowodzeniem. Sytuacja jest rzeczywiście irytująca. Wiadomo, że z równań ogólnej teorii względności wynika, iż początek Wszech-

świata był „osobliwy” — gęstość materii była wówczas nieskończona. Taki wniosek jest jednak niezadowalający i świadczy o tym, że ekstrapolacja została posunięta zbyt daleko. Wszelkie prawa fizyki zawodzą w takim stanie osobliwym.

W ostatnich latach pojawiło się kilka prac J. Zeldowicza i jego współpracowników, w których starają się oni problem ten częściowo rozwiązać. Stosują tam wprawdzie klasyczną teorię grawitacji, ale rozpatrując procesy kwantowe biorą pod uwagę to, że zachodzą one w krzywej przestrzeni. Uwzględniając wpływ niektórych procesów kwantowych na własności przestrzeni i czasu doszli oni do bardzo ważnego wniosku, że nawet gdyby wczesny, niemowlęcy Wszechświat był bardzo nieregularny, to i tak — dzięki procesom kwantowym — nieregularności te zostałyby bardzo szybko wygładzone. Jeśli wnioski te zostaną potwierdzone, to uzyskamy wyjaśnienie bardzo ważnej kwestii — dlaczego Wszechświat w dużej skali jest taki regularny.

Warto tu dodać kilka słów wyjaśnienia. Każdy z nas obserwując niebo w nocy może się przekonać, że gwiazdy nie są rozłożone równomiernie. Od niedawna wiadomo, że oprócz wyraźnie widocznej gołym okiem Drogi Mlecznej gwiazdy tworzą wiele podobnych skupisk — galaktyk, które z kolei zgrupowane są w gromady. Obecnie dość często sądzi się, że gromady galaktyk są w przestrzeni rozłożone przypadkowo. Okazuje się jednak, że dowolnie wybrany wielki obszar przestrzeni zawiera tyle samo gromad galaktyk, ile ich zawierają inne obszary o analogicznych rozmiarach. Dokładniejszych danych o regularności Wszechświata dostarczają pomiary temperatury promieniowania reliktyowego, obszerne omawianego przez Weinberga.

Fizycy nie na długo zadowolili się takim połowicz-

nym rozwiązaniem i nadal poszukują kwantowej teorii grawitacji. Najbardziej oryginalne pomysły zawdzięczamy S. Hawkingowi. Hawking wyobraża sobie czasoprzestrzeń jako rodzaj piany. W dużej skali „bąbelki” nie byłyby widoczne, dominowałyby natomiast w małej skali, znacznie mniejszej od rozmiarów cząstek elementarnych. Trudno w tej chwili powiedzieć, co te koncepcje zmienią w naszych obecnych, zapewne dość prymitywnych wyobrażeniach o wczesnych etapach ewolucji Wszechświata. Sprawą bardzo ważną jest zatem znalezienie choćby najdrobniejszych śladów tego, co działo się w owym okresie. Jak wynika z argumentów przedstawionych przez Weinberga, takim reliktem jest jedynie skład chemiczny materii. Duża procentowa zawartość dwóch najlżejszych pierwiastków — wodoru i helu — świadczy o tym, że pod koniec trzeciej minuty istnienia, kiedy zachodził proces powstawania pierwiastków, Wszechświat był jeszcze bardzo „jasny” (zawierał bardzo dużo elementarnych składników światła — fotonów). Proces wygładzania, o którym wspominałem, prowadzi do powstania fotónów i tym samym jest on zgodny z ogólną filozofią teorii wielkiego wybuchu. Wygładzanie nie mogło być jednak doskonale, powinny pozostać pewne znikome chropowatości, z których w procesie dalszej ewolucji powstała ta cała bogata struktura galaktyk i gwiazd, urozmaicająca obraz nocnego nieba.

Od momentu odkrycia promieniowania reliktywego radioastronomowie zdawali sobie sprawę z tego, że te początkowe niedoskonałości mogły zaburzyć temperaturę tego promieniowania. Prowadzone od kilku lat bardzo dokładne pomiary temperatury promieniowania reliktywego przyniosły pierwsze pozytywne rezultaty dopiero wiosną 1979 roku. Zauważono, że w bardzo małych obszarach na niebie temperatura tego promieniowania nie jest dokładnie taka sama. Względna

różnica temperatur jest bardzo mała i wynosi około jednej stutysięcznej. Niemal w tym samym czasie dostrzeżono też pierwsze niewielkie odstępstwa rozkładu fotonów tła od zależności charakterystycznych dla promieniowania cieplnego. Obserwacje te mają wielkie znaczenie dla teorii wielkiego wybuchu.

Po pierwsze, do tej pory nie ma jeszcze zadowalającej teorii wyjaśniającej, w jaki sposób powstały galaktyki. Przypuszcza się, że galaktyki lub być może gromady galaktyk są tylko rozwiniętą formą początkowych nieregularności.

Po drugie, promieniowanie reliktywe nie powinno mieć charakteru wyłącznie cieplnego. W trakcie tworzenia się galaktyk powinny bowiem dodatkowo powstać fotony, które nie zdążyły dokładnie wymieszać się z istniejącymi wówczas fotonami promieniowania reliktywego. Dalsze badanie tych odstępstw od doskoнаłości może przyczynić się do wyjaśnienia późnych faz ewolucji Wszechświata, które nie są wcale mniej ciekawe od początkowych.

Akceptując kosmologiczne pochodzenie promieniowania reliktywego radioastronomowie uzyskali pewien wyróżniony układ odniesienia. Dzięki temu można obecnie wyznaczać prędkość Słońca i całej Galaktyki względem tego układu. Wyniki pomiarów były zaskakujące: Galaktyka porusza się z nadspodziewanie dużą prędkością. Znając prędkość względną sąsiednich galaktyk można też oszacować ich prędkość własną względem tego wyróżnionego układu. W ten sposób okazało się, że ogromne skupisko materii zawierające Galaktykę i lokalną gromadę galaktyk porusza się z dużą prędkością. Czyżby to więc był jeden z „odłamków” po wielkim wybuchu? Trudno to w tej chwili rozstrzygnąć, może się bowiem okazać, że fakt ten świadczy o nieco innym rozkładzie materii, niż to sobie wyobrażaliśmy. Wyjaśnienia tej kwestii przyniosą

zapewne najbliższe lata. Uruchomienie orbitalnego obserwatorium astronomicznego, o czym mówi się już całkiem poważnie, znacznie rozszerzy możliwości badania przestrzennego rozkładu galaktyk. Zaobserwowanie „odłamków” po wielkim wybuchu nie powinno wówczas przedstawać większych trudności. Za kilka lat zacznie też działać satelitarne obserwatorium promieniowania reliktywego i jego głównym zadaniem będzie badanie rozkładu temperatury zarówno w małych jak i w dużych obszarach na niebie.

Wśród podstawowych pytań, na które teoria wielkiego wybuchu nie jest w stanie udzielić odpowiedzi, na pierwszym miejscu postawiłbym pytanie, dlaczego nasza Galaktyka i sąsiednie zbudowane są z materii, a nie z antymaterii. Każda cząstka elementarna ma swoją antycząstkę, przy czym czasami trudno jest ją rozróżnić. W warunkach laboratoryjnych antycząstki można wytwarzać sztucznie w potężnych akceleratorach, ale w obecności materii żyją one bardzo krótko i przy pierwszym spotkaniu z cząstką anihilują zamieniając się na parę fotonów. Wydaje się jednak, że nawet gdyby Galaktyka w całości była zbudowana z antymaterii, to i tak żyjący na anty-Ziemi antyczłowiek widziałby taki sam świat, jaki my obecnie widzimy. Wyjaśnienie tego problemu może przynieść rozwijana obecnie teoria wielkiej unifikacji oddziaływań cząstek elementarnych. W świecie cząstek elementarnych siły grawitacyjne przypuszczalnie nie odgrywają żadnej roli, a zatem działają tam tylko trzy żywioły — siły elektromagnetyczne, słabe i silne. Wydaje się, że można te trzy żywioły opisać jednym formalizmem, przy czym zmieniają się wówczas niektóre fundamentalne prawa, jak choćby zasada zachowania liczby barionowej. W rezultacie na przykład niektóre cząstki elementarne uważane dotychczas za trwałe mogłyby się rozpadnąć, choć ich czas życia byłby bardzo długi — wię-

szy od wieku Wszechświata. Naruszenie zasady zachowania liczby barionowej we wczesnych etapach ewolucji Wszechświata łatwo może doprowadzić do obserwowanej nadwyżki barionów. Gdyby istotnie tak było, uzyskalibyśmy dowód powiązań własności podstawowych procesów zachodzących między cząstkami elementarnymi z własnościami całego Wszechświata.

Inny problem, którego nie potrafi jeszcze wyjaśnić teoria wielkiego wybuchu, związany jest z obserwacjami promieniowania reliktywego. Dokonując radiometrycznych pomiarów temperatury w jakimś małym obszarze nieba, a następnie przesuwając antenę co najmniej o 30° w jakimkolwiek kierunku, możemy zaobserwować fotony, które nigdy przedtem ze sobą nie oddziaływały. Chociaż fotony te, jak powiadamy, zostały wysłane z obszarów, które nie są ze sobą przy czynowo związane, to jednak ich energia jest taka sama. Żadna z istniejących teorii nie jest w stanie wyjaśnić, dlaczego tak się dzieje. Przypuszcza się, że to wyrównanie temperatur następuje bardzo wcześnie i odpowiedzialne są za nie procesy kwantowe, w tym również efekty kwantowej teorii grawitacji.

Jeśli chodzi o tytuł książki Weinberga, to można zapytać, czy warto zajmować się tak krótkim fragmentem historii Wszechświata, liczącego przecież kilkaście miliardów lat. Sekundy czy lata są umownymi jednostkami i nie są dobrymi miernikami upływu czasu we Wszechświecie. W rozszerzającym się Wszechświecie wypełnionym promieniowaniem bardziej adekwatną miarą upływu czasu powinna być względna zmiana rozmiarów lub temperatury promieniowania. Gdybyśmy przyjęli taki wzorzec czasu, pierwsze trzy minuty trwałyby w tej skali znacznie dłużej niż cały następny okres ewolucji. Przyzwyczailiśmy się jednak do sekund i lat tak bardzo, że stosujemy je również

do określania wieku Wszechświata. Należy jednak pamiętać, że Wszechświat ma własny, inny zegar.

Teoria wielkiego wybuchu korzysta ze znanych praw fizyki oraz z ważnego założenia, że podstawowe stałe fizyczne nie ulegają zmianie w czasie. Stałe fizyczne to osobny problem — dlaczego mają takie, a nie inne wartości, tego nikt nie jest w stanie wyjaśnić. Gdyby wartości stałych fizycznych zmienić tylko nieznacznie, na przykład o kilka procent, zmieniłoby to obraz Wszechświata dość radykalnie. W tym zmienionym Wszechświecie nie istniałyby gwiazdy i Słońce, nie mogłyby powstać ciężkie pierwiastki, a więc prawdopodobnie nie mogłyby też powstać życie.

Znany fizyk amerykański, John Wheeler, powiada, iż stałe fizyczne mają taką wartość, jaką mają, tylko dlatego, że my istniejemy. Jest to oczywiście przesada — skłania ona jednak do rozważań nad podstawowymi zależnościami występującymi między materią nieożywioną i żywą. Być może stałe fizyczne nie są w ogóle stałymi, lecz tylko bardzo wolno zmieniającymi się w czasie. Nawet najbardziej precyzyjne pomiarły nie wykryły jednak żadnych oznak takich zmian. Wspominam o tych możliwościach, aby podkreślić kruchosć podstaw, na których zbudowane są nasze wyobrażenia o ewolucji Wszechświata.

Na zakończenie jeszcze kilka słów o autorze „Pierwszych trzech minut”. Steven Weinberg, profesor Uniwersytetu Harvard i pracownik naukowy Smithsonian Astrophysical Observatory, otrzymał w 1979 roku Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za prace nad zunifikowaną teorią oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, która jest, być może, początkiem wielkiej unifikacji oddziaływań cząstek elementarnych. W dziedzinie kosmologii interesują go głównie pierwsze etapy ewolucji Wszechświata i teoria powstawania galaktyk. Jest autorem podręcznika teorii względności i kosmo-

logii. Lektura jego „Pierwszych trzech minut” nie jest łatwa i często wymaga od Czytelnika skupienia oraz wysiłku, bez których zgłębianie tajemnic początku Wszechświata nie może się przecież obejść.

Marek Demiański

Moim Rodzicom

Przedmowa

Książka ta narodziła się z wykładu, który wygłosiłem na otwarcie Studenckiego Ośrodka Naukowego w Harvardzie w listopadzie 1973 roku. Prezes i wydawca Basic Books, Erwin Glikes, dowiedział się o tym wykładzie od naszego wspólnego przyjaciela, Daniela Bella, i namówił mnie, abym rozwinał wygłoszony tekst w książkę.

Nie byłem początkowo entuzjastą tego pomysłu. Wprawdzie od czasu do czasu prowadzę niewielkie badania w dziedzinie kosmologii, ale praca moja jest znacznie bardziej związana z fizyką mikroświata — z teorią cząstek elementarnych. Ponadto w ostatnich kilku latach nastąpiło niezwykłe ożywienie w fizyce cząstek elementarnych, a ja spędzałem wiele czasu z dala od niej, pisząc niefachowe artykuły do różnych czasopism. Bardzo pragnąłem cały swój czas poświęcić mojemu naturalnemu środowisku — „Physical Review”. Nie przestałem jednak zastanawiać się nad pomysłem książki o wczesnym Wszechświecie. Cóż może być ciekawszego od problemu Genesis? Co więcej, we wczesnym okresie Wszechświata, szczególnie w pierwszej jednej setnej sekundy, problemy teorii cząstek elementarnych splatają się z problemami kosmologii. Ponadto, właśnie teraz nadszedł odpowiedni

moment, aby o tym pisać, w ostatnim bowiem dziesięcioleciu szczegółowa teoria przebiegu wydarzeń we wczesnym okresie Wszechświata została powszechnie zaakceptowana jako „model standardowy”.

To cudowne móc opisać, jaki był Wszechświat pod koniec pierwszej sekundy, pierwszej minuty albo pierwszego roku. Możliwość liczbowego opisu tych stanów — obliczenie, że w takim to a takim momencie temperatura, gęstość i skład chemiczny Kosmosu miały określone, konkretne wartości — otwiera podniecającą perspektywę dla każdego fizyka. Oczywiście, nie możemy być absolutnie pewni wyników tego wszystkiego, ale sam fakt, że jesteśmy zdolni w ogóle mówić o tych problemach z jakąkolwiek wiarygodnością, jest już ekscytujący. Tę właśnie ekscytację chciałem przekazać Czytelnikowi.

Warto od razu określić krąg odbiorców, dla których ta książka jest przeznaczona. Napisałem ją dla Czytelników, którzy lubią szczegółową argumentację, lecz nie są dobrze zorientowani ani w matematyce, ani w fizyce. Mimo iż musiałem wprowadzić pewne dość skomplikowane idee naukowe, to jednak nie wykraczam w książce poza arytmetykę, a od Czytelnika nie wymagam poważniejszego przygotowania z fizyki lub astronomii. Starałem się być szczególnie ostrożny w definiowaniu naukowych terminów, zwłaszcza tam, gdzie występują one po raz pierwszy, a ponadto uzupełniłem tekst słowniczkiem terminów fizycznych i astronomicznych. Liczby, jeśli tylko było to możliwe, określałem słowami, np. „sto miliardów”, unikając konwencjonalnego zapisu naukowego: 10^{11} .

Wszystkie te zabiegi nie oznaczają jednak, że starałem się napisać książkę łatwą. Prawnik, piszący dla szerokiej publiczności, również zakłada, że jego czytelnicy nie znają pewnych pojęć i formuł prawnych, ale nie obniża z tego powodu poziomu swej wypowie-

dzi. Pozwole tu sobie na komplement: Czytelnik tej książki jawi się w mojej wyobraźni jako bystry, doświadczony adwokat, który wprawdzie nie mówi „moim językiem”, ale przed sformułowaniem własnej opinii spodziewa się jednak usłyszeć przekonywające argumenty.

Dla Czytelnika, który chciałby zapoznać się z pewnymi obliczeniami wspierającymi argumentację tej książki, przygotowałem „Suplement matematyczny”. Jest on dostępny dla każdego, kto studiował nauki ścisłe lub matematykę na wyższej uczelni. Na szczęście, najważniejsze obliczenia w kosmologii są raczej proste, a tylko niekiedy wchodzą w grę bardziej subtelne elementy ogólnej teorii względności lub fizyki jądrowej. Czytelnik, który chciałby zgłębić ową problematykę na bardziej fachowym poziomie, znajdzie spis podstawowych prac (łącznie z moimi), zamieszczony w „Propozycjach lektur uzupełniających”.

Pragnę także wyjaśnić, jaki zakres tematyczny obejmuje ta książka. Z pewnością nie porusza ona wszystkich aspektów kosmologii. „Klasyczna” dziedzina przedmiotu rozpatruje głównie obecną strukturę Wszechświata w wielkiej skali. Dotyczy między innymi takich zagadnień, jak spór o pozagalaktyczną naturę mgławic spiralnych, odkrycia przesunięcia ku czerwieni (*red shift*) widma odległych galaktyk i jego zależność od odległości oraz opierających się na ogólnej względności modeli kosmologicznych Einsteina, de Sittera, Lemaitre'a i Friedmana. Ta część kosmologii została bardzo dobrze opisana w wielu wybitnych dziełach i nie chciałem podawać tutaj jeszcze jednego pełnego jej przeglądu. Moja książka zajmuje się tylko wczesnym Wszechświatem, a szczególnie tym nowym jego obrazem, który ukształtował się pod wpływem odkrycia mikrofalowego promieniowania reliktyowego w 1965 roku.

Oczywiście teoria rozszerzania się Wszechświata jest nadal istotnym składnikiem współczesnego pojmowania jego ewolucji i właśnie dlatego byłem zmuszony potraktować drugi rozdział tej książki jako krótkie wprowadzenie do „klasycznych” aspektów kosmologii. Sądę, że rozdział ten powinien dostarczyć Czytelnikowi — nawet zupełnie nieprzygotowanemu — odpowiednich podstaw do zrozumienia najnowszych osiągnięć teorii wczesnego Wszechświata, na której koncentruje się główna treść książki. Czytelnik natomiast, który żąda przede wszystkim gruntownego wprowadzenia do tradycyjnych działów kosmologii, powinien znaleźć je w książkach wymienionych w „Propozycjach lektur uzupełniających”.

Muszę przyznać, że nie mogąc znaleźć żadnego spójnego, historycznego przeglądu ostatnich osiągnięć kosmologii, poczułem się zobowiązany, aby sam nieco poszperać i odpowiedzieć na fascynujące pytanie: dlaczego nikt nie poszukiwał mikrofalowego kosmicznego promieniowania reliktywego na długo przed 1965 rokiem (problem ten jest omówiony w szóstym rozdziale). Nie mogę oczywiście uważać swej książki za skończoną historię tych osiągnięć. Mam zbyt wiele respektu dla trudnych, wnikliwych badań nad historią nauki, aby żywić jakiekolwiek złudzenia na ten temat. Czułbym się jednak szczęśliwy, gdyby prawdziwy historyk nauki zechciał posłużyć się tą книгą jako punktem wyjścia do napisania wartościowej historii ostatnich trzydziestu lat badań kosmologicznych.

Jestem niezwykle wdzięczny Erwinowi Glikesowi i Farrelowi Phillipsowi z Basic Books za ich cenne uwagi w przygotowaniu rękopisu do druku. Trudno wprost wyrazić, jak wiele książki ta zawdzięcza radom i pomocy moich kolegów fizyków i astronomów. Szczególny trud przy czytaniu i komentowaniu poszczególnych partiów książki ponieśli: Ralph Alpher, Bernard

Burke, Robert Dicke, George Field, Gary Feinberg, William Fowler, Robert Herman, Fred Hoyle, Jim Peebles, Arno Penzias, Bill Press, Ed Purcell i Robert Wagoner. Pragnę w tym miejscu złożyć im moje gorące podziękowania. Dziękuję również Isaacowi Asimowowi, I. Bernardowi Cohenowi, Marcie Liller i Philipowi Morrisonowi za informacje o pewnych szczególnych zagadnieniach. Niezwykle wdzięczny jestem Nigelowi Calderowi za przeczytanie i wnikliwe skomentowanie pierwszej wersji pracy. Nie mogę mieć pewności, że książka w obecnej postaci jest całkowicie wolna od błędów i niejasności, ale jestem przekonany, że jest ona znacznie jaśniejsza i dokładniejsza, niż byłaby bez tej hojnej pomocy, którą miałem szczęście otrzymać.

Steven Weinberg

Cambridge, Massachusetts

Lipiec 1976 r.

Wprowadzenie: olbrzym i krowa

Powstanie Wszechświata objaśnione jest w „Eddzie młodszej”, zbiorze mitów nordyckich zebranych około 1220 roku przez islandzkiego magnata Snorriego Sturlusona. Na początku — głosi „Edda” — nie było w ogóle nic. „Nie było ani Ziemi, ani Niebios nad nią, tylko Ziejąca Ochłań, a trawy nie było nigdzie”. Na północ i południe od nicości leżały obszary mrozu i ognia, Niflheim i Muspelheim. Zar z Muspelheimu stopił trochę szronu z Niflheimu i z kropel wody wyrosł olbrzym Ymer. Co jadł Ymer? Zdaje się, że była tam również krowa, Audhumla. Ale co ona jadła? Prawda, było tam również trochę soli. I tak dalej.

Nie chcę obrażać czyjchkolwiek uczuć religijnych, nawet tych, które żywili wikingowie, ale mówiąc szczerze, nie jest to najbardziej zadowalający obraz początku Wszechświata. Pomijając nawet wątpliwości, czy owe opowieści można udowodnić, historia ta rodzi tyle problemów, ile sama rozwiązuje, a każde rozwiązanie komplikuje sytuację wyjściową.

Nie możemy jednak „Eddy” traktować tylko z uśmiechem i odzegnywać się od wszystkich kosmologicznych spekulacji — potrzeba śledzenia historii Wszechświata aż do jego początków jest bowiem nieodparta. Od zarania nowoczesnej nauki, w XVI i XVII stuleciu, fi-

zycy i astronomowie wciąż powracają do problemu pochodzenia Wszechświata.

Badania takie otaczała jednak zawsze aura niesławy. Pamiętam, że kiedy byłem studentem i zaczynałem w latach pięćdziesiątych pracę naukową (nad innymi problemami), studia nad wczesnym okresem Wszechświata traktowano powszechnie jako rodzaj zajęcia, któremu szanujący się naukowiec nie powinien poświęcać czasu. Opinie te nie były pozbawione racji. Przez dłuższy okres dziejów współczesnej fizyki i astronomii brakowało tym dyscyplinom po prostu odpowiednich eksperymentalnych i teoretycznych podstawa, na których można byłoby oprzeć historię wczesnego okresu Wszechświata.

Obecnie, właśnie w ciągu ubiegłego dziesięciolecia, wszystko się zmieniło. Teoria wczesnego okresu Wszechświata jest tak szeroko akceptowana, że astronomowie często nazywają ją „modelem standardowym”. Jest to mniej więcej ta sama teoria, która była określana jako teoria „wielkiego wybuchu”, ale uzupełniona o znacznie bardziej szczegółowy opis zawartości Wszechświata. Ta właśnie teoria jest przedmiotem książek.

Aby lepiej zorientować się dokąd zmierzamy, warto rozpocząć od historii wczesnego Wszechświata, tak jak przedstawia ją model standardowy. Jest to tylko krótki zarys — następnie rozdziałы objaśniać będą szczegółowo tej historii oraz przyczyny, dla których uwierzyliśmy w każdy z nich.

Na początku był wybuch. Nie był on podobny do tych często występujących na Ziemi eksplozji, które z określonego centrum rozprzestrzeniają się na zewnątrz, pochłaniając coraz bardziej swoje otoczenie, lecz wypełnił sobą od razu całą przestrzeń, wskutek czego każda cząstka materii została oderwana od in-

nych i odrzucona. Określenie „cała przestrzeń” w tym kontekście może oznaczać albo całość nieskończonego Wszechświata, albo też całość skończonego Wszechświata, który zakrzywia się w sobie jak powierzchnia kuli. Żadna z tych możliwości nie jest łatwa do przyjęcia, ale to nie będzie nam przeszkadzało; skończony lub nieskończony charakter przestrzeni ma minimalne znaczenie dla zrozumienia wczesnego okresu Wszechświata.

Po upływie około jednej setnej sekundy — w najwcześniejszym momencie, o którym w ogóle możemy mówić — temperatura Wszechświata wynosiła około stu miliardów (10^{11}) stopni Celsjusza. Jest to żar znacznie większy, niż panujący w środku nawet najgorętszej gwiazdy — tak wielki, że w gruncie rzeczy żaden ze składników zwykłej materii (molekuły, atomy lub nawet jądra atomowe) nie może utrzymać się w całości. Dlatego też materia po owym wybuchu składała się jedynie z rozmaitych rodzajów tzw. cząstek elementarnych, które są przedmiotem badań fizyki jądrowej wysokich energii.

Z cząstками tymi będziemy spotykać się wielokrotnie w naszej książce — na razie wystarczy podać nazwy kilku, które były najbardziej rozpowszechnione we wczesnym Wszechświecie, a bardziej szczegółowe wyjaśnienia pozostawić do trzeciego i czwartego rozdziału. Jedną z cząstek, które występowały wtedy w dużych ilościach, był elektron. Jest to ujemnie naładowana cząstka, która płynie w przewodach z prądem elektrycznym, a także tworzy zewnętrzną otoczkę wszystkich atomów i molekuł w obecnie istniejącym Wszechświecie. Innym rodzajem cząstki rozpowszechnionej we wczesnym okresie był pozyton — dodatnio naładowana cząstka o dokładnie takiej samej masie jak elektron. W obecnie istniejącym Wszechświecie pozytony powstają tylko w laboratoriach fizyki wy-

sokich energii, w niektórych przemianach radioaktywnych, w promieniowaniu kosmicznym lub też podczas takich zjawisk, jak wybuch supernowej. We wczesnym okresie Wszechświata liczba pozytonów była jednak prawie dokładnie równa liczbie elektronów. Jako dodatek do elektronów i pozytonów istniały z grubsza licząc takie same ilości różnych rodzajów neutrin, czyli widmowych cząstek bez jakiejkolwiek masy lub ładunku elektrycznego. Wszechświat ponadto wypełniony był światłem. Światła nie powinno się rozpatrywać niezależnie od cząstek — teoria kwantów uczy nas, że składa się ono z cząstek o masie zerowej i zerowym ładunku elektrycznym, zwanych fotonami. (Za każdym razem, gdy atom we włóknie żarówki przechodzi ze stanu o wyższej energii do stanu niższego, emitowany jest jeden foton. Z żarówki wybiega tak wielka liczba fotonów, że wydają się one wspólnie tworzyć ciągły strumień światła, ale komórka fotoelektryczna potrafi jednak policzyć pojedyncze fotony jeden za drugim). Każdy foton niesie ze sobą określoną porcję energii i pędu w zależności od długości fali światła. Aby opisać światło, które wypełniało Wszechświat we wczesnym okresie, możemy powiedzieć, że liczba fotonów i ich średnia energia były mniej więcej takie same, jak elektronów czy pozytonów lub neutrin.

Cząstki te — elektrony, pozytony, neutrina, foton — były ciągle wytwarzane z czystej energii i następnie po krótkim okresie życia znowu przekształcone w energię (anihilowane). Dlatego ich liczba nie była z góry określona, lecz ustalała się poprzez równowagę między procesami kreacji i anihilacji. Z tej równowagi możemy wnosić, że gęstość takiego „bulionu” kosmicznego o temperaturze stu miliardów stopni była około cztery miliardy (4×10^9) razy większa niż gęstość wody. Bulion ten był także „zanieczyszczony”

cząstkami cięższymi, protonami i neutronami, które w obecnym świecie są składnikami jąder atomowych. (Protony są naładowane dodatnio; neutrony są nieco cięższe i obojętne elektrycznie). Z grubsza szacowane proporcje wynosiły jeden proton i jeden neutron na każdy miliard elektronów lub pozytonów, lub neutrin czy fotonów. Liczba ta — miliard fotonów na cząstkę jądrową — stanowi kluczową wielkość, jaką należy wyznaczyć na podstawie obserwacji do opracowania standardowego modelu Wszechświata. Odkrycie relikto-wego promieniowania kosmicznego, omówione w rozdziale trzecim, było w istocie pomiarem tej właśnie liczby.

W miarę trwania eksplozji temperatura obniżała się, osiągając trzydziestki miliardów (3×10^{10}) stopni Cel-sjusza po około jednej dziesiątej sekundy, dziesięć miliardów stopni po jednej sekundzie i trzy miliardy stopni po mniej więcej czternastu sekundach. Było to już wystarczająco chłodno, aby elektrony i pozytony zaczęły anihilować szybciej, niż mogły się odtwarzać z fotonów i neutrin. Energia uwolniona podczas anihilacji materii chwilowo zwalniała tempo oziębienia się Wszechświata, ale temperatura nadal obniżała się, osiągając w końcu miliard stopni po pierwszych trzech minutach.

Było już wtedy dostatecznie zimno, ażeby protony i neutrony zaczęły tworzyć złożone jądra, poczynając od jądra ciężkiego wodoru czyli deuteru, które składa się z jednego protonu i jednego neutronu. Gęstość była nadal tak duża (nieco niższa niż gęstość wody), że te lekkie jądra mogły gwałtownie łączyć się ze sobą w najtrwalszy układ, czyli w jądro helu, złożone z dwóch protonów i dwóch neutronów.

Po pierwszych trzech minutach zawartość Wszechświata stanowiło głównie światło, neutrina i antyneutrina. Ilość materiału jądrowego, składającego się te-

raz z około 73 procent wodoru i 27 procent helu, była tam wciąż jeszcze niewielka, podobnie jak liczba elektronów pozostałych po etapie anihilacji elektronowo-pozytonowej. Materia ta nadal rozbiegała się, wskutek czego jej temperatura i gęstość wciąż malały. Dopiero jednak znacznie później, bo po kilkuset tysiącach lat, materia stała się wystarczająco zimna, aby elektryny przyłączyły się do jąder tworząc atomy wodoru i helu. Powstały wówczas gaz pod wpływem grawitacji zaczął formować się w „kłaczki”, które w końcu skondensowały się tworząc galaktyki i gwiazdy obecnego świata. Jednakże wszystkie składniki, z których narodziły się gwiazdy, zostały wytworzone właśnie w ciągu pierwszych trzech minut.

Naszkicowany powyżej standardowy model nie jest najbardziej zadowalającą teorią z możliwych do wyobrażenia. Problem początku, owej pierwszej setnej sekundy lub coś koło tego — jest tu, podobnie jak w „Eddzie młodszej”, pominięty wstydliwym milczeniem. Kłopotliwą sprawą była również konieczność ustalenia warunków początkowych, szczególnie proporcji fotonów do częstek jądrowych. Pragnelibyśmy dostrzec więcej logicznej konsekwencji w tej teorii.

Teorią, która wydaje się znacznie atrakcyjniejsza z filozoficznego punktu widzenia, jest tak zwany model stanu stacjonarnego, zaproponowany przez Hermanna Bondiego, Thomasa Golda i (w nieco innym sformułowaniu) Freda Hoyle'a pod koniec lat czterdziestych. Według tego modelu Wszechświat był zawsze dokładnie taki sam jak obecnie. W miarę jego rozszerzania się nowa materia jest wytwarzana w sposób ciągły, aby zapełniać luki pomiędzy galaktykami. W tej teorii zawiera się już odpowiedź na pytanie, dlaczego Wszechświat jest taki, jaki jest. Odpowiedź ta brzmi: jest on taki, ponieważ jest to jedyny sposób, aby mógł on nadal być taki sam. Problem wczesnego

Wszechświata zostaje wyrugowany: po prostu żaden wczesny Wszechświat nie istniał.

Jak więc doszliśmy do modelu standardowego? I w jaki sposób wyparł on inne teorie, takie jak model stanu stacjonarnego? Fakt, że taką powszechną opinię wytworzył właśnie nacisk danych empirycznych, a nie zmiana kierunku preferencji filozoficznych lub wpływ naukowych „mandarynów”, stanowi hołd dla obiektywizmu współczesnej astrofizyki.

W następnych dwóch rozdziałach opisane będą dwa wielkie osiągnięcia astronomii obserwacyjnej, które doprowadziły nas do modelu standardowego: odkrycie zjawiska ucieczki odległych galaktyk i zaobserwowanie słabego tła radiowego wypełniającego Wszechświat. Jest to interesująca dla historyka nauki opowieść o fałszywych początkach, traconych szansach, uprzedzeniach teoretyków i rozgrywkach osobistych.

W ślad za tym przeglądem kosmologii obserwacyjnej postaram się zebrać poszczególne dane w jeden spójny obraz warunków fizycznych we wczesnym Wszechwiecie. Pozwoli to nam prześledzić bardziej szczegółowo przebieg pierwszych trzech minut. Najbardziej odpowiednia do tego będzie technika filmu zwolnionego: klatka po klatce będziemy obserwować, jak Wszechświat rozszerza się, ochładza i kształtuje. Spróbujmy też zatrzymać nieco dalej w czasie, które wciąż jeszcze okrywa tajemnica — w czasy pierwszej jednej setnej sekundy i tego, co było przedtem.

Czy możemy rzeczywiście mieć zaufanie do modelu standardowego? Czy też nowe odkrycia przekreślą go i zastąpią jakąś inną kosmogonią lub nawet wskrzeszą model stanu stacjonarnego? Być może. Nie mogę pozbyć się uczucia nierealności przy opisywaniu pierwszych trzech minut w taki sposób, jakbyśmy rzeczywiście wiedzieli o czym dyskutujemy. Lecz jeśli nawet model standardowy zostanie w końcu zastąpiony,

to i tak spełnił już ważną funkcję w historii kosmologii. Dzisiaj bowiem rzeczą powszechnie przyjętą jest testowanie teorii fizycznych lub astrofizycznych przez sprawdzanie ich właśnie w odniesieniu do modelu standardowego. Jest on również podstawą teoretyczną weryfikacji programów obserwacji astronomicznych. Tak więc model standardowy dostarczył teoretykom i obserwatorom nader ważnego wspólnego języka, pozwalającego im na wzajemną ocenę swoich przedsięwzięć. Jeżeli pewnego dnia model standardowy zostanie zastąpiony przez lepszą teorię, to prawdopodobnie przyczynią się do tego obserwacje lub obliczenia, których źródła leżeć będą w nim samym.

W ostatnim rozdziale omówię pokrótce przyszłość Wszechświata. Może on rozszerzać się wiecznie, stając się coraz bardziej zimny, pusty i martwy. Druga możliwość przewiduje ponowne skurczanie, a więc rozpadanie się galaktyk, gwiazd, atomów i jąder atomowych z powrotem na części składowe. Wszystkie trudności, które napotykamy w zrozumieniu pierwszych trzech minut, pojawią się znowu przy przewidywaniu biegu wydarzeń w ostatnich trzech minutach.

II

Rozszerzanie się Wszechświata

Widok nocnego nieba wywiera silne wrażenie niezmienności Wszechświata. Wprawdzie chmury płyną przesłaniając księżyce, sklepienie niebieskie obraca się wokół gwiazdy polarnej, tarcza księżyca w pewnych okresach rośnie bądź maleje, wszystkie zaś planety wraz z księżycem poruszają się wśród gwiazd — wiemy jednak, że są to tylko lokalne zjawiska spowodowane ruchami wewnętrz naszego układu słonecznego. Odległe gwiazdy widzimy nieruchome.

W rzeczywistości gwiazdy poruszają się, i to z prędkością sięgającą kilkuset kilometrów na sekundę, tak więc w ciągu roku szybka gwiazda może przewędrować dziesięć miliardów kilometrów. Odległość ta jest jednak tysiąc razy mniejsza niż dystans dzielący nas od najbliższej nawet gwiazdy, toteż widzialne położenie gwiazd na niebie zmienia się bardzo wolno. (Na przykład stosunkowo szybka gwiazda Barnarda, znajdująca się 56 tysięcy miliardów kilometrów od Ziemi, porusza się w kierunku prostopadłym do linii widzenia z prędkością 89 kilometrów na sekundę, a więc przebywa w ciągu roku 2,8 miliarda kilometrów, lecz mimo to jej widzialne położenie na niebie zmienia się zaledwie o 0,0029 stopnia w ciągu roku). Zmianę widzialnego położenia bliskich gwiazd na niebie astro-

nomowie nazywają „ruchem własnym”. Widzialne pozycje odległszych gwiazd zmieniają się tak wolno, że ich ruchu własnego nie można wykryć nawet przez najdokładniejsze obserwacje.

Pragniemy pokazać tu, że owo wrażenie niezmienności jest iluzoryczne. Obserwacje, o których opowiemy w tym rozdziale, ujawniają, że Wszechświat znajduje się w stadium gwałtownego wybuchu, w którego trakcie wielkie archipelagi gwiazd, zwane galaktykami, rozbiegają się z szybkościami zbliżonymi do prędkości światła. Następnie cofniemy się w czasie i wykażemy, że wszystkie galaktyki w przeszłości musiały być znacznie bliżej siebie — tak blisko, że w gruncie rzeczy żadne galaktyki ani gwiazdy, ani nawet atomy lub jądra atomowe, nie mogły istnieć oddzielnie. Była to właśnie era, którą określamy jako „wczesny okres Wszechświata” i która jest tematem tej książki.

Nasza wiedza o rozszerzaniu się Wszechświata opiera się w istocie na fakcie, że astronomowie potrafią zmierzyć prędkość ruchu świecącego ciała ściśle wzduł linią widzenia, i to znacznie dokładniej niż prędkość tego ciała w kierunku prostopadłym (tangencjalnym) do linii wzroku. Technika pomiaru wykorzystuje znaną własność dowolnego ruchu falowego, nazywaną efektem Dopplera. Obserwując falę dźwięku lub światła wychodzącą z nieruchomego źródła, możemy zauważać, że czas, który minął między przybyciem kolejnych grzbietów fal do naszych instrumentów, jest równy czasowi między grzbietami fal wychodzących ze źródła. Jeżeli jednak źródło oddala się od nas, to okres między przybyciem kolejnych grzbietów fal jest dłuższy od okresu dzielącego grzbietы emitowane ze źródła; dzieje się tak, ponieważ każdy grzbiet fali ma trochę dłuższą drogę do przebycia w swej wędrówce do nas niż poprzedni. Okres między kolejnymi grzbietami jest równy długości fali podzie-

lonej przez jej prędkość, toteż fala wysłana ze źródła oddalającego się od nas wydaje się mieć większą długosć, niż gdyby źródło było nieruchome. (Ścisłe: względny przyrost długości fali dany jest przez stosunek prędkości źródła fali do prędkości samej fali, jak wykazano w pierwszym uzupełnieniu w suplementie matematycznym). Podobnie, jeżeli źródło zbliża się do nas, okres między nadejściem grzbietów fal jest skrócony, ponieważ każda następna fala ma krótszy dystans do przebycia i wydaje się nam, że fala ma mniejszą długosć. Jest to tak, jak gdyby ktoś podróżujący wysyłał do domu listy ze swojej trasy regularnie raz na tydzień. Kiedy oddala się on od domu, każdy kolejny list ma do przebycia nieco większą drogę niż poprzedni, tak że listy jego będą przychodzić trochę rzadziej niż raz na tydzień. W czasie powrotnej drogi do domu, każdy kolejny list będzie miał coraz mniejszą odległość do przebycia, tak że listy będą nadchodzić częściej niż raz na tydzień.

Aby łatwiej zaobserwować efekt Dopplera, wystarczy po prostu wyjść na skraj szosy i stwierdzić, że dźwięk silnika szybkiego samochodu brzmi wyżej (tj. odpowiada krótszej fali), gdy auto zbliża się do nas, niż gdy oddala się. Efekt ten został po raz pierwszy rozpatrzony zarówno dla fal świetlnych jak i dźwiękowych przez Johanna Christiana Dopplera, profesora matematyki z Pragi, w 1842 roku. Efekt Dopplera dla fal dźwiękowych sprawdził w zabawnym eksperymencie holenderski meteorolog Christopher Heinrich Dietrich Buys-Ballot w 1845 roku. Jako ruchome źródło dźwięku „zastosował” on orkiestrę trębaczów stojących w otwartym wagonie kolejowym, pędzącym przez holenderską równinę w pobliżu Utrechtu.

Doppler sądził, że jego odkrycie może wyjaśniać różnicowanie barw gwiazd. Światło od gwiazd oddających się od Ziemi powinno być przesunięte w stro-

nę fal dłuższych, a ponieważ fale światła czerwonego są dłuższe niż przeciętna długość fali światła widzialnego, gwiazdy takie powinny wydawać się czerwieńsze. Podobnie światło od gwiazd, które poruszają się w kierunku Ziemi, powinno być przesunięte w stronę fal krótszych, tak że gwiazdy te wydawałyby się bardziej niebieskie. Buys-Ballot i inni zauważali jednak szybko, że efekt Dopplera nie ma nic wspólnego z kolorem gwiazd. Wprawdzie niebieskie światło od gwiazdy oddalającej się jest przesunięte w stronę czerwieni, ale jednocześnie część jej niewidocznego ultrafioletowego światła jest przesunięta do niebieskiej części widma widzialnego, tak że sumaryczna barwa raczej się nie zmienia. Gwiazdy różnią się barwami głównie z powodu różnych temperatur powierzchni.

Jednakże efekt Dopplera nabrął wielkiego znaczenia dla astronomii w 1868 roku, kiedy zastosowano go do badania pojedynczych „linii” spektralnych. Pół wieku wcześniej, w latach 1814–1815, monarchijski optyk Joseph Fraunhofer odkrył, że gdy światło słoneczne przepuszczane jest przez szczelinę, a następnie przez szklany pryzmat, to powstające widmo barwne jest poprzecinane setkami ciemnych prążków, z których każdy jest obrazem szczeliny. (Kilka takich linii zostało zaobserwowanych przez Williama Hyde'a Wollastona już w 1802 roku, ale w owym czasie nie podjęto starannych badań). Ciemne linie zawsze stwierdzano w tym samym obszarze widma, a każda z nich odpowiadała określonej długości fali światła. Ciemne linie spektralne zostały dostrzeżone przez Fraunhofera w takich samych miejscach widma Księżyca i jaśniejszych gwiazd. Zrozumiano wówczas, że te ciemne linie powstają wskutek selektywnego pochłaniania światła o pewnych długościach fal, gdy światło przechodzi od gorącej powierzchni gwiazdy poprzez jej chłodniejszą, zewnętrzną atmosferę. Każda linia

odpowiada pochłanianiu światła przez odpowiedni pierwiastek chemiczny, toteż możliwe stało się stwierdzenie, że pierwiastki występujące na Słońcu, takie jak sód, żelazo, magnez, wapń i chrom są identyczne z pierwiastkami znymi na Ziemi. (Dzisiaj wiemy już, że długości fal ciemnych linii odpowiadają dokładnie energiom fotonów niezbędnych do przeskoku określonego atomu ze stanu o niższej energii do jednego ze stanów wzbudzonych).

W 1868 roku Sir William Huggins wykazał, że ciemne linie w widmie niektórych jasnych gwiazd są nieznacznie przesunięte ku czerwieni lub ku fioletowi w stosunku do ich normalnego położenia w widmie Słońca. Zinterpretował on poprawnie tę obserwację jako przesunięcie Dopplera, spowodowane ruchem gwiazdy do albo od Ziemi. Na przykład długość fali każdej ciemnej linii w widmie gwiazdy Capella jest większa od odpowiadającej jej ciemnej linii w widmie Słońca o 0,01 procent. To przesunięcie widma ku czerwieni wskazuje, że Capella oddala się od nas z szybkością równą 0,01 proc. prędkości światła, czyli 30 kilometrów na sekundę. Efekt Dopplera zastosowano w następnych dziesięcioleciach do badań nad prędkością ruchów protuberancji słonecznych, gwiazd podwójnych i pierścieni Saturna.

Pomiar prędkości poprzez obserwację przesunięcia Dopplera jest metodą o dużej dokładności, ponieważ długość fal linii spektralnych można zmierzyć z wielką precyją. Określenie długości falowych w tablicach z dokładnością do ośmiu cyfr znaczących nie jest niczym nadzwyczajnym. Technika ta zachowuje również swoją dokładność niezależnie od odległości do źródła światła, byleby tylko były odpowiednie warunki do sfotografowania widma obiektu na tle poświaty nocnego nieba.

To właśnie dzięki odkryciu Dopplera poznaliśmy ty-

powie wartości prędkości gwiazd, podane na początku tego rozdziału. Efekt Dopplera dostarczył nam również podstawowych danych do ustalenia odległości najbliższych gwiazd od Ziemi. Kiedy chcemy określić kierunek ruchu gwiazdy, przesunięcie Dopplera informuje nas o składowych jej prędkości, skierowanych zarówno w poprzek, jak i wzdłuż linii widzenia. W ten sposób pomiar widzialnego ruchu gwiazdy na nieboskłonie pozwala nam wnioskować, jak daleko znajduje się gwiazda. Wykorzystanie efektu Dopplera zaczęło jednak dopiero wtedy dawać wyniki cenne dla kosmologii, gdy astronomowie rozpoczęli badania widm obiektów bardziej odległych niż gwiazdy widzialne. Najpierw więc opowiemy trochę o odkryciu tych obiektów, a dopiero później powrócimy do efektu Dopplera.

Rozpoczęliśmy ten rozdział od widoku nocnego nieba. Poza księżycem, planetami i gwiazdami są na nim jeszcze dwa inne obiekty widzialne o dużym znaczeniu kosmologicznym, o których powinieneś wspomnieć.

Jeden z nich jest tak dobrze widoczny i jasny, że czasami przebłyskuje nawet przez zamglone nocne niebo miasta. Jest to pasmo światel rozciągające się wielkim łukiem wzdłuż nieboskłonu, znane od czasów antycznych pod nazwą Drogi Mlecznej. Angielski konstruktor przyrządów astronomicznych, Thomas Wright, napisał w 1750 roku interesującą książkę „Original Theory or New Hypothesis of the Universe” („Oryginalna teoria lub Nowa hipoteza Wszechświata”), w której sugerował, że gwiazdy leżą w płaskiej tafli („kamieniu młyńskim”) ograniczonej wprawdzie grubością, ale rozciągającej się na olbrzymie odległości we wszystkich kierunkach w płaszczyźnie. Układ Słoneczny leży wewnątrz tej płyty w taki sposób, że widzimy dużo więcej światła, kiedy spoglądamy z Ziemi wzdłuż płaszczyzny owej płyty, niż gdy patrzymy w jakimkolwiek

innym kierunku. To, co oglądamy, jest właśnie Drogą Mleczną.

Wiele czasu upłynęło, zanim teoria Wrighta została potwierdzona. Obecnie sądzi się, iż Droga Mleczna składa się z gwiazd tworzących razem kształt płaskiego dysku o średnicy 80 000 lat świetlnych i grubości 6000 lat świetlnych. Ma ona sferyczną aureolę (*halo*) gwiazdną o średnicy około 100 000 lat świetlnych. Całkowita jej masa jest zwykle szacowana na około 100 miliardów mas słonecznych, ale niektórzy astronomowie twierdzą, że znacznie większą masę może mieć owa rozległa aureola. Układ Słoneczny znajduje się około 30 000 lat świetlnych od środka dysku, nieco „na północ” od jego centralnej płaszczyzny. Dysk ten wiruje z szybkością około 250 kilometrów na sekundę, ukazując gigantyczne spiralne ramiona. Jakiż wspaniałe byłby to widok, gdybyśmy mogli oglądać to z zewnątrz! Cały ten układ zwykle nazywany jest teraz Galaktyką.

Drugi z interesujących kosmologicznie obiektów nocnego nieba znacznie mniej rzuca się w oczy niż Droga Mleczna. Jest to mglista plama w gwiazdozbiorze Andromedy, niełatwą do zaobserwowania, lecz wyraźnie widoczna w dobrą noc (jeżeli ktoś wie, gdzie jej szukać). Pierwszą piszą informację o tym obiekcie wydaje się wzmianka w „Księdze Gwiazd Stałych”, ułożonej w 964 roku naszej ery przez perskiego astronoma, Abdurrahmana al-Sufiego. Opisał on ten obiekt jako „małą chmurkę”. Po wprowadzeniu teleskopów zaczęto odkrywać coraz więcej takich rozciągających obiektów. Astronomowie w XVII i XVIII wieku stwierdzili, że plamy te stanowią przeszkodę w poszukiwaniach obiektów, które wydawały się naprawdę interesujące, czyli komety. Charles Messier opublikował w 1781 roku sławny katalog „Mgławice i gromady gwiazdne”, stanowiący podręczną listę obiektów „nie-

godnych" obserwacji podczas polowania na komety. Do dziś astronomowie oznaczają 103 obiekty numerami z katalogu Messiera — tak więc mgławica w Andromedzie to M 31, mgławica „Krab” to M 1 itp.

Nawet w czasach Messiera było jasne, że obiekty te różnią się między sobą. Niektóre z nich są wyraźnie gromadami gwiazd, jak Plejady (M 45). Inne — to nie-regularne chmury rozjarzonego gazu (często barwne, z jedną lub z większą liczbą gwiazd), jak Wielka Mgławica w Orionie (M 42). Dzisiaj wiemy już, że obiekty tych dwóch typów znajdują się wewnątrz naszej Galaktyki, toteż nie będą tu dalej rozważane. Trzecim rodzajem obiektów w katalogu Messiera były białe mgławice o prawie regularnym eliptycznym kształcie, z których najsłynniejszą była mgławica w Andromedzie (M 31). W miarę ulepszania teleskopów odkryto tysiące takich obiektów, a w końcu XIX wieku zidentyfikowano w niektórych z nich spiralne ramiona, także w M 31 i M 33. Ale w XVIII i XIX wieku najlepsze nawet teleskopy nie były w stanie rozdzielić eliptycznych lub spiralnych mgławic na gwiazdy, tak więc natura tych obiektów pozostawała wątpliwa.

Wydaje się, że to Immanuel Kant był pierwszym, który zaproponował hipotezę, iż niektóre z mgławic są galaktykami podobnymi do naszej. Podchwytyując teorię Wrighta o Drodze Mlecznej, Kant w 1755 roku podsunął myśl w rozprawie „Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels”, że mgławice „lub raczej ich rodzaje” są w rzeczywistości okrągłymi dyskami o rozmiarach i kształcie naszej Galaktyki. Wydają się nam eliptyczne, ponieważ większość z nich widzimy z ukosa. Są też mało widoczne, znajdują się bowiem daleko od nas.

Idea Wszechświata wypełnionego galaktykami podobnymi do naszej rozpowszechniła się na początku XIX wieku, chociaż z pewnością nie była ogólnie

akceptowana. Nadal pozostawała możliwość, że te eliptyczne i spiralne mgławice mogą okazać się jedynie chmurami wewnątrz naszej Galaktyki, podobnie jak inne obiekty z katalogu Messiera. Dużym źródłem zamieszania stały się obserwacje eksplozji gwiazd w niektórych spiralnych mgławicach. Jeśli mgławice byłyby rzeczywiście niezależnymi galaktykami, położonymi zbyt daleko od nas, aby można było rozróżnić oddzielne gwiazdy, to eksplozje te musiałyby być niewiarygodnie potężne, żeby jaśnieć tak silnie z tak ogromnej odległości. W związku z tą kwestią nie mogę powstrzymać się od zacytowania wybornego przykładu dziewiętnastowiecznej prozy naukowej.

W 1893 roku angielski historyk astronomii, pani Agnes Mary Clerke, pisała: „Dobrze znana mgławica w Andromedzie i wielka spirala w Psach Gończych należą do najbardziej godnych uwagi spośród tych, które dają widmo ciągłe; tego samego rodzaju jest z reguły promieniowanie wszystkich takich mgławic, przypominających gromady gwiazd zamglone wskutek odległości. Wniosek, że są one rzeczywiście skupiskami takich słońcopodobnych ciał, byłby jednak po- dyktowany wielką nieostrożnością. Nieprawdopodobieństwo takiego wnioskowania poświadczają wybuchy gwiazdne w dwóch z owych mgławic, w interwałach co ćwierć stulecia. Jest bowiem rzeczą praktycznie pewną, że jak bardzo odlegle by były te mgławice, gwiazdy są przecież równie oddalone; toteż jeśliby składowe tych pierwszych były słońcami, których słabutkie światło dochodzi do nas prawie zacierając się w nieporównywalnie rozległych rejonach niebieskich, to gwiazdy wybuchające musiałyby, jak dowiodł Mr. Proctor, rozbłyskiwać na taką skalę, że wyobraźnia wzbrania się od rozważania”.

Dzisiaj wiemy, że te wybuchy gwiazdne były rzeczywiście „na taką skalę, że wyobraźnia wzbrania się

od rozważania". Były to supernowe, których jasności w chwili eksplozji są zbliżone do jasności całej galaktyki. Ale w 1893 roku nie wiedziano o tym.

Problem natury mgławic spiralnych i eliptycznych nie mógł być rozstrzygnięty bez godnej zaufania metody pomiaru ich odległości. Taki „pręt mierniczy” został w końcu odkryty po uruchomieniu stacjonarnego teleskopu w Mount Wilson, niedaleko Los Angeles. W 1923 roku Edwin Hubble mógł po raz pierwszy rozdzielić mgławicę w Andromedzie na poszczególne gwiazdy. Stwierdził wówczas, że jej spiralne ramiona zawierają kilka jasnych gwiazd zmiennych o takim samym charakterze zmian jasności, jakim miały dobrze już poznane gwiazdy zmienne z naszej Galaktyki, zwane cefeidami. Było to niezmiernie ważne odkrycie, albowiem już nieco wcześniej Henrietta Swan Leavitt i Harlow Shapley z obserwatorium w Harvard ustalili, że między okresem zmienności cefeid a ich jasnościami absolutnymi istnieje ścisły związek. (Jasność absolutna jest to całkowita moc promieniowania emitowanego przez obiekt astronomiczny we wszystkich kierunkach. Jasność obserwowana jest to moc promieniowania odbieranego przez nas na każdy centymetr kwadratowy zwierciadła teleskopu. Subiektywny stopień jasności obiektów astronomicznych jest zdeterminowany raczej przez jasność obserwowaną niż przez absolutną. Oczywiście jasność obserwowana zależy nie tylko od jasności absolutnej, lecz również od odległości. Tak więc znając obie jasności — absolutną i obserwowaną — ciała astronomicznego, można obliczyć jego odległość). Hubble, obserwując jasność cefeid w mgławicy w Andromedzie i szacując ich jasność absolutną z okresu zmienności, mógł natychmiast obliczyć ich odległość, a przez to odległość do mgławicy w Andromedzie. Stosował w tym celu proste prawo proporcjonalności jasności obserwowanej do jasności

absolutnej i odwrotnej proporcjonalności do kwadratu odległości. W rezultacie otrzymał on odległość do mgławicy w Andromedzie równą 900 000 lat świetlnych, czyli ponad dziesięć razy większą niż dystans do najbardziej odległych znanych obiektów naszej Galaktyki. Szereg powtórnych kalibracji zależności między jasnością a okresem zmienności, wykonanych przez Waltera Baadego i innych, zwiększyło wprawdzie odległość mgławicy w Andromedzie do ponad dwóch milionów lat świetlnych, ale zasadniczy wniosek był oczywisty już w 1923 roku: mgławica w Andromedzie i tysiące innych podobnych — to galaktyki takie jak nasza, wypełniające Wszechświat we wszystkich kierunkach.

Nawet jeszcze przed ustaleniem pozagalaktycznego charakteru mgławic, astronomowie umieli identyfikować linie w ich widmach ze znany liniami w widmach atomowych. Dzięki temu już w latach 1910—1920 Vesto Melvin Slipher z obserwatorium Lowell odkrył, że linie spektralne wielu mgławic są nieco przesunięte ku czerwieni lub ku fioletowi. Przesunięcia te natychmiast zinterpretowano jako spowodowane przez efekt Dopplera, co wskazywało na ruch mgławic oddalający je lub zbliżający w stosunku do Ziemi. Na przykład stwierdzono, że mgławica w Andromedzie zbliża się do Ziemi z prędkością około 300 kilometrów na sekundę, podczas gdy bardziej oddalona gromada galaktyk w gwiazdozbiorze Panny oddala się od Ziemi z prędkością około 1000 kilometrów na sekundę.

Początkowo przypuszczano, że mogą to być tylko względnne prędkości, odzwierciedlające ruch Układu Słonecznego w stronę jednych, a oddalający nas od innych galaktyk. Wyjaśnienie to jednak nie mogło się utrzymać w miarę odkrywania coraz większej liczby dużych przesunięć spektralnych, przy czym wszystkie one skierowane były ku czerwonemu krańcowi widma.

Okazuje się, że poza kilkoma bliskimi sąsiadami, takimi jak mgławica w Andromedzie, wszystkie inne galaktyki z reguły uciekają od naszej. Oczywiście nie oznacza to, że nasza Galaktyka zajmuje jakieś specjalne, centralne położenie. Oznacza raczej, że Wszechświat eksploduje w taki sposób, iż każda galaktyka ucieka od innej.

Interpretacja ta została powszechnie zaakceptowana po 1929 roku, kiedy Hubble zauważył, że przesunięcie ku czerwieni widma galaktyk rośnie mniej więcej proporcjonalnie do ich odległości od nas. Doniosłość tej obserwacji polega na tym, że taka właśnie zależność jest zgodna z najprostszym możliwym opisem ruchu materii w eksplodującym Wszechświecie.

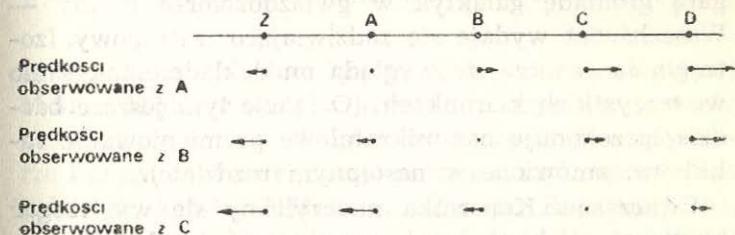
Intuicja podpowiada nam, iż Wszechświat zawsze powinien wyglądać identycznie dla obserwatorów ze wszystkich typowych galaktyk w dowolnym kierunku. (Tutaj i dalej określenia „typowa” będę używał dla galaktyk, które nie mają dużego ruchu własnego, lecz są po prostu unoszone zgodnie z ogólnym kosmicznym strumieniem ruchu materii). Hipoteza ta jest tak naturalna (co najmniej od czasów Kopernika), że została nazwana przez angielskiego astrofizyka Edwarda Arthur Milne'a — Zasadą Kosmologiczną.

W zastosowaniu do samych galaktyk Zasada Kosmologiczna zawiera twierdzenie, że dla obserwatora z typowej galaktyki rozkład prędkości innych galaktyk jest zawsze taki sam, niezależnie od wyboru miejsca obserwacji. Matematyczną konsekwencją tej zasady jest fakt, że względna prędkość dowolnych dwóch galaktyk musi być proporcjonalna do odległości między nimi — tak właśnie, jak to stwierdził Hubble.

Aby przekonać się o tym, rozważmy trzy typowe galaktyki A, B, C rozmieszczone na linii prostej (rys. 1). Przypuśćmy, że dystans między A i B jest taki sam, jak dystans pomiędzy B i C. Jakakolwiek

byłaby prędkość B mierzona z A — Zasada Kosmologiczna wymaga, aby C miała taką samą prędkość w stosunku do B. Zauważmy jednak, że wtedy C, której odległość od A jest dwukrotnie większa niż galaktyki B, porusza się również dwukrotnie szybciej w stosunku do A niż galaktyka B. W naszym łańcuchu możemy wprowadzić więcej galaktyk, ale zawsze stwierdzimy, że prędkość ucieczki dowolnej galaktyki w stosunku do każdej innej jest proporcjonalna do odległości pomiędzy nimi.

Jak to często bywa w nauce, argumentację tę można stosować zarówno w jedną, jak i w drugą stronę. Hubble, obserwując proporcjonalność między odlegością galaktyk a prędkością ich ucieczki, wykazał pośrednio prawdziwość Zasady Kosmologicznej. Jest to niezwykle satysfakcjonujące z filozoficznego punktu



Rys. 1. Jednorodność i prawo Hubble'a

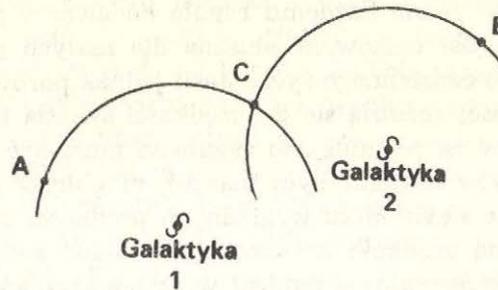
Punkty Z, A, B, C, D oznaczają równomiernie rozmieszczone galaktyki, których prędkości mierzone z sąsiednich i dalszych galaktyk przedstawiono za pomocą strzałek. Zasada jednorodności polega na tym, że prędkość galaktyki C mierzona z B jest równa prędkości galaktyki B mierzonej z A; suma tych prędkości równa jest prędkości galaktyki C obserwowanej z A — odpowiada temu dwukrotnie dłuższa strzałka. Możemy w ten sposób otrzymać pełny rozkład prędkości galaktyk. Łatwo zauważać, że prędkości te spełniają prawo Hubble'a: prędkość każdej galaktyki mierzona z innej jest proporcjonalna do odległości między nimi. Jest to jedyny rozkład prędkości zgodny z zasadą jednorodności.

widzenia — dlaczego bowiem jakaś część Wszechświata lub jakiś kierunek miałyby różnić się od jakichkolwiek innych? Fakt ten pozwala nam również upewnić się, że astronomowie obserwują rzeczywiście reprezentatywną część Wszechświata, a nie tylko lokalny wir w rozległszych odmętach Kosmosu. Postępując odwrotnie, możemy przyjąć Zasadę Kosmologiczną *a priori* i wyprowadzić z niej zależność proporcjonalności między odległością a prędkością, tak jak zrobiono to powyżej. W ten sposób, dzięki stosunkowo prostemu pomiarowi przesunięcia Dopplera, możemy określić odległość do bardzo dalekich obiektów na podstawie ich prędkości.

Zasada Kosmologiczna oparta jest także na obserwacjach innego rodzaju niż pomiar przesunięć Dopplera. Po dokonaniu odpowiednich poprawek na odchylenia spowodowane przez naszą Galaktykę i pobliską bogatą gromadę galaktyk w gwiazdozbiorze Panny — Wszechświat wydaje się zadziwiająco izotropowy. Izotropia ta oznacza, że wygląda on dokładnie tak samo we wszystkich kierunkach. (O fakcie tym jeszcze bardziej przekonuje nas mikrofalowe promieniowanie reliktywe, omówione w następnym rozdziale).

Od czasów Kopernika nauczyliśmy się wystrzegać hipotez o jakimkolwiek wyróżnieniu ludzkości we Wszechświecie. Jeżeli więc Wszechświat jest izotropowy wokół nas, to musi być także izotropowy dokoła każdej typowej galaktyki. Każdy punkt we Wszechświecie można jednak przetworzyć w inny poprzez serię obrotów wokół stałych punktów (rys. 2). Tak więc, jeżeli Wszechświat jest izotropowy dokoła każdego punktu, to musi być również jednorodny.

Zanim przejdziemy dalej, trzeba wysunąć pewne zastrzeżenia wobec Zasady Kosmologicznej. Po pierwsze: jest ona oczywiście nieprawdziwa w zakresie małych skal, my zaś znajdujemy się w Galaktyce, która nale-



Rys. 2. Izotropia i jednorodność

Jeżeli Wszechświat jest izotropowy dookoła obydwu galaktyk, to jest on jednorodny. W celu wykazania, że warunki w dwu dowolnie wybranych punktach A i B są takie same, narysujemy dwa okręgi: jeden o środku w galaktyce 1 przechodzący przez punkt A, drugi o środku w galaktyce 2 przechodzący przez B. Warunek izotropowości wokół galaktyki 1 oznacza, że właściwości przestrzeni w punkcie A są takie same jak w punkcie przecięcia okręgów C. Podobnie — właściwości przestrzeni w B muszą odpowiadać właściwościom przestrzeni w C. Wynika stąd, że właściwości przestrzeni w A i B są takie same.

ży do małej lokalnej grupy galaktyk (zawierającej M 31 i M 33), leżącej w pobliżu olbrzymiej gromady galaktyk w Pannie. W gruncie rzeczy w gwiazdozbiorze Panny mieści się prawie połowa z trzydziestu trzech galaktyk katalogu Messiera. Zasada Kosmologiczna, jeżeli ma w ogóle moc prawa nauki, może być tylko wtedy stosowana, gdy rozpatrujemy Wszechświat w skali co najmniej tak wielkiej, jak odległość pomiędzy gromadami galaktyk, czyli około 100 milionów lat świetlnych.

Istnieje jeszcze inne zastrzeżenie. Stosując Zasadę Kosmologiczną do wyprowadzenia zależności między prędkością a odległością galaktyk zakładaliśmy, że jeśli prędkość C w stosunku do B jest taka sama jak prędkość B w stosunku do A, to wtedy prędkość C w stosunku do A jest dwa razy większa. Jest to zwy-

kła, dobrze znana każdemu reguła dodawania prędkości, która jest całkowicie słuszna dla małych prędkości naszego codziennego życia. Jeśli jednak porównywane prędkości zbliżają się do prędkości światła (300 000 kilometrów na sekundę), to reguła ta musi być odrzucona. Gdyby bowiem było inaczej, moglibyśmy przez dodanie do siebie kilku względnych prędkości osiągnąć sumaryczną prędkość większą niż prędkość światła, co jest niedopuszczalne z punktu widzenia szczególnej teorii względności Einsteina. Na przykład zwykła reguła dodawania prędkości mówi nam, że jeśli pasażer w samolocie poruszającym się z prędkością równą $\frac{3}{4}$ prędkości światła wystrzeli do przodu pocisk z taką samą prędkością (to jest $\frac{3}{4}$ prędkości światła), to prędkość tego pocisku w stosunku do Ziemi będzie półtora raza większa od prędkości światła, co jest niemożliwe. Szczególna teoria względności usuwa ten problem przez zmianę reguły dodawania prędkości: prędkość C w stosunku do A jest zawsze trochę mniejsza niż suma prędkości B w stosunku do A oraz C w stosunku do B, w taki sposób, że ilekroć byśmy dodawali do siebie prędkości mniejsze od prędkości światła, nigdy w wyniku nie osiągniemy prędkości większej od prędkości światła.

Żadna z tych kwestii nie niepokoiła Hubble'a w 1929 roku — żadna bowiem z prędkości badanych przez niego galaktyk nie była nawet porównywalna do prędkości światła. Kiedy jednak kosmologowie rozważają rzeczywiście wielkie odległości, charakteryzujące Wszechświat jako całość, muszą posługiwać się teorią zdolną do rozpatrywania prędkości zblizonych do prędkości światła, a jest nią ogólna i szczególna teoria względności Einsteina. W gruncie rzeczy, kiedy mamy do czynienia z tak ogromnymi odległościami, samo pojęcie odległości staje się wieloznaczne i trzeba szczegółowo wyjaśnić, czy mamy na myśli dystans określany

według pomiaru jasności, czy średnicy, czy też ruchu własnego ciała, czy w jakikolwiek innym sposobem.

Wróćmy teraz do 1929 roku. Hubble oszacował odległość do osiemnastu galaktyk według obserwowanej jasności ich najjaśniejszych gwiazd, a następnie odległości te porównał ze względnymi prędkościami galaktyk, określonymi metodą spektroskopową na podstawie przesunięć ku czerwieni. W rezultacie doszedł do wniosku, że istnieje „mniej więcej liniowa zależność” (tj. prosta proporcjonalność) między prędkościami i odległościami. Prawdę mówiąc, trudno jednak zrozumieć, na jakiej podstawie Hubble mógł wyciągnąć taki wniosek, gdyż z rezultatów jego pomiarów wcale nie wynika korelacja między prędkościami i odległościami galaktyk, lecz jedynie słaba tendencja do wzrostu tych prędkości wraz ze zwiększającą się odlegością. I rzeczywiście: owe osiemnaście galaktyk leży zbyt blisko nas (nie dalej niż gromada w Pannie), aby można było takiej korelacji się spodziewać. Można zatem przypuścić, że Hubble jeszcze przed rozpoczęciem obserwacji wiedział, jakie wyniki powinien uzyskać, aby potwierdzić założoną przez siebie zależność.

W każdym razie do 1931 roku materiał dowodowy znacznie się udoskonalił i Hubble mógł już sprawdzić zależność między prędkością a odległością dla galaktyk, których szybkość sięgała 20 000 kilometrów na sekundę. Dysponując dostępnymi wówczas ocenami odległości ustalił, że prędkość wzrasta o 170 kilometrów na sekundę dla każdego przyrostu odległości o milion lat świetlnych. Tak więc prędkość 20 000 kilometrów na sekundę odpowiada odległości 120 milionów lat świetlnych. Liczba określająca przyrost prędkości w stosunku do odległości jest powszechnie znana jako „stała Hubble'a”. (Jest stała w tym tylko sensie, że zależność między prędkością a odległością pozostaje niezmienna dla wszystkich galaktyk w danym momen-

cie czasu; zmienia się ona jednak w miarę ewolucji Wszechświata).

W 1936 roku Hubble pracując ze specjalistą od spektroskopii, Miltonem Humasonem, potrafił zmierzyć już odległość i prędkość gromady galaktyk Ursa Major II. Stwierdzono, że uciekają one z prędkością 42 000 kilometrów na sekundę, co stanowi 14 procent prędkości światła. Odległość, oszacowana wtedy na 260 milionów lat świetlnych, była granicą możliwości teleskopu Mount Wilson, toteż praca Hubble'a musiała być przerwana. Po wojnie, wraz z wprowadzeniem większych teleskopów w Palomar i Mount Hamilton, program Hubble'a został podjęty przez innych astronomów (szczególnie przez Allana Sandage'a z Palomar i Mount Wilson) i jest kontynuowany do chwili obecnej.

Z owszych pięćdziesięcioletnich obserwacji wynika, że galaktyki uciekają od nas z prędkościami proporcjonalnymi do ich odległości. Oczywiście nie oznacza to, jak już podkreślaliśmy w naszych rozważaniach o Zasadzie Kosmologicznej, iż znajdujemy się w jakiejś specjalnej — uprzywilejowanej lub niekorzystnej — pozycji w Kosmosie. Każda bowiem para galaktyk oddala się od siebie ze względną prędkością proporcjonalną do dystansu między nimi. Najważniejszą modyfikacją oryginalnych wniosków Hubble'a jest zmiana skali odległości pozagalaktycznych, częściowo wskutek rekalibracji zależności jasności cefeid od ich okresu zmienności, dokonanej przez Waltera Baadego i innych. Obecnie sądzi się, że dystans odległych galaktyk jest około dziesięciokrotnie większy, niż przypuszczano w czasach Hubble'a. Tak więc dzisiaj przyjmuje się, że stała Hubble'a wynosi zaledwie około 15 kilometrów na sekundę na milion lat świetlnych.

Cóż nam to wszystko mówi o początkach Wszechświata? Jeżeli galaktyki rozbiegają się, to kiedyś mu-

siały one wszystkie być bardzo blisko siebie. Mówiąc ściśle, jeżeli prędkość galaktyk pozostaje niezmienna, to okres, jaki upłynął zanim dowolna para galaktyk oddaliła się od siebie na obecną odległość, jest równy dokładnie odległości między nimi podzielonej przez ich względową prędkość. Ale ponieważ prędkość ta jest proporcjonalna do ich obecnej odległości, okres ten jest więc taki sam dla każdej pary galaktyk. Wszystkie one musiały kiedyś być blisko siebie w tym samym czasie! Przyjmując stałą Hubble'a wynoszącą 15 kilometrów na sekundę na milion lat świetlnych, otrzymujemy czas, od którego galaktyki zaczęły rozbiegać się, równy ilorazowi miliona lat świetlnych przez 15 kilometrów na sekundę, czyli 20 miliardów lat. Obliczony w ten sposób „wiek” będziemy określać jako „charakterystyczny czas ekspansji”; jest on po prostu równy odwrotności stałej Hubble'a.

Wiek Wszechświata jest w rzeczywistości mniejszy niż charakterystyczny czas ekspansji, ponieważ, jak zobaczymy, galaktyki nie poruszają się ze stałą prędkością, lecz coraz wolniej pod wpływem wzajemnego przyciągania. Dlatego, jeśli stała Hubble'a wynosi 15 kilometrów na sekundę na milion lat świetlnych, to wiek Wszechświata musi być mniejszy niż 20 miliardów lat.

Podsumowując te wywody mówimy czasem, że rozmiary Wszechświata rosną. Nie oznacza to, że Wszechświat musi mieć wielkość skończoną, chociaż może i tak być; mówimy tak, ponieważ w każdej chwili odległość między dowolnymi typowymi galaktykami wzrasta o taki sam ułamek. W dowolnym czasie wystarczającym krótkim, aby prędkość galaktyk była w przybliżeniu stała, przyrost wzajemnej odległości dwóch typowych galaktyk określony będzie przez iloczyn ich względnej prędkości i upływającego czasu albo — stosując prawo Hubble'a — przez iloczyn stałej Hubble'a, wzajemnej

odległości i czasu. W takim wypadku stosunek przyrostu odległości do samej odległości określony jest przez iloczyn stałej Hubble'a i czasu, a wielkość ta jest identyczna dla dowolnej pary galaktyk. Na przykład w ciągu czasu równego jednemu procentowi charakterystycznego czasu ekspansji (odwrotność stałej Hubble'a) dystans rozdzielający każde dwie typowe galaktyki wzrosnie o jeden procent. Mówiąc niezbyt ściśle, moglibyśmy rzec, że to rozmiar Wszechświata wzrósł o jeden procent.

Nie chciałbym tu stworzyć wrażenia, że wszyscy zgadzają się z taką interpretacją przesunięcia ku czerwieni. W rzeczywistości nie obserwujemy ucieczki galaktyk: jedyny fakt, którego jesteśmy pewni, to ten, że linie ich widm są przesunięte ku czerwieni, tzn. w stronę fal dłuższych. Istnieją wybitni astronomowie, którzy wątpią, czy przesunięcie ku czerwieni ma cokolwiek wspólnego z przesunięciem Dopplera lub rozszerzaniem się Wszechświata. Na przykład Halton Arp z obserwatorium Hale zwrócił uwagę na istnienie gromad galaktyk, w których galaktyki składowe wykazują dużą różnorodność przesunięć ku czerwieni. Jeżeli owe gromady nie są złudzeniem optycznym, to rozkład prędkości składających się na nie galaktyk powinien być chyba bardziej równomierny. W 1963 roku Maarten Schmidt odkrył, że istnieje również pewna klasa obiektów, które wyglądają jak gwiazdy, ale wykazują ogromne przesunięcia widma ku czerwieni, przekraczające w kilku przypadkach 300 procent! Jeśli te „quasigwiezdne obiekty” (QSO) znajdują się tak daleko od nas, jak na to wskazują ich przesunięcia ku czerwieni, to muszą one emitować olbrzymie ilości energii, aby tak silnie świecić. W końcu nie jest wcale rzeczą łatwą określić relację między prędkością a odległością na rzeczywiście wielkich dystansach.

Istnieje też jednak inna metoda pozwalająca stwier-

dzić, że galaktyki rzeczywiście się rozbiegają, tak jak wskazują to przesunięcia ku czerwieni. Jak widzieliśmy, z takiej interpretacji przesunięć ku czerwieni wynika, że ekspansja Wszechświata rozpoczęła się przed nieco mniej niż 20 miliardami lat. Będziemy mogli to potwierdzić, jeżeli uda nam się wskazać również inne dowody na to, że Wszechświat jest rzeczywiście taki stary. W gruncie rzeczy istnieje spora liczba dowodów, że nasza Galaktyka liczy około 10–15 miliardów lat. Oceny te wynikają zarówno ze względnej zawartości różnych radioaktywnych izotopów wewnętrz Ziemi (szczególnie izotopów uranu U-235 i U-238), jak i z teorii ewolucji gwiazd. Dane te z pewnością są niezależne od przesunięcia ku czerwieni światła odległych galaktyk, a tym samym umacniają nas w przekonaniu, że wiek Wszechświata wydedukowany z wartości stałej Hubble'a rzeczywiście odpowiada prawdzie.

W latach trzydziestych i czterdziestych XX wieku sądzono, że stała Hubble'a jest znacznie większa i wynosi około 170 kilometrów na sekundę na milion lat świetlnych. Na podstawie naszego poprzedniego rozumowania wiek Wszechświata powinien w takim wypadku być równy milionowi lat świetlnych podzielenemu przez 170 kilometrów na sekundę, czyli mieć około 2 miliardów lat (lub nawet mniej, jeśli uwzględnić hamowanie grawitacyjne). Od czasów badań lorda Rutherforda wiedziano jednak dobrze, że Ziemia jest znacznie starsza: sądzi się obecnie, że ma ona 4,6 miliarda lat! Ale Ziemia nie może być starsza od Wszechświata, toteż astronomowie zmuszeni byli wątpić, czy przesunięcie ku czerwieni mówi nam cokolwiek o wieku Wszechświata. Być może niektóre z najbardziej pomysłowych idei kosmologicznych lat trzydziestych i czterdziestych, włącznie z teorią stanu stacjonarnego, narodziły się właśnie dzięki tej pozornej sprzeczności. Możliwe, że usunięcie tej sprzeczności przez dziesięcio-

krotne powiększenie skali odległości pozagalaktycznych stało się istotnym warunkiem wstępny pojawięcia się kosmologii wielkiego wybuchu jako teorii standardowej.

Nakreśliliśmy tu obraz Wszechświata jako rozprzestrzeniającego się roju galaktyk. Światło jak dotąd odgrywało dla nas jedynie rolę „gwiazdnego posłańca”, przynoszącego informację o odległościach i prędkościach galaktyk. Jednakże we wczesnym okresie Wszechświata warunki były całkowicie inne; jak przekonamy się, to właśnie światło stanowiło wtedy dominujący składnik Wszechświata, a zwykła materia odgrywała tylko rolę nieznacznego zanieczyszczenia. Dlatego przyda się nam, jeśli powtórzymy sobie to, czego dowiedzieliśmy się o przesunięciu ku czerwieni, tym razem w kontekście zachowania się fal świetlnych w rozszerzającym się Wszechświecie.

Rozważmy falę światła wędrującą między dwoma typowymi galaktykami. Dystans między tymi galaktykami równy jest iloczynowi czasu wędrówki światła i jego prędkości, natomiast przyrost dystansu podczas wędrówki światła równy jest iloczynowi czasu tej wędrówki i względnej prędkości galaktyk. Kiedy chcemy obliczyć względny przyrost dystansu, dzielimy przyrost odległości przez średnią wartości dystansu w trakcie tego przyrostu i stwierdzamy, że czas wędrówki światła znosi się w ilorazie. Względny przyrost dystansu między dwoma galaktykami podczas wędrówki światła równy jest dokładnie stosunkowi względnej prędkości galaktyk do prędkości światła. Jednakże, jak stwierdziliśmy poprzednio, ten sam stosunek określa nam również względny wzrost długości fali światła podczas jego wędrówki. Tak więc, długość fali każdego promienia światła rośnie wprost proporcjonalnie do odległości między typowymi galaktykami w miarę rozszerzania się Wszechświata. Możemy wyobrazić sobie, że

grzbiety fal są „rozciągane” coraz dalej i dalej od siebie przez rozszerzanie się Wszechświata. Choć nasza argumentacja jest ścisła tylko dla krótkich okresów wędrówki, to jednak łącząc je w coraz dłuższe sekwencje możemy wnioskować, że jest ona generalnie słusza na. Na przykład, kiedy obserwujemy galaktykę 3C295 i stwierdzamy, że długości fal w jej widmie są o 46 procent większe niż w naszych standardowych tablicach długości linii spektralnych, możemy wnioskować, że obecnie Wszechświat jest o 46 procent większy od tego, który istniał w momencie, gdy światło opuściło 3C295.

Dotychczas koncentrowaliśmy się na zagadnieniach, które fizycy nazywają „kinematycznymi”, tj. opisującymi ruch niezależnie od wszelkich rozważań na temat rządzących nim sił. Jednakże od stuleci fizycy i astronomowie starali się zrozumieć również dynamikę Wszechświata. Doprowadziło to ich do studiów nad kosmologiczną rolą jedynej siły, która działa między ciałami astronomicznymi, to jest siły grawitacji.

Jak można było się spodziewać, pierwszym, który próbował rozwiązać ten problem, był Isaac Newton. W słynnej korespondencji z Richardem Bentleyem z Cambridge Newton przyznał, że jeśli materia Wszechświata była równo rozłożona w skończonym obszarze, to miałaby w całości tendencję do opadania w kierunku środka „i tam utworzyłaby jedną wielką kulistą masę”. Z drugiej strony, jeśli materia była równo rozproszona w nieskończonej przestrzeni, to nie istniałoby centrum, do którego mogłyby opadać. W takim przypadku mogłyby skupiać się, tworząc nieskończoną liczbę brył rozproszonych we Wszechświecie. Newton sugerował, że taki proces mógł być nawet początkiem Słońca i gwiazd.

Trudności w operowaniu dynamiką nieskończonego ośrodku paraliżowały dalszy postęp, aż do momentu

wprowadzenia ogólnej teorii względności. Nie jest to miejsce odpowiednie na jej wyjaśnianie, a ponadto, jak się okazało, teoria ta jest mniej istotna dla kosmologii, niż początkowo przypuszczano. Wystarczy powiedzieć, że Albert Einstein zastosował istniejący aparat matematyczny geometrii nieeuklidesowej do opisu grawitacji jako efektu zakrzywienia przestrzeni i czasu. W 1917, a więc w rok po zakończeniu prac nad ogólną teorią względności, Einstein próbował znaleźć takie rozwiązanie równań, które mogłyby opisać geometrię czasoprzestrzeni całego Wszechświata. Postępując według obowiązujących wówczas idei kosmologicznych, Einstein szukał szczególnie rozwiązania, które byłoby jednorodne, izotropowe i — niestety — statyczne. Takiego rozwiązania nie był jednak w stanie znaleźć. W celu uzyskania modelu, który by pasował do ówczesnych przesłanek kosmologicznych, Einstein był zmuszony okaleczyć swoje równania przez wprowadzenie do nich dodatkowego członu, tak zwanej stałej kosmologicznej, co w dużym stopniu pozbawiło elegancji pierwotną teorię, ale mogło posłużyć do zrównoważenia na wielkich odległościach przyciągającej siły grawitacji.

Model Einsteina rzeczywiście był statyczny i nie przewidywał przesunięć ku czerwieni. W tym samym 1917 roku holenderski astronom, W. de Sitter, znalazł inne rozwiązanie zmodyfikowanej teorii Einsteina. Choć rozwiązanie to wydawało się statyczne, i z tego powodu zostało zaakceptowane zgodnie z ideami kosmologicznymi swoich czasów, miało jednak szczególną właściwość przewidywania przesunięcia ku czerwieni proporcjonalnego do odległości! Europejscy astronomowie nie wiedzieli wtedy jeszcze o istnieniu dużych przesunięć ku czerwieni w widmie mgławic. Jednakże pod koniec pierwszej wojny światowej nadeszły z Ameryki wieści o zaobserwowaniu dużych przesunięć ku czerwieni i model de Sittera zyskał natychmiastową sławę.

W 1922 roku angielski astronom Arthur Eddington napisał pierwszy zrozumiały podręcznik o ogólnej teorii względności, w którym dane o przesunięciu ku czerwieni zanalizował w gruncie rzeczy według równań modelu de Sittera. Sam Hubble przyznał, że to właśnie model de Sittera zwrócił uwagę astronomów na znaczenie zależności przesunięć ku czerwieni od odległości i że model ten mógł tkwić w jego podświadomości, kiedy dokonywał w 1929 roku swego odkrycia.

Znaczenie przywiązywane kiedyś do modelu de Sittera wydaje się obecnie niezbyt właściwe. Po pierwsze, nie jest on w ogóle modelem statycznym — przypomina go jedynie ze względu na szczególny sposób wprowadzenia współrzędnych przestrzennych. W modelu de Sittera odległości między „typowymi” obserwatorami wzrastają z upływem czasu i właśnie to ogólne pęcznienie wytwarza przesunięcie ku czerwieni. Ponadto powodem, dla którego w modelu de Sittera przesunięcie ku czerwieni wydaje się proporcjonalne do odległości, jest fakt, że model ten spełnia Zasadę Kosmologiczną, a — jak już wiemy — stąd właśnie powinna wynikać proporcjonalność między względną prędkością a odległością.

W każdym razie odkrycie ucieczki odległych galaktyk szybko wzbudziło zainteresowanie modelami kosmologicznymi, które byłyby jednorodne i izotropowe, ale nie statyczne. W takich modelach „stała kosmologiczna” stawała się zbędna i Einstein zaczął żałować, że kiedyś w ogóle zastanawiał się nad taką zmianą swoich pierwotnych równań. W 1922 roku rosyjski matematyk Aleksander Friedman znalazł ogólne jednorodne i izotropowe rozwiązanie pierwotnych równań Einsteina. Właśnie modele Friedmana, oparte na pierwotnych równaniach pola Einsteina, stanowią matematyczną podstawę większości współczesnych teorii kosmologicznych.

Modele Friedmana dzielą się na dwa bardzo różniące się typy. Jeżeli — według jednego z nich — średnia gęstość materii we Wszechświecie jest mniejsza lub równa pewnej krytycznej wartości, to Wszechświat musi być nieskończony przestrzennie. W takim przypadku obecna ekspansja Wszechświata będzie trwała wiecznie. Jeśli jednak jest inaczej i gęstość Wszechświata jest większa niż ta krytyczna wartość, to pole grawitacyjne wytworzone przez materię powoduje zakrzywienie przestrzeni do tego stopnia, że staje się skończona, choć bez granic, podobnie jak powierzchnia kuli. (Oznacza to, że jeśli wyruszymy w podróż po linii prostej, nigdy nie osiągniemy krańca Wszechświata, lecz po prostu wróćmy do miejsca startu). W tym przypadku pola grawitacyjne są wystarczająco silne, aby skutecznie zahamować ekspansję Wszechświata w taki sposób, że skurczy się on w końcu z powrotem do stanu nieskończoności wielkiej gęstości. Gęstość krytyczna jest proporcjonalna do kwadratu stałej Hubble'a. Dla obecnie przyjętej wartości 15 kilometrów na sekundę na milion lat świetlnych gęstość krytyczna wynosi 5×10^{-30} grama na centymetr sześcienny, czyli około trzech atomów wodoru na tysiąc litrów przestrzeni.

Ruch każdej typowej galaktyki w modelach Friedmana dokładnie odpowiada ruchowi kamienia wyrzuconego w górę z powierzchni Ziemi. Jeżeli kamień zostanie wyrzucony dostatecznie szybko lub, co prowadzi do tego samego, jeśli masa Ziemi jest wystarczająco mała, to kamień będzie stopniowo zwalniał swój ruch, lecz mimo wszystko oddali się do nieskończoności. Sytuacja ta odpowiada przypadkowi gęstości kosmicznej mniejszej od gęstości krytycznej. Z drugiej strony, jeżeli kamień zostanie wyrzucony z niewystarczającą prędkością, to wznieśnie się on do maksymalnej wysokości, aby następnie opaść w dół. Ten wariant od-

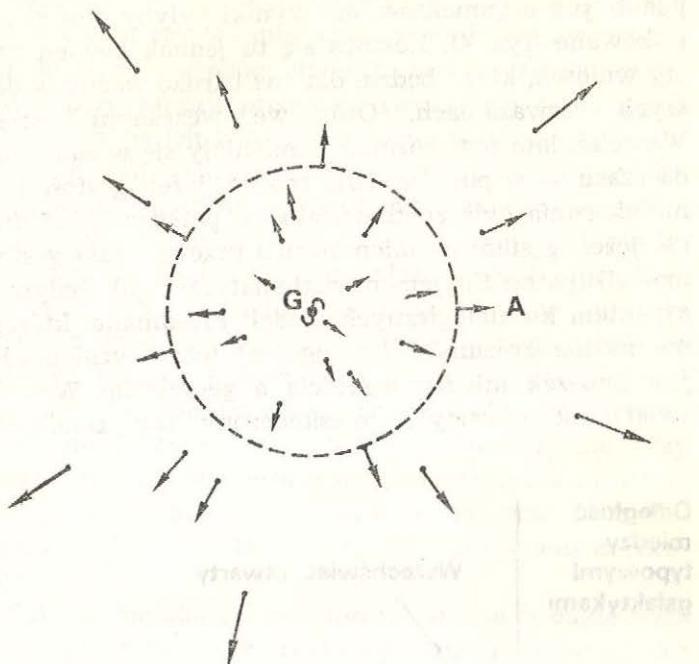
powiada oczywiście gęstości kosmicznej większej niż gęstość krytyczna.

Powysza analogia wyjaśnia, dlaczego nie można było znaleźć statycznych rozwiązań kosmologicznych równań Einsteina. Nie będziemy szczególnie zdziwieni widząc kamień wznoszący się lub opadający ku powierzchni Ziemi, ale nie możemy przecież spodziewać się, że taki kamień będzie wciąż wisiał w powietrzu. Analogia ta pozwala nam uniknąć rozpowszechnionego błędного poglądu na rozszerzanie się Wszechświata. Galaktyki nie rozbiegają się z powodu jakieś tajemniczej siły; podobnie kamień z naszego przykładu nie jest odpychanym przez kulę ziemską. Galaktyki oddalażą się od siebie, ponieważ w przeszłości zostały odrzucone przez jakąś eksplozję.

W latach dwudziestych nie zdawano sobie sprawy, że wiele szczegółowych własności modeli Friedmana można obliczyć korzystając z powyższej analogii, bez odwoływanego się do ogólnej teorii względności. Aby obliczyć ruch dowolnej typowej galaktyki względem naszej, narysujemy kulę, w której środku my się umiejscowimy, a rozpatrywana galaktyka znajdzie się na jej powierzchni. Ruch tej galaktyki będzie się odbywał dokładnie tak, jak gdyby masa całego Wszechświata składała się tylko z materii zawartej wewnątrz tej kuli. Podobnie byłoby, gdybyśmy wykopali głęboką jamę we wnętrzu Ziemi i obserwowali, w jaki sposób opadają w niej ciała: stwierdzilibyśmy, że przyspieszenie grawitacyjne zależy jedynie od tej masy, która znajduje się bliżej środka Ziemi niż nasza jama, tak jak gdyby powierzchnia Ziemi przebiegała dokładnie przez jej dno. Ten ciekawy rezultat jest wnioskiem z twierdzenia, obowiązującego w obu teoriach grawitacji, tj. Newtona i Einsteina, które nadaje sferyczną symetrię potencjałowi grawitacyjnemu. Ogólna relatywistyczna wersja tego twierdzenia została udowodnio-

na w 1923 roku przez amerykańskiego matematyka G.D. Birkhoffa, lecz jeszcze przez kilka dziesięcioleci nie zdawano sobie sprawy ze znaczenia tego dla kosmologii.

Twierdzenie Birkhoffa zastosować możemy do obliczenia gęstości krytycznej w modelach Friedmana (rys. 3). Jeśli narysujemy kulę z naszą Galaktyką w środku i jakąś odległą galaktykę na powierzchni, to do obliczenia prędkości ucieczki możemy posłużyć się masą galaktyk wewnętrz tej kuli. Trzeba tu dodać, że prędkość ucieczki jest to prędkość, jaką galaktyka powinna mieć na powierzchni, aby mogła uciec do nieskończoności. Okazuje się, że prędkość ucieczki jest proporcjonalna do promienia naszej kuli — im więcej masy zawiera kula, tym większa prędkość jest niezbędna do ucieczki z niej. Prawo Hubble'a mówi jednak, że obecna prędkość galaktyki na powierzchni kuli jest także proporcjonalna do powierzchni kuli, tzn. odległości galaktyki od nas. Tak więc, mimo że prędkość ucieczki zależy od promienia, to jednak stosunek prędkości ruchu galaktyki do jej prędkości ucieczki nie zależy od rozmiarów kuli. Stosunek ten jest identyczny dla wszystkich galaktyk i pozostaje taki sam niezależnie od tego, którą galaktykę umieścimy w środku kuli. W zależności od wartości stałej Hubble'a i kosmicznej gęstości materii, każda galaktyka poruszająca się zgodnie z prawem Hubble'a albo przekroczy w końcu prędkość ucieczki i ucieknie do nieskończoności, albo też nie osiągnie tej prędkości i w przyszłości cofnie się z powrotem ku nam. Gęstość krytyczna jest to po prostu taka wartość kosmicznej gęstości materii, dla której prędkość ucieczki każdej galaktyki jest dokładnie równa jej prędkości określonej przez prawo Hubble'a. Gęstość krytyczna powinna zależeć od stałej Hubble'a i rzeczywiście okazała się ona wprost proporcjonalna

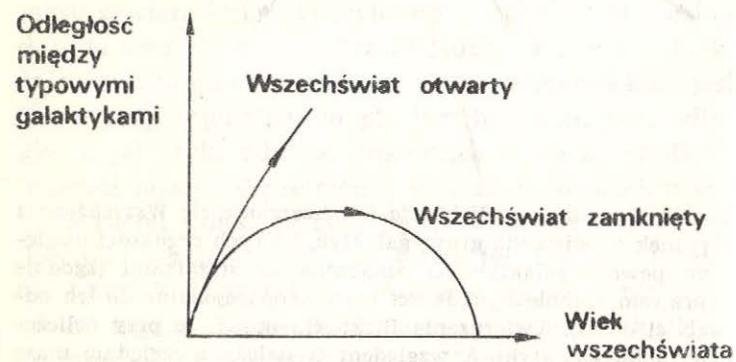


Rys. 3. Twierdzenie Birkhoffa i rozszerzanie się Wszechświata
Rysunek przedstawia grupę galaktyk, których prędkości względem pewnej galaktyki G oznaczone są strzałkami (zgodnie z prawem Hubble'a prędkości te są proporcjonalne do ich odległości od G). Twierdzenie Birkhoffa mówi, że przy obliczeniu ruchu galaktyki A względem G należy uwzględnić masę zawartą jedynie wewnętrz sfery o środku w G i o powierzchni przechodzącej przez A (przerywana linia). Jeżeli A nie jest zbyt daleko od G, to pole grawitacyjne materii wewnętrz sfery będzie względnie małe; ruch A można będzie zatem obliczyć zgodnie z mechaniką newtonowską.

do kwadratu stałej Hubble'a (patrz Suplement matematyczny, 2).

Szczegółowa zależność rozmiarów Wszechświata (czyli odległości między dowolnymi typowymi galaktykami) od czasu może być opracowana z zastosowaniem

podobnych argumentów, ale wyniki byłyby dość skomplikowane (rys. 4). Nasuwa się tu jednak pewien prosty wniosek, który będzie dla nas bardzo ważny w dalszych rozważaniach. Otóż we wczesnym okresie Wszechświata jego rozmiary zmieniały się w zależności od czasu — w potędze dwie trzecie, jeżeli gęstość promieniowania była znikoma, albo w potędze jedna druga, jeżeli gęstość promieniowania przewyższała gęstość materii (patrz: Suplement matematyczny, 3). Jedynym aspektem kosmologicznych modeli Friedmana, którego nie można zrozumieć bez ogólnej teorii względności, jest związek między gęstością a geometrią: Wszechświat jest otwarty i nieskończony lub zamknięty



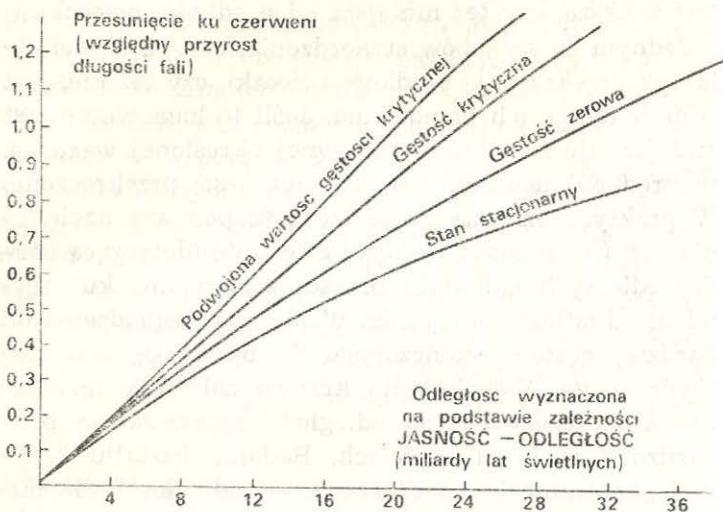
Rys. 4. Rozszerzanie się i kurczenie Wszechświata

Rysunek przedstawia przebieg zmian odległości (w jednostkach umownych) między typowymi galaktykami w zależności od czasu w dwóch modelach kosmologicznych. W modelu „Wszechświata otwartego” — Wszechświat jest nieskończony, jego gęstość jest mniejsza od gęstości krytycznej, a ekspansja nieograniczona w czasie. W modelu „Wszechświata zamkniętego” — wymiary Wszechświata są ograniczone, gęstość przewyższa gęstość krytyczną, ekspansja po pewnym czasie ustaje, a następnie przechodzi w kontrakcję. Krzywe tego wykresu wyznaczone zostały z równań pola Einsteina bez stałej kosmologicznej.

i skończony — zależnie od tego, czy prędkość galaktyk jest większa, czy też mniejsza od prędkości ucieczki.

Jednym ze sposobów stwierdzenia, czy prędkości galaktyk przekraczają prędkość ucieczki, czy też nie, jest pomiar tempa ich hamowania. Jeśli to hamowanie jest mniejsze (lub większe) od pewnej określonej wartości, to prędkość ucieczki jest (lub nie jest) przekroczena. W praktyce oznacza to konieczność pomiaru nachylenia krzywej przedstawiającej zależność (dotyczącą bardzo odległych galaktyk) przesunięcia widma ku czerwieni od odległości (rys. 5). W miarę przechodzenia od bardziej gęstego skończonego do mniej gęstego nieskończonego Wszechświata krzywa zależności przesunięcia ku czerwieni od odległości spłaszcza się przy bardzo dużych odległościach. Badania kształtu krzywej „przesunięcie ku czerwieni — odległość” dla dużych odległości często są nazywane „programem Hubble'a”.

Hubble, Sandage, a ostatnio także inni badacze włożyli wiele wysiłku w realizację tego programu, lecz dotychczasowe rezultaty nie są zbyt przekonywające. Szczególne trudności tkwią w określeniu odległości do dalekich galaktyk, gdyż niemożliwe jest tam wyróżnienie zmiennych cefeid lub najjaśniejszych gwiazd, stosowanych jako wskaźniki odległości; odległość musimy określać raczej na podstawie obserwowanej jasności całych galaktyk. Skąd jednak możemy wiedzieć, czy wszystkie badane galaktyki mają taką samą jasność absolutną? (Przypomnijmy, że jasność obserwowana jest to moc promieniowania odbierana przez nas na jednostkę powierzchni teleskopu, podczas gdy jasność absolutna jest to całkowita moc emitowana we wszystkich kierunkach przez obiekt astronomiczny. Jasność obserwowana jest wprost proporcjonalna do jasności absolutnej i odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości.) Grozi tu niebezpieczeństwo, że badane galaktyki mają różne jasności absolutne, co zaszkodziłoby w realizacji tego programu.



Rys. 5. Przesunięcie ku czerwieni w zależności od odległości
Na rysunku przedstawiono zależność przesunięcia ku czerwieni od odległości w czterech modelach kosmologicznych („odległość” oznacza tu „odległość jasnościową”, czyli odległość wyznaczoną dla obiektu o znanej jasności własnej lub absolutnej na podstawie obserwacji jego jasności widzialnej). Krzywe: „podwojona wartość gęstości krytycznej”, „gęstość krytyczna” i „gęstość zerowa” zostały wyznaczone na podstawie modelu Friedmana z zastosowaniem równań pola Einsteina bez stałej kosmologicznej. Odpowiadają one kolejno modelom Wszechświata zamkniętego, niemal otwartego i zupełnie otwartego (patrz rys. 4). Krzywa „stanu stacjonarnego” może odnosić się do każdej teorii, według której obraz Wszechświata jest niezmienny w czasie. Dzisiejsze obserwacje nie są zgodne z krzywą „stanu stacjonarnego”, ale i nie wskazują na inne możliwości — ewolucja galaktyk sprawia bowiem, iż w teoriach niestacjonarnych wyznaczanie odległości jest kłopotliwe. Krzywe te wyznaczono przyjmując, że wartość stałej Hubble'a wynosi 15 km/s na milion lat świetlnych (co odpowiada charakterystycznemu czasowi ekspansji równemu 20 miliardom lat), ale można je również stosować do każdej innej wartości stałej Hubble'a, przeskalowując jedynie odległości.

stwo wynikające z efektu selekcji, kiedy bowiem spooglądamy coraz dalej i dalej w głąb Wszechświata, skłonni jesteśmy do wyróżniania galaktyk o coraz większej jasności absolutnej. Jeszcze trudniejsze zagadnienie stanowi ewolucja galaktyk. Bardzo odległe galaktyki widzimy bowiem takimi, jakimi były one miliardy lat temu, kiedy ich światło rozpoczęło swoją wędrówkę. Jeżeli typowe galaktyki były wtedy jaśniejsze niż obecnie, to ocena ich prawdziwej odległości będzie zaniona. Niedawno J.P. Ostriker i S.D. Tremaine z Princeton wysunęli hipotezę, iż ewolucja większych galaktyk polega nie tylko na rozwoju indywidualnych gwiazd, lecz również na połykaniu małych sąsiednich galaktyk! Minie jeszcze zapewne sporo czasu, zanim będziemy mogli mieć pewność, że dokładnie znamy te różne możliwe rodzaje ewolucji galaktyk.

Obecnie najlepszym wnioskiem, jaki możemy wy ciągnąć z programu Hubble'a, jest ten, że hamowanie odległych galaktyk wydaje się znikome. Może to oznaczać, że poruszają się one z prędkością większą od prędkości ucieczkowej, czyli że Wszechświat jest otwarty i będzie się wiecznie rozszerzał. Zgadza się to z ocenami gęstości kosmicznej, widzialna materia w galaktykach wydaje się bowiem stanowić nie więcej niż kilka procent gęstości krytycznej. Jednak i ten fakt jest wątpliwy. Szacunki mas galaktycznych wzrastają w ostatnich latach. Zgodnie z sugestią George'a Fielda z Harvardu, a także innych badaczy, może również istnieć międzygalaktyczny gaz, składający się ze zjonizowanego wodoru, i to w ilościach zapewniających krytyczną gęstość kosmiczną materii — nie jest on jednak wykrywalny.

Na szczęście ostateczne określenie geometrii Wszechświata w wielkiej skali nie jest konieczne do poprawnego wnioskowania o jego początkach. Wynika to stąd, że Wszechświat ma swego rodzaju horyzont, który

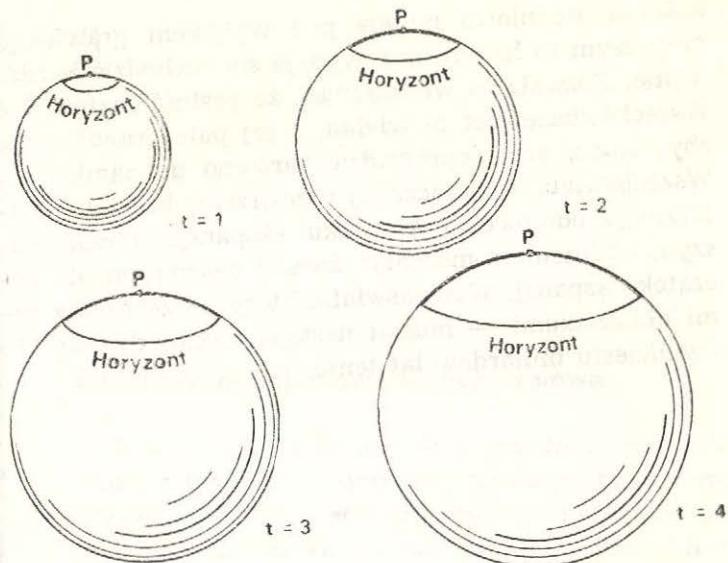
raptownie kurczy się, gdy cofamy się myślą ku chwili początkowej.

Żaden sygnał nie może przenosić się szybciej niż światło, toteż w dowolnym momencie mogą na nas oddziaływać tylko zdarzenia rozgrywające się dostatecznie blisko, tak aby promień światła zdołał nas dosięgnąć w okresie krótszym niż wiek Wszechświata. Zdarzenie, które nastąpiło w odległości większej, nie mogło dotychczas wywrzeć na nas żadnego wrażenia, gdyż jest ono poza horyzontem. Jeżeli Wszechświat liczy obecnie 10 miliardów lat, to horyzont znajduje się w odległości 30 miliardów lat świetlnych. Gdy jednak Wszechświat liczył tylko kilka minut, horyzont znajdował się w odległości zaledwie kilku minut świetlnych, czyli mniejszej niż obecna odległość Ziemi od Słońca. Oczywiście, cały Wszechświat był wtedy mniejszy w tym zrozumiałym dla nas sensie, że mniejsza niż obecnie była odległość między dowolnymi dwoma ciałami. Jednakże, gdy cofamy się do początku, odległość do horyzontu kurczy się szybciej niż rozmiary Wszechświata. Rozmiary te są proporcjonalne do czasu w potęgach jedna druga lub dwie trzecie (patrz: Suplement matematyczny, 3), odległość do horyzontu jest zaś wprost proporcjonalna do czasu, a więc dla czasów coraz wcześniejszych horyzont zamyka w sobie coraz mniejszą część Wszechświata (rys. 6).

Na skutek zamykania się horyzontu rola krzywizny Wszechświata jako całości staje się coraz mniejsza w miarę naszego cofania się w czasie.

Tak więc, chociaż współczesna kosmologia nie wyjaśnia jeszcze problemów rozciągłości i przyszłości Wszechświata, daje ona zupełnie jasny obraz jego przeszłości.

Obserwacje omówione w tym rozdziale otwierają przed nami wizję Wszechświata równie prostą, jak i wspaniałą w swej wielkości. Wszechświat rozszerza



Rys. 6. Horyzont w rozszerzającym się Wszechświecie
Wszechświat jest tu przedstawiony jako sfera w czterech różnych momentach rozdzielonych równymi okresami. „Horyzontem” danego punktu P jest odległość, spoza której sygnały świetlne (informacje) nie zdążą dojść do punktu P. Odległość od P do horyzontu wzrasta wprost proporcjonalnie do upływu czasu. „Promień” Wszechświata wzrasta wprost proporcjonalnie do kwadratowego pierwiastka z czasu. Tak więc, im bardziej oddalamy się w czasie od zdarzenia P, tym większa część Wszechświata będzie zawarta wewnątrz horyzontu.

się jednorodnie i izotropowo, i taki właśnie obraz ruchu oglądany jest przez obserwatorów ze wszystkich typowych galaktyk we wszystkich kierunkach. Gdy Wszechświat rozszerza się, długości fal promieni światła wzrastają proporcjonalnie do odległości między galaktykami. Przypuszcza się, że ekspansja ta nie jest spowodowana przez jakieś „odpychania kosmiczne”, lecz wynika z nieustannego działania prędkości, nadanej materii przez wybuch w odległej przeszłości. Prędko-

kość ta stopniowo maleje pod wpływem grawitacji, przy czym to hamowanie wydaje się zachodzić bardzo wolno. Pozwala to wnioskować, że gęstość materii we Wszechświecie jest niewielka, a jej pole grawitacyjne zbyt słabe, aby doprowadzić zarówno do zamknięcia Wszechświata w skończonej przestrzeni, jak i do ostatecznego odwrócenia kierunku ekspansji. Dzięki naszym obliczeniom możemy również ogarnąć myślą początek ekspansji Wszechświata, który — zgodnie z tymi obliczeniami — musiał nastąpić jakieś dziesięć do dwudziestu miliardów lat temu.

III

Reliktyowe promieniowanie mikrofalowe

Historia przedstawiona w poprzednim rozdziale jest jedną z tych, które przypadłyby do gustu astronomom przeszłości. Nawet sceneria byłaby im bliska: wielkie teleskopy przeszukujące nocne niebo z górskich szczytów Kalifornii lub Peru, albo wieża, z której obserwator nie uzbrojonym okiem „często śledzi Wielką Niedźwiedzicę”. Jak wspomniałem we wstępie, historię tę opowiadano już wielokrotnie, często bardziej szczegółowo niż w tej książce.

Przejdziemy teraz do zupełnie innego rodzaju astronomii, do historii, która nie mogłaby być napisana jeszcze dziesięć lat temu. Nie będziemy zajmować się obserwacjami światła emitowanego w ciągu ostatnich kilkuset milionów lat z galaktyk mniej lub więcej podobnych do naszej, lecz obserwacjami rozproszonego tła szumów radiowych, które jest pozostałością okresu bliskiego początkiem Wszechświata. Sceneria również się zmieni — pojawią się dachy uniwersyteckich budynków fizyki, balony lub rakiety wzlatujące ponad atmosferę ziemską, a także pola północnego New Jersey.

W 1964 roku laboratorium firmy Bell Telephone posiadało niezwykłą antenę radiową na Crawford Hill w Holmdel, w stanie New Jersey. Antenę tę wybudo-

wano do komunikowania się poprzez satelitę „Echo”, ale jej wyposażenie — dwudziestostopowy reflektor tubowy o niezwykle niskim poziomie szumu — uczyło ją obiecującym narzędziem radioastronomicznym. Dwaj radioastronomowie, Arno A. Penzias i Robert W. Wilson, zaproponowali użycie anteny do pomiarów intensywności fal radiowych emitowanych z Galaktyki z obszarów dużych szerokości galaktycznych, tj. poza płaszczyzną Drogi Mlecznej.

Pomiary tego rodzaju są bardzo trudne. Fale radiowe z Galaktyki, podobnie jak fale radiowe z większością innych źródeł astronomicznych, najtrajniej opisywane są jako rodzaj szumu, przypominającego zakłócenia atmosferyczne, które można usłyszeć w radioodbiorniku podczas burzy z piorunami. Taki szum radiowy nie jest łatwy do odróżnienia od nieodłącznego szumu elektrycznego, spowodowanego przypadkowymi ruchami elektronów wewnątrz anteny radiowej i obwodów wzmacniacza, lub od szumu radiowego wychwyconego przez antenę z atmosfery ziemskiej. Nie jest to zbyt trudny problem dla kogoś, kto bada stosunkowo „małe” źródła szumu radiowego, takie jak gwiazda lub odległa galaktyka. Ustawia on w takim wypadku ramiona anteny raz na źródło, raz na sąsiadni obszar pustego nieba. Każdy nieistotny szum, pochodzący od anteny, obwodów wzmacniacza lub atmosfery ziemskiej, będzie prawie identyczny niezależnie od tego, czy antena skierowana jest na źródło, czy też na sąsiadujący obszar nieba, toteż będzie można wyeliminować go przez porównanie sygnału w obu położeniach. Jednak Penzias i Wilson chcieli mierzyć szum radiowy nadchodzący z naszej Galaktyki, czyli w gruncie rzeczy z samego nieba. Dlatego też podstawowe znaczenie miała identyfikacja każdego szumu elektrycznego, który mógł powstawać wewnątrz układu odbierającego sygnał.

Poprzednie badania układu anteny wykryły nieco większe szумy, niż przewidywano, ale wydawało się prawdopodobne, że różnica ta spowodowana była lekkim zwiększeniem szumu elektrycznego w obwodach wzmacniacza. W celu wyeliminowania takich kłopotów Penzias i Wilson wykorzystali urządzenie zwane „zimnym obciążeniem” — sygnał z anteny był porównywany z sygnałem wytworzonym przez sztuczne źródło chłodzone ciekłym helem do temperatury około czterech stopni powyżej zera absolutnego. Szum elektryczny w obwodach wzmacniacza powinien być taki sam w obu przypadkach, a więc powinien się znowić przy porównaniu, pozwalając na bezpośredni pomiar sygnału antenowego. Mierzony w ten sposób sygnał powinien zawierać jedynie wkłady samej anteny, atmosfery ziemskiej i dowolnych astronomicznych fal radiowych.

Penzias i Wilson spodziewali się, że sama antena powinna wytworzać bardzo małe szumy elektryczne. Jednakże, aby sprawdzić te przypuszczenia, rozpoczęli oni swoje obserwacje od stosunkowo krótkich fal długości 7,35 centymetra, dla których szum radiowy Galaktyki powinien był być znikomy. Można było naturalnie spodziewać się pewnego szumu radiowego z atmosfery ziemskiej na tej długości fal, ale powinien on wykazywać charakterystyczną zależność od kierunku. Szum ten powinien być proporcjonalny do grubości atmosfery w kierunku ustawienia anteny, to znaczy mniejszy w kierunku zenitu niż w kierunku horyzontu. Spodziewano się, że po odjęciu wkładu atmosferycznego z jego charakterystyczną kierunkową zależnością, nie powinno już być właściwie sygnału, co potwierdziłoby, iż faktycznie szum elektryczny wytworzony wewnątrz anteny jest znikomy. Można byłoby wtedy przystąpić do badania samej Galaktyki na falach dłuższych (około 21 centymetrów), gdzie

oczekiwano pojawienia się galaktycznego szumu radiowego.

(Fale radiowe o długościach rzędu centymetrów aż do metra znane są pod nazwą „promieniowania mikrofalowego”. Nazwa ta pochodzi stąd, iż są to fale krótsze od pasma UKF, wykorzystywanego w radiolokacji na początku drugiej wojny światowej).

Ku swojemu zdziwieniu, Penzias i Wilson stwierdzili wiosną 1964 roku, że odbierają sporą ilość szumu mikrofalowego na długości 7,35 centymetra, i to niezależnie od kierunku. Stwierdzili ponadto, że ten „statyczny” szum jest niezależny zarówno od pory dnia, jak i od pory roku. Wydawało się, że nie nadchodzi on z Galaktyki — gdyby bowiem tak było, wielka galaktyka M 31 w Andromedzie, która pod wieloma względami jest podobna do naszej, powinna również silnie emitować fale 7,35 cm i ten szum mikrofalowy zostałby na pewno zarejestrowany. Brak jakiekolwiek zmienności obserwowanego szumu mikrofalowego przy zmianie kierunku wskazywał przede wszystkim na to, że te fale radiowe — jeśli w ogóle istnieją — nie nadchodzą z Drogi Mlecznej, lecz ze znacznie większego obszaru Wszechświata.

Koniecznie oczywiście było ponowne rozważenie, czy sama antena nie może wytwarzać więcej szumów elektrycznych, niż przypuszczano. Wiedziano bowiem, że w gardzieli anteny zagnieździła się para gołębi. Gołębie te schwytano, wysłano do laboratoriów Bella znajdujących się w Whippany, tam wypuszczono, lecz po kilku dniach znaleziono je ponownie wewnątrz anteny w Holmdel. Wtedy znowu je złapano i w końcu zniechęcono do powrotu bardziej przekonywającymi metodami. Jednakże w czasie „wynajmowania” anteny gołębie pokryły jej gardziel czymś, co Penzias delikatnie nazwał „białym dielektrycznym materiałem”, który w temperaturze pokojowej mógł być źródłem

szumu elektrycznego. Na początku 1965 roku można było rozmontować i oczyścić gardziel anteny, ale zarówno te, jak i inne wysiłki tylko nieznacznie obniżyły poziom odbieranego szumu. Nadal pozostawało tajemnicą, skąd dochodzi szum mikrofalowy. Jedną z danych liczbowych, którymi dysponowali Penzias i Wilson, była intensywność obserwowanego szumu radiowego. Do opisu tej intensywności używali oni języka specjalistów od radiotechniki, który okazał się w tym przypadku nieoczekiwanie stosowny. Każde ciało w dowolnej temperaturze powyżej zera absolutnego stale emisuje szum radiowy, spowodowany ruchami cieplnymi elektronów we wnętrzu tego ciała. Intensywność tego szumu dla dowolnej długości fali wewnątrz pudełka z nieprzezroczystymi ściankami zależy jedynie od temperatury ścianek: im wyższa temperatura, tym bardziej intensywny szum. Tak więc intensywność szumu radiowego obserwowanego przy danej długości fali można opisywać używając określenia „temperatura równoważna”, tj. temperatura ścianek pudełka, wewnątrz którego szum radiowy miałby obserwowaną intensywność. Oczywiście, radioteleskop nie jest termometrem, rejestruje on natężenie fal radiowych poprzez pomiar słabiutkich prądów elektrycznych, indukowanych przez te fale w antenie. Kiedy radioastronom mówi, że zaobserwował szum radiowy o takiej a takiej temperaturze równoważnej, ma on na myśli tylko temperaturę nieprzezroczystego pudełka, w którym antena rejestrowałaby szum radiowy o obserwowanej intensywności. Czy antena rzeczywiście znajduje się w takim pudełku, czy nie — to oczywiście zupełnie inna kwestia. (Aby uprzedzić zastrzeżenia ekspertów, powiniensem wspomnieć, że inżynierowie radiotechnicy często opisują intensywność szumu radiowego używając terminu „temperatura anteny”, który nieco różni się od wyżej wymienionego

określenia: „temperatura równoważna”. W przypadku długości oraz intensywności fal obserwowanych przez Penziasa i Wilsona obie definicje są w istocie rzeczy identyczne).

Penzias i Wilson stwierdzili, że temperatura równoważna odbieranego przez nich szumu radiowego wynosiła około 3,5 stopnia Celsjusza powyżej zera absolutnego (dokładniej: między 2,5 a 4,5 stopnia powyżej zera absolutnego). Temperatura mierzona według skali stustopniowej, ale odniesiona do zera absolutnego zamiast do punktu topnienia lodu, podawana jest w „stopniach Kelvina”. Można więc napisać, że szum radiowy obserwowany przez Penziasa i Wilsona miał temperaturę równoważną 3,5 stopnia Kelvina lub w skrócie 3,5 K. Był on znacznie większy, niż się spodziewano, ale wciąż bardzo niski co do wartości absolutnej. Nic więc dziwnego, że Penzias i Wilson zastanawiali się przez pewien czas nad swoimi wynikami przed ich opublikowaniem. Z pewnością nikt wówczas nie zdawał sobie sprawy, że był to największy krok naprzód w kosmologii od czasów odkrycia przesunięcia widm ku czerwieni.

Znaczenie tego tajemniczego szumu mikrofalowego wkrótce zaczęło się wyjaśniać dzięki działalności „niewidzialnego kolegium” astrofizyków. Pewnego dnia Penzias zadzwonił w innej sprawie do swojego kolegi, radioastronoma z MIT, Bernarda Burke'a. Burke właśnie dowiedział się przed chwilą od jeszcze innego kolegi, Kena Turnera z Instytutu Carnegie, o odczycie wygłoszonym na Uniwersytecie Johnsa Hopkinsa przez młodego teoretyka z Princeton, P.J.E. Peeblesa. Peebles dowodził w nim, że powinien istnieć szczątkowy szum radiowy pozostały po wczesnej epoce Wszechświata, mający obecnie temperaturę równoważną około 10 K. Burke wiedział już wcześniej, że Penzias przeprowadza pomiary temperatur szumu radiowego

za pomocą tubowej anteny laboratorium Bella, skorzystał więc z okazji, aby dowiedzieć się, jak idzie praca. Penzias odrzekł, że nie najgorzej, lecz w wynikach pomiarów jest coś, czego on sam i Wilson nie rozumieją. Burke podsunął wtedy myśl, że pewne interesujące koncepcje na temat tego, co właściwie odbiera jego antena, mogą mieć fizycy z Princeton.

Peebles zarówno w odczycie, jak i w preprintie napisanym w marcu 1965 roku, zajmował się promieniowaniem występującym we wczesnym okresie Wszechświata. „Promieniowanie” — to oczywiście zbyt ogólnikowe sformułowanie, obejmuje bowiem fale elektromagnetyczne dowolnej długości: nie tylko fale radiowe, ale także promienie podczerwone, światło widzialne, ultrafioletowe, promienie Roentgena i promieniowanie o bardzo krótkiej fali, zwane promieniami gamma (patrz: tablica II s. 181). Nie ma między nimi ostrych rozgraniczeń: jeden rodzaj promieniowania stopniowo przechodzi w drugi wraz ze zmianą długości fali. Peebles zauważył, że jeśli nie istniało intensywne tło promieniowania podczas pierwszych kilku minut Wszechświata, to reakcje przebiegałyby tak gwałtownie, iż duża część występującego wówczas wodoru zostałaby „zesmażona” w cięsze pierwiastki; jest to jednak sprzeczne z faktem, że wódór stanowi prawie trzy czwarte obecnego Wszechświata. Jedynym sposobem uniknięcia gwałtownego „zesmażenia” jąder atomowych byłoby wypełnienie Wszechświata promieniowaniem o olbrzymiej temperaturze równoważnej i bardzo krótkiej fali, które mogłyby rozrywać cięsze jądra w takim samym tempie, w jakim one powstawały.

Przekonamy się, że promieniowanie to mogło przetrwać dalszą ekspansję Wszechświata, ale jego temperatura równoważna powinna zmieniać się odwrotnie proporcjonalnie do liniowych rozmiarów Wszechświ-

ta. (Jest to w istocie, jak się przekonamy, efekt przesunięcia ku czerwieni). Wynika stąd, że obecny Wszechświat również powinien być wypełniony promieniowaniem, jednakże o temperaturze znacznie niższej niż w pierwszych kilku minutach. Peebles oszacował, że do utrzymania tempa tworzenia się helu i pierwiastków cięższych w dopuszczalnych granicach, tło promieniowania powinno być tak intensywne, iż jego obecna temperatura powinna wynosić co najmniej 10 stopni Kelvina.

Wartość 10 K okazała się nazbyt wysoka i wkrótce zastąpiono ją wynikami dokładniejszych obliczeń, które będą omówione w rozdziale piątym. Artykuł Peeblesa nigdy co prawda nie został wydrukowany, lecz jego wniosek był poprawny. Na podstawie obserwowanej zawartości wodoru możemy sądzić, że podczas trwania pierwszych kilku minut Wszechświat musiał być wypełniony ogromną ilością promieniowania, które powstrzymywało tworzenie się jąder cięższych pierwiastków. Ekspansja Wszechświata powinna obniżyć temperaturę równoważną tego promieniowania do kilku stopni Kelvina, toteż dziś obserwujemy je tylko w postaci reliktowego szumu radiowego, dochodzącego równomiernie ze wszystkich stron. Wniosek ten w naturalny sposób wyjaśniał odkrycie Penziosa i Wilsona. Tak więc, w pewnym sensie antena w Holmdel znajduje się w pudełku — pudełkiem tym jest cały Wszechświat. Temperatura równoważna rejestrowana przez antenę nie jest jednak temperaturą dzisiejszego Wszechświata, lecz ta, którą miał on dawno temu, zmniejszoną proporcjonalnie do stopnia jego rozszerzenia się od tego czasu.

Praca Peeblesa zamknięła jedynie długi szereg podobnych rozważań kosmologicznych. Teoria nukleosyntezy w „wielkim wybuchu” rozwinęła się już bowiem pod koniec lat czterdziestych XX wieku dzięki wysił-

kom George'a Gamowa i jego współpracowników, Ralphi Alphera i Roberta Hermana. Alpher i Herman przewidzieli także promieniowanie reliktowe, którego temperatura powinna obecnie wynosić około 5 K. Niezależnie od tego podobne obliczenia zostały przeprowadzone w 1964 roku przez J.B. Zeldowicza w Związku Radzieckim oraz Freda Hoyle'a i R.J. Taylera w Anglii. Te wcześniejsze prace nie były początkowo znane ani grupie z laboratorium Bella, ani grupie z Princeton. Nie miały one wpływu na odkrycie promieniowania reliktowego, toteż z ich opisem możemy poczekać do rozdziału szóstego. (Podejmiemy tam także zadziwiającą kwestię historyczną, dlaczego żadna z tych wcześniejszych prac teoretycznych nie doprowadziła do poszukiwań mikrofalowego promieniowania reliktowego).

Obliczenia Peeblesa z 1965 roku były kontynuacją badań fizyka eksperymentalnego z Princeton, Roberta H. Dicke'a. (Dicke był także twórcą pewnych technik mikrofalowych, stosowanych przez radioastronomów). W 1964 roku Dicke zaczął zastanawiać się, czy po wczesnym — gorącym i gęstym — okresie historii Kosmosu nie pozostało jakieś dające się zaobserwować promieniowanie. Spekulacje Dicke'a opierały się na „oscylującej” teorii Wszechświata, do której powrócimy w ostatnim rozdziale. Nie dawał on wprawdzie konkretnych wskazówek co do temperatury tego promieniowania, ale uchwycił ów istotny punkt, wokół którego warto było czegoś szukać. Dicke zaproponował P.G. Rollowi i D.T. Wilkinsonowi, aby sporządzili aparaturę do poszukiwania reliktowego promieniowania mikrofalowego. Rozpoczęli oni montaż małej anteny o niskim poziomie szumu na dachu budynku Fizycznego Laboratorium Palmera w Princeton. (W tym celu nie trzeba stosować dużych radioteleskopów: promieniowanie dociera bowiem ze wszystkich

stron, toteż przez użycie silniej ogniskującej anteny nic się nie zyskuje).

Zanim skończyli swoje pomiary, Dicke otrzymał wiadomość od Penziasa, który właśnie usłyszał od Burke'a o pracy Peeblesa. Postanowili wówczas opublikować w „Astrophysical Journal” dwa listy, w których Penzias i Wilson zakomunikowali by rezultaty swoich obserwacji, a Dicke, Peebles, Roll i Wilkinson podali by ich kosmologiczną interpretację. Penzias podał ich kosmologiczną interpretację. Penzias skromnie swoje doniesienie jako „Pomiar nadmiernej temperatury anteny przy 4 080 Mc/s” (częstotliwość, na jaką nastrojono antennę, wynosiła 4,080 Mc/s, czyli 4 miliardy 80 milionów cykli na sekundę, co odpowiada długości fali 7,35 centymetra). Zakomunikowali oni po prostu, że „Pomiar efektywnej temperatury szumu (...) wykazał wartość wyższą o 3,5 K od oczekiwanej”. Unikali też wszelkich wzmianek o kosmologii poza następującą uwagą: „Możliwe wyjaśnienie obserwowanej nadmiernej temperatury szumu podają Dicke, Peebles, Roll i Wilkinson we wspólnym liście umieszczonym w tym samym numerze”.

Czy promieniowanie mikrofalowe odkryte przez Penziasa i Wilsona rzeczywiście jest reliktem początków Wszechświata?

Zanim zaczniemy omawiać doświadczenia, które wykonano w 1965 roku, powinniśmy zastanowić się, czego teoretycznie możemy oczekwać. Jakie są główne własności promieniowania, które powinno wypełniać Wszechświat, jeśli przyjmiemy, że aktualne koncepcje kosmologiczne są poprawne? To pytanie prowadzi do rozważenia tego, co działa się z promieniowaniem w miarę rozszerzania się Wszechświata — nie tylko w okresie nukleosyntezy, czyli pod koniec pierwszych trzech minut, ale również w eonach, które upłyły od tego okresu.

W rozważaniach tych trzeba zrezygnować ze stosowanego dotąd klasycznego sposobu przedstawiania promieniowania jako fal elektromagnetycznych. Zamiast tego przyjmiemy bardziej nowoczesny, „kwantowy” opis, według którego promieniowanie składa się z cząstek zwanych fotonami. Zwykła fala świetlna zawiera ogromną liczbę wędrujących razem fotónów. Jeśli jednak bardzo dokładnie zmierzmy energię niesioną przez ciąg takich fal, to stwierdzimy, że stanowi ona zawsze pewną wielokrotność określonej wielkości, którą zidentyfikujemy jako energię pojedynczego fotonu. Jak zobaczymy, energie fotónów są na ogół bardzo małe, toteż w praktyce przyjmuje się, że fala elektromagnetyczna może mieć dowolną energię. Jednakże oddziaływanie promieniowania z atomami lub jądrami atomowymi zachodzi zwykle poprzez pojedyncze fotony, toteż do badania takich procesów bardziej potrzebny jest opis fotonowy niż falowy. Fotony mają zerową masę i zerowy ładunek elektryczny, niemniej jednak są one realnymi cząstkami — każdy niesie określoną ilość energii i pędu, a nawet ma określony spin dookoła kierunku swego ruchu.

Co dzieje się z pojedynczym fotonem w czasie jego wędrówki przez Wszechświat? Niewiele, jeśli rozważamy obecny stan Wszechświata. Światło z obiektów oddalonych o jakieś 10 miliardów lat świetlnych dochodzi do nas — jak się wydaje — bardzo dobrze. Nawet jeśli jest jakaś materia w przestrzeni międzygalaktycznej, musi być ona wystarczająco przezroczysta, aby fotony mogły wędrować bez rozpraszczenia i pochłaniania przez czas stanowiący duży ulamek wieku Wszechświata. Ponieważ jednak Wszechświat rozszerza się, przeto jego zawartość musiała być kiedyś bardziej zagęszczona niż obecnie. Temperatura gazu wzrasta — jak wiemy — podczas sprężania, toteż można wnioskować, że materia Wszechświata w przeszłości

była znacznie gorętsza. Istotnie, w pierwszych siedmiuset tysiącach lat zawartość Wszechświata była tak rozżarzona i gęsta, że nie mogła tworzyć zarodków gwiazd i galaktyk, a nawet jądra i elektryny nie były jeszcze związane w atomy.

W tych niekorzystnych warunkach foton nie mógł przebywać niezmiernie wielkich odległości bez przeszkode, jak to dzieje się w dzisiejszym Wszechświecie. Foton spotykałby na swej drodze ogromną liczbę swobodnych elektronów, które mogłyby skutecznie rozpraszać go lub pochłaniać. Jeśli foton jest rozpraszany przez elektron, to albo przekazuje trochę energii elektronowi, albo jej nieco mu odbiera, w zależności od tego, czy początkowo większą energię miał foton, czy też elektron. „Średni swobodny czas” wędrówki fotona przed pochłonięciem lub zauważalną zmianą energii powinien był być dość krótki, znacznie krótszy od charakterystycznego czasu ekspansji Wszechświata. Odpowiednie średnie czasy swobodne innych cząstek, tzn. elektronów i jąder atomowych, powinny być jeszcze krótsze. Tak więc, chociaż Wszechświat rozszerzał się na początku bardzo gwałtownie, to jednak dla pojedynczego fotona, elektronu czy jądra atomowego ekspansja ta trwała bardzo długo. Każda cząstka mogła być w tym czasie wielokrotnie rozproszona lub pochłonięta i znowu emitowana.

Każdy tego typu układ, w którym pojedyncze cząstki mają dosyć czasu dla wielokrotnych oddziaływań, powinien osiągnąć kiedyś równowagę. Ilości cząstek, których parametry (położenie, energia, prędkość, spin itp.) zawarte są w pewnym zakresie wielkości, będą się zmieniać, aż wreszcie się ustala. Własności takiego układu nie są wtedy już zdeterminowane przez warunki początkowe, lecz przez żądanie zachowania stanu równowagi. Oczywiście, „równowaga” nie oznacza tu zamrożenia cząstek — każda z nich ciągle bowiem

zderza się z sąsiednimi. To, co jest tu niezmienne lub zmienia się powoli — to sposób rozdziału cząstek między różne położenia, wartości energii itp., a zatem równowaga ta ma charakter statystyczny.

Taki statystyczny rodzaj równowagi określany jest zwykle jako „równowaga termiczna”, ponieważ charakteryzuje się określona temperaturą, która musi być jednakowa w całym układzie. Ścisłe mówiąc, temperaturę można dokładnie zdefiniować tylko w stanie równowagi termicznej. Matematycznego aparatu do obliczania właściwości dowolnego układu w stanie równowagi termicznej dostarcza dziedzina fizyki teoretycznej zwana mechaniką statystyczną.

Mechanizm ustalania się równowagi termicznej działa trochę tak, jak powinien działać mechanizm cen w klasycznej ekonomii. Jeżeli popyt przekracza podaż, to ceny towarów wzrastają, zmniejszając istniejący popyt i zachęcając do zwiększania produkcji. Jeżeli podaż towarów przekracza popyt, to ceny spadają, zwiększając popyt i zniechęcając do dalszej produkcji. W każdym razie popyt i podaż osiągną równowagę. W ten sam sposób, jeżeli w pewnym zakresie energii, prędkości itp. występuje zbyt dużo lub zbyt mało cząstek, to tempo, w jakim opuszczają one ten zakres, będzie odpowiednio większe lub mniejsze od tempa, w jakim do niego wchodzą, i to tak długo, dopóki nie ustali się równowaga.

Oczywiście mechanizm cenowy nie zawsze funkcjonuje dokładnie w taki sposób, jaki zakłada klasyczna teoria ekonomii, ale analogia rozciąga się również i na to zastrzeżenie — większość układów fizycznych jest w rzeczywistości dość odległa od równowagi termicznej. Wewnątrz gwiazd co prawda panuje prawie idealna równowaga termiczna, tak że możemy dość wiarygodnie określić istniejące tam warunki, ale na przykład powierzchnia Ziemi nigdzie nie jest bliska rów-

nowagi i dlatego nie możemy być pewni, czy jutro będzie padał deszcz, czy też nie. Wszechświat nigdy nie był w stanie idealnej równowagi termicznej, choćby z tego względu, że nieustannie się rozszerza. Jednakże w rozważniach nad wczesnym okresem, w którym szybkość rozpraszania lub pochłaniania pojedynczych cząstek była znacznie większa od szybkości kosmicznej ekspansji, możemy zakładać, że Wszechświat rozwija się „powoli” od jednego stanu prawie idealnej równowagi termicznej do innego takiego stanu.

Stwierdzenie, że Wszechświat kiedyś przeszedł przez stan równowagi termicznej, jest właśnie podstawą naszej argumentacji. Zgodnie z prawami mechaniki statystycznej własności dowolnego układu w stanie równowagi termicznej wystarczająco określa znajomość temperatury tego układu i gęstości kilku zachowawczych wielkości (powiemy o nich więcej w następnym rozdziale). Wszechświat zachował więc jedynie „mgliste wspomnienie” swoich warunków początkowych. Wielka to szkoda, gdyż pragniemy zrekonstruować właśnie sam początek. Sytuację tę rekompensuje nam jednak możliwość wydedukowania przebiegu wydarzeń bez zbyt wielu arbitralnych założeń.

Promieniowanie mikrofalowe odkryte przez Penziasa i Wilsona uważane jest, jak już mówiliśmy, za relikt okresu, w którym Wszechświat znajdował się w stanie równowagi termicznej. Toteż, aby dowiedzieć się, jakich właściwości możemy oczekwać od obserwowanego reliktoowego promieniowania mikrofalowego, powinniśmy najpierw zapytać: jakie właściwości ma każde promieniowanie znajdujące się w stanie równowagi termicznej z materią?

Tak się składa, że jest to pytanie, które wcześniej doprowadziło do teorii kwantów oraz interpretacji promieniowania jako strumienia fotonów. W dziewięćdziesiątych latach ubiegłego wieku stwierdzono, że

właściwości promieniowania w stanie równowagi termicznej z materią zależą tylko od temperatury. Mówiąc ściślej, ilość energii takiego promieniowania w dowolnym zakresie długości fal, liczona na jednostkę objętości, jest określona przez uniwersalny wzór zawierający jedynie długość fali i temperaturę. Ten sam wzór opisuje ilość promieniowania wewnętrz pudełka o nieprzezroczystych ścianach, toteż radioastronom może go zastosować do interpretacji zaobserwowanego szumu radiowego przez określenie „temperatury równoważnej”. Wzór ten określa również ilość promieniowania dla dowolnej długości fali na sekundę i na centymetr kwadratowy, emitowanego z każdej całkowicie pochłaniającej powierzchni. Promieniowanie tego rodzaju jest powszechnie znane jako „promieniowanie ciała doskonale czarnego”. Tak więc promieniowanie ciała doskonale czarnego charakteryzuje się określonym rozkładem energii dla różnych długości fal, opisany przez uniwersalny wzór zależny tylko od temperatury. Znalezienie tego wzoru było najpilniejszym zadaniem fizyków teoretyków w ostatnim dziesięcioleciu ubiegłego wieku.

Prawidłowy wzór na promieniowanie ciała doskonale czarnego został sformułowany w ostatnich tygodniach dziewiętnastego wieku przez Maxa Karla Ernsta Ludwiga Plancka. Dokładny kształt tego rozwiązania dla temperatury 3 K, odpowiadającej temperaturze kosmicznego szumu mikrofalowego, uwidoczniony jest na rys. 7. Wzór Plancka można jakościowo opisać w następujący sposób: w pudle wypełnionym promieniowaniem ciała doskonale czarnego energia wzrasta bardzo gwałtownie wraz ze wzrostem długości fali aż do momentu, w którym osiąga maksimum, po czym szybko maleje. Taki „rozkład Plancka” jest uniwersalny, niezależny od rodzaju materii, z którą oddziałuje promieniowanie, lecz uzależniony tylko od jej tempe-

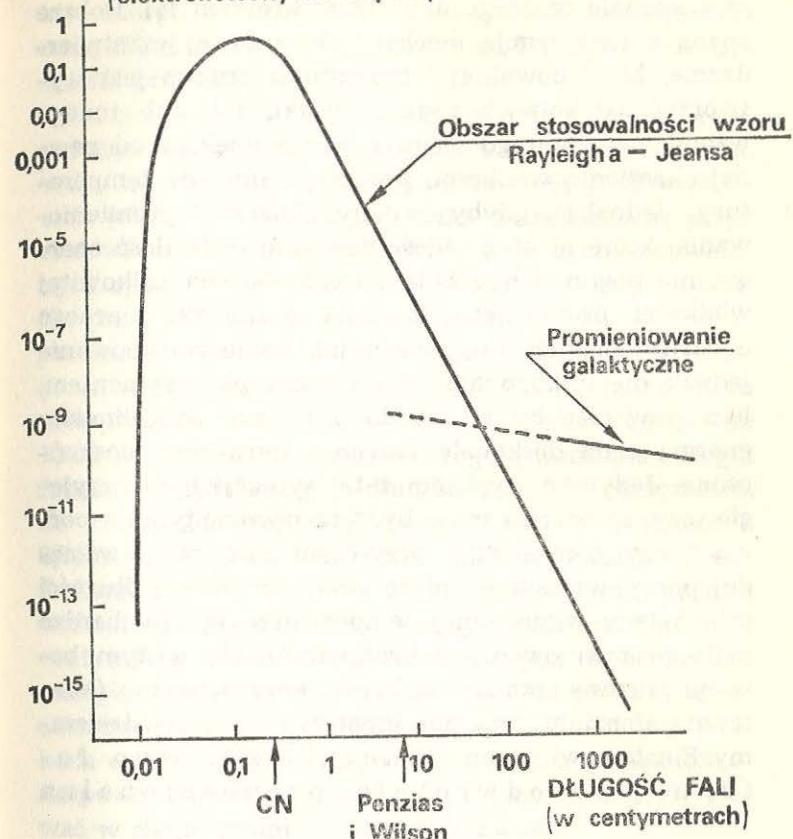
ratury. Stosowany obecnie termin „promieniowanie ciała doskonale czarnego” odnosi się do każdego promieniowania, którego rozkład energii daje się opisać wzorem Plancka, niezależnie od tego, czy to promieniowanie rzeczywiście emisja ciała doskonale czarne. Zatem w ciągu co najmniej pierwszego miliona lat, gdy promieniowanie i materia były w stanie równowagi termicznej, Wszechświat musiał być wypełniony promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temperaturze równej tej, którą miała materia.

Znaczenie wyliczeń Plancka wykracza daleko poza problem promieniowania ciała doskonale czarnego. Planck wprowadził w nich koncepcję przenoszenia energii w odrębnych porcjach, czyli kwantach. Kwantowanie energii rozwijał on początkowo tylko dla materii będącej w równowadze z promieniowaniem. Jednakże w kilka lat później Einstein zauważał, że każde promieniowanie rozprzestrzenia się w postaci kwantów, które później nazwano fotonami. Koncepcje te doprowadziły w latach dwudziestych naszego wieku do jednej z największych rewolucji intelektualnych w dziejach nauki: język mechaniki klasycznej zastąpiony został całkowicie nowym językiem — mechaniką kwantową.

W książce tej nie możemy zbytnio zagłębiać się w mechanikę kwantową. Jednakże warto przyjrzeć się, w jaki sposób kwantowy opis promieniowania pozwala nam w przybliżeniu wyprowadzić rozkład Plancka. Pomoże to bowiem w zrozumieniu zachowania się promieniowania w rozszerzającym się Wszechświecie.

Gęstość energii promieniowania ciała doskonale czarnego zmniejsza się, jeśli długość fali jest bardzo duża — trudno bowiem zmieścić promieniowanie w dowolnym fragmencie przestrzeni, którego wymiary są mniejsze niż długość fali. Mogło to być zrozumiane (i było) nawet bez teorii kwantów, po prostu na pod-

GEŠTOŚĆ ENERGII NA JEDNOSTKĘ DŁUGOŚCI
FALI : 3K
(elektronowolty na cm^3/cm)



Rys. 7. Rozkład Plancka

Rysunek przedstawia zależność gęstości energii na jednostkę długości fali od długości fali dla promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 3 K (w wypadku temperatur fazy wyższych od 3 K trzeba tylko pomnożyć skalę długości $1/f$ razy i powiększyć skalę gęstości energii f^5 razy). Prawa część krzywej opisana jest przez „rozkład Rayleigha-Jeansa”. Linia o takim nachyleniu opisuje wiele zjawisk oprócz promieniowania ciała doskonale czarnego. Gwałtowny spadek

stawie znajomości falowej teorii promieniowania. Z drugiej strony nie można bez kwantowego opisu zrozumieć spadku gęstości energii promieniowania ciała doskonale czarnego dla bardzo krótkich fal. Dobrze znaną konsekwencją mechaniki kwantowej jest stwierdzenie, że w dowolnej temperaturze trudno jest wytworzyć jakikolwiek rodzaj cząstki, fali lub innego wzbudzenia, którego energia będzie większa od pewnej określonej wielkości, proporcjonalnej do temperatury. Jednakże, gdyby istniały „faleczki” promieniowania, które mogłyby nieść dowolnie małą ilość energii, nie powinno być żadnego ograniczenia całkowitej wielkości promieniowania ciała doskonale czarnego o bardzo małych długościach fal. Takie rozumowanie jednak nie tylko byłoby sprzeczne z eksperymentem, lecz prowadziłoby nawet do przyjęcia, że całkowita energia ciała doskonale czarnego musi być nieskończona. Jedynym wyjściem z tej sytuacji było przyjęcie tezy, że energia może być przenoszona tylko w porcjach, czyli „kwantach”, przy czym ilość energii w każdej porcji wzrasta w miarę zmniejszania się długości fali. Wtedy w dowolnej temperaturze byłoby bardzo mało promieniowania o krótkich falach, w tym bowiem zakresie „porcje” są bardzo energochłonne. Ostateczne sformułowanie tej hipotezy, które zawdzięczamy Einsteinowi, brzmi: energia każdego fotonu jest odwrotnie proporcjonalna

krzywej po lewej stronie spowodowany jest kwantowym charakterem promieniowania i stanowi specyficzną cechę promieniowania ciała doskonale czarnego. Linia „promieniowania galaktycznego” ilustruje natężenie szumów radiowych Galaktyki. Strzałki na dole wykresu wskazują długość fali mierzonej przez Penziosa i Wilsona oraz długość fali, odpowiadającej pierwszemu wzbudzonemu stanowi rotacyjnemu międzygwiazdnego rodnika cyjanowego — CN.

do jego długości fali. W dowolnej temperaturze promieniowanie ciała doskonale czarnego będzie zawierać bardzo małą liczbę fotonów o zbyt wielkiej energii, a więc bardzo mało tych, które mają zbyt małą długość fali, co tłumaczy spadek krzywej Plancka dla fal krótkich.

Na przykład wartość energii fotonu o fali długości jednego centymetra wynosi 0,000124 elektronowolta, a dla fal krótszych proporcjonalnie więcej. Elektronowolt (eV) jest wygodną jednostką energii, równą przyrostowi energii jednego elektronu w ruchu wywołanym spadkiem potencjału o wartości jednego volta. Na przykład zwykła półtorawoltowa bateria do latarki przekazuje każdemu elektronowi, który przechodzi przez włókno żarówki, energię 1,5 eV. (W jednostkach metrycznych 1 eV równa się $1,602 \times 10^{-12}$ erga lub $1,602 \times 10^{-19}$ dżula). Zgodnie z regułą Einsteina energia fotonu mikrofalowego o długości fali 7,35 centymetra, do której „dostroili się” Penzias i Wilson, wynosiła 0,000124 eV podzielone przez 7,35 czyli 0,000017 eV. Z drugiej strony długość fali typowego fotonu światła widzialnego stanowi około jednej dwudziestotysięcznej centymetra (5×10^{-5} cm), tak więc jest on obdarzony energią, której wartość wynosi 0,000124 eV razy dwadzieścia tysięcy, czyli około 2,5 eV. W obu przypadkach energia pojedynczego fotonu jest w skali makroskopowej bardzo mała i dlatego fotony wydają się zlewać w ciągłe strumienie promieniowania.

Tak się składa, że energie reakcji chemicznych są na ogół rzędu elektronowolta na atom lub na elektron. Co prawda wyrwanie elektronu z atomu wodoru wymaga aż 13,6 eV, ale jest to jednak wyjątkowo gwałtowny proces. Niezwykle ważnym dla nas faktem jest to, że fotony światła słonecznego mają energię tego samego rzędu. Umożliwia to im inicjowanie takich reakcji chemicznych, jak procesy fotosyntezy. Energie

reakcji jądrowych są na ogół rzędu milionów elektrownowoltów i dlatego kilogram plutonu ma, ogólnie biorąc, taką siłę wybuchową jak milion kilogramów tonytu.

Fotonowy opis pozwoli nam łatwo zrozumieć główne cechy jakościowe promieniowania ciała doskonale czarnego. Przede wszystkim zasady mechaniki statystycznej mówią nam, że energia typowego fotonu jest proporcjonalna do temperatury, reguła Einsteina zaś głosi, że długość fali każdego fotonu jest odwrotnie proporcjonalna do jego energii. Z zestawienia tych dwóch reguł wynika, że typowa długość fali fotonów promieniowania ciała doskonale czarnego jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury. Wyrażając ten fakt ilościowo, stwierdzamy, że typowa długość fali, w pobliżu której skoncentrowana jest większość energii promieniowania ciała doskonale czarnego w temperaturze 1 K, wynosi 0,29 cm, a dla wyższych temperatur będzie ona proporcjonalnie mniejsza.

Na przykład ciało nieprzezroczyste w zwykłej, „pojedynkowej” temperaturze 300 K (czyli 27°C) będzie wysyłać promieniowanie ciała doskonale czarnego o fali długości 0,29 cm podzielonej przez trzysta, czyli około jednej tysięcznej centymetra. Takie fale znajdują się w zakresie promieniowania podczerwonego i są dla nas niewidoczne. Z drugiej strony, powierzchnia Słońca ma temperaturę około 5800 K, a więc energia przez nią emitowana skupia się w pobliżu fali o długości: około 0,29 cm podzielone przez 5800, czyli około jednej dwudziestotysięcznej centymetra (5×10^{-5} cm) lub równoważnie około 5000 angstromów. (Jeden angstrom odpowiada jednej stumilionowej centymetra, czyli 10^{-8} cm). Jak już wspomnieliśmy, jest to środek zakresu długości fal, które mogą być przez nas dostrzegane, i dlatego nazywamy go zakresem fal widzialnych. Fakt, że są to fale tak krótkie, sprawił, iż do-

piero na początku dziewiętnastego wieku odkryto falową naturę światła. Dopiero gdy zbadano, jak światło przechodzi przez naprawdę małe otwory, można było zaobserwować zjawiska charakterystyczne dla ruchu falowego — takie jak na przykład dyfrakcja.

Widzieliśmy, że spadek gęstości energii promieniowania ciała doskonale czarnego przy dużych długościach fal jest spowodowany trudnością zmieszczenia promieniowania we fragmencie przestrzeni, którego rozmiary są mniejsze od długości fali. W rzeczywistości średnia odległość pomiędzy fotonami promieniowania ciała doskonale czarnego jest mniej więcej równa typowej długości fali fotonu. Z kolei jednak długość ta jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury, tak że średnia odległość pomiędzy fotonami jest również odwrotnie proporcjonalna do temperatury. Liczba dowolnych obiektów w ustalonej objętości jest zawsze odwrotnie proporcjonalna do sześcianu średniej odległości między nimi, co dla promieniowania ciała doskonale czarnego można wyrazić następująco: liczba fotonów w danym fragmencie przestrzeni jest proporcjonalna do sześcianu temperatury.

Wszystkie te informacje pozwolą nam wyciągnąć pewne wnioski co do ilości energii w promieniowaniu ciała doskonale czarnego. Gęstość energii (energia na jednostkę objętości) jest to po prostu liczba fotonów w jednostce objętości pomnożona przez średnią energię fotonu. Przekonaliśmy się jednak, że liczba fotonów na jednostkę objętości jest proporcjonalna do trzeciej potęgi temperatury, średnia zaś energia fotonu jest po prostu proporcjonalna do temperatury. To też gęstość energii promieniowania ciała doskonale czarnego jest proporcjonalna do trzeciej potęgi temperatury razy temperatura, czyli do czwartej potęgi temperatury. W przeliczeniu gęstość energii promie-

niowania ciała doskonale czarnego wynosi 4,72 eV na decymetr sześcienny w temperaturze 1 K, 47 200 eV w temperaturze 10 K itd. (zależność tę wyraża prawo Stefana-Boltzmanna). Jeżeli mikrofalowe promieniowanie odkryte przez Penziasa i Wilsona rzeczywiście jest promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temperaturze 3 K, to jego gęstość energii musi równać się 4,72 eV na decymetr sześcienny razy 3 do potęgi czwartej, czyli około 380 eV na litr. Kiedy temperatura była tysiąc razy większa, gęstość energii musiała być bilion (10^{12}) razy większa.

Teraz możemy powrócić do początków reliktowego promieniowania mikrofalowego. Wiemy już, iż musiał istnieć taki okres, kiedy Wszechświat był do tego stopnia gorący i zagęszczony, że jądra i elektryny występuły oddziennie, a równowagę termiczną między materią a promieniowaniem utrzymywało rozpraszanie fotonów na swobodnych elektronach. W miarę upływu czasu Wszechświat rozszerzał się i oziębiał, aż w końcu osiągnął temperaturę dostatecznie niską (około 3000 K), aby elektryny mogły połączyć się z jądrami w atomach. (W literaturze astrofizycznej proces ten nazywa się zwykle „rekombinacją”, lecz jest to termin niezbyt odpowiedni, ponieważ jądra i elektryny nigdy wcześniej w historii Wszechświata nie były połączone w atomy!) Nagłe zniknięcie swobodnych elektronów zerwało kontakt cieplny między promieniowaniem a materią i od tego czasu promieniowanie mogło swobodnie rozszerzać się.

W tym momencie energia pola promieniowania o różnych długościach fali określona była stanem równowagi termicznej, zatem rozkład jej opisywał wzór Plancka dla ciała doskonale czarnego o temperaturze równej temperaturze materii, czyli około 3000 K; a zatem typowa długość fali fotonów powinna była wynosić około jednego mikrona (jedna dziesięciotysięczna

centymetra lub 10 000 angstromów), tak więc średnia odległość między fotonami powinna była być mniej więcej równa tej długości fali.

Co działo się z fotonami od tego czasu? Pojedyncze fotony nie mogły powstawać lub znikać, tak więc średnia odległość między nimi powinna po prostu wzrastać wraz z rozmiarami Wszechświata, tj. proporcjonalnie do średniej odległości między typowymi galaktykami. Przekonaliśmy się jednak w poprzednim rozdziale, że zjawisko kosmologiczne przesunięcia ku czerwieni odpowiada „rozciąganiu” długości fali dowolnego promienia światła w miarę ekspansji Wszechświata. Wynika stąd, że długości fal pojedynczych fotonów również powinny rosnąć proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata, a zatem foton pozostaną oddalone od siebie o mniej więcej jedną typową długość fali, czyli tak jak w promieniowaniu ciała doskonale czarnego. Rzeczywiście, dokonując niezbędnych obliczeń można wykazać, że promieniowanie wypełniające Wszechświat powinno w miarę jego ekspansji dawać się opisać wzorem Plancka dla ciała doskonale czarnego, mimo że nie jest ono już w stanie równowagi termicznej z materią (patrz: Suplement matematyczny, 4). Jedynym skutkiem ekspansji jest wzrost typowej długości fali fotonu proporcjonalnie do wzrostu rozmiarów Wszechświata. Temperatura promieniowania ciała doskonale czarnego jest odwrotnie proporcjonalna do typowej długości fali, toteż powinna obniżać się podczas rozszerzania Wszechświata odwrotnie proporcjonalnie do jego rozmiarów. Na przykład Penzias i Wilson stwierdzili, że intensywność odkrytego przez nich szumu mikrofalowego odpowiada temperaturze około 3 K. Właśnie takiej wartości należało się spodziewać, jeżeli Wszechświat rozszerzył się tysiąc razy od czasów, kiedy temperatura była dostatecznie wysoka (3000 K), aby utrzymać materię i promieniowanie w stanie rów-

nowagi termicznej. Jeżeli taka interpretacja jest prawidłowa, to szum radiowy o temperaturze 3 K jest najstarszym sygnałem odebranym przez astronomów, wysłany był bowiem znacznie wcześniej niż światło z najodleglejszych galaktyk, jakie możemy zaobserwować.

Jednakże Penzias i Wilson zmierzyli natężenie szumu kosmicznego tylko dla jednej długości fali — 7,35 cm. Trzeba było więc w tej sytuacji odpowiedzieć na pytanie, czy rozkład energii promienistej dla różnych długości fal da się opisać wzorem Plancka dla ciała doskonale czarnego. Jeżeli tak, to temperatura równoważna wyliczona przez porównanie danych obserwacyjnych ze wzorem Plancka powinna mieć tę samą wartość dla wszystkich długości fal.

Wkrótce po opublikowaniu pierwszych dwóch artykułów grupy z laboratorium Bell i grupy z Princeton, również Roll i Wilkinson ogłosili wyniki swoich pomiarów. Według nich temperatura równoważna promienowania reliktowego o fali długości 3,2 cm zawiera się między 2,5 K a 3,5 K. Tak więc, w granicach błędu eksperymentalnego, intensywność radiowego szumu kosmicznego była większa dla długości fali 3,2 cm niż dla 7,35 cm i to w takim stosunku jakiego należało oczekiwac, jeśli promieniowanie dawało się opisać wzorem Plancka!

Od 1965 roku intensywność reliktowego promieniowania mikrofalowego była mierzona przez radioastronomów dla kilkunastu różnych długości fal, zawartych w przedziale od 73,5 cm aż do 0,33 cm. Każdy z tych pomiarów jest zgodny z Planckowskim rozkładem energii dla temperatur między 2,7 K a 3 K.

Jednakże zanim pospiesznie wywnioskujemy, że jest to rzeczywiście promieniowanie ciała doskonale czarnego, powinniśmy przypomnieć sobie, iż „typowa” długość fali, dla której rozkład Plancka osiąga maksimum,

wynosi 0,29 cm podzielone przez temperaturę w stopniach Kelvina, co dla temperatury 3 K daje nieco poniżej 0,1 cm. A więc wszystkie te pomiary mikrofalowe układają się po stronie długich fal od maksimum rozkładu Plancka. Widzieliśmy jednak, że w tej części widma wzrost gęstości energii wraz ze spadkiem długości fali spowodowany jest tylko przez trudności umieszczania fal o dużej długości w małych objętościach i należy go oczekiwac dla wielu różnorodnych pól promieniowania, włącznie z promieniowaniem, które nie było wytworzone w warunkach równowagi termicznej. (Radioastronomowie nazywają tę część widma obszarem Rayleigha-Jeansa, ponieważ była ona po raz pierwszy analizowana przez lorda Rayleigha i Sir Jamesa Jeansa). W celu sprawdzenia, czy rzeczywiście obserwujemy promieniowanie ciała doskonale czarnego, trzeba przejść poza maksimum rozkładu Plancka w rejon fal krótkich i sprawdzić, czy gęstość energii faktycznie spada tu ze zmniejszaniem długości fal, jak to przewiduje teoria kwantowa. Przy długościach fal mniejszych od 0,1 cm znajdziemy się już poza terenem badań radioastronomii lub astronomii mikrofalowej i wkroczymy w obszar nowej dziedziny — astronomii podczerwieni.

Niestety, atmosfera naszej planety, prawie przezroczysta dla fal o długości ponad 0,3 cm, staje się coraz bardziej nieprzejrzysta dla fal krótszych. Nie wydaje się prawdopodobne, aby w jakimkolwiek ziemskim obserwatorium, nawet wysoko w górach, można było badać kosmiczne promieniowanie reliktowe na falach dużo krótszych niż 0,3 cm.

Dziwnym zbiegiem okoliczności promieniowanie tła zarejestrowano jednak w zakresie fal krótszych, i to dużo wcześniej nim przeprowadzono opisywane tu badania; co więcej, dokonano tego za pomocą tradycyjnych metod astronomii, a nie radioastronomii czy

astronomii podczerwieni! W gwiazdozbiorze Wężownika (łac. „Ophiuchus”) znajduje się chmura gazu międzygwiezdnego, która położona jest między Ziemią a gorącą, lecz niczym innym nie wyróżniającą się gwiazdą ζ Oph. Widmo ζ poprzecinane jest wieloma bardzo ciemnymi pasmami, co oznacza, że przesłaniający ją gaz pochłania światło selektywnie w kilku ostro oddzielonych długościach fal. Długościom tym odpowiada taka energia fotonów, jaką potrzebna jest do spowodowania przejścia molekuł w chmurze gazu do stanów o wyższej energii. (Molekuły tak jak i atomy mogą istnieć tylko w stanach o dyskretnej, czyli skwantowanej energii). Tak więc z obserwacji długości fal, przy których występują ciemne pasma, można wywnioskować, co to za molekuły i w jakich stanach się znajdują.

Jedna z linii absorpcyjnych w widmie ζ Oph pojawia się na fali o długości 3875 angstromów, co wskazuje na obecność w gazie międzygwiezdnym cząsteczki cyjanu CN zbudowanej z jednego atomu węgla i jednego atomu azotu. (CN jest rodnikiem, co oznacza, że w normalnych warunkach łączy się gwałtownie z innymi atomami tworząc bardziej trwałe cząsteczki, takie jak kwas cyjanowodorowy — HCN — silna trucizna. W przestrzeni międzygwiezdnej CN jest dość trwały). W 1941 roku W.S. Adams i A. McKellar stwierdzili, że ta linia absorpcyjna jest w rzeczywistości rozszczepiona na trzy składniki o długościach fal 3874,608; 3875,763 i 3873,998 angstrem. Pierwsza z tych linii absorpcyjnych odpowiada przejściu, w którym rodnik cyjanowy przechodzi ze stanu o najniższej energii („stan podstawowy”) do stanu oscylacyjnego. Powinna się ona pojawiać nawet w temperaturze zera absolutnego. Jednakże dwie pozostałe linie mogą powstawać tylko dzięki przejściom ze stanu rotacyjnego, znajdującego się tuż ponad stanem pod-

stawowym, do innych stanów oscylacyjnych. A więc spora część molekuł rodnika cyjanowego w chmurze międzygwiezdznej musi znajdować się w stanie rotacyjnym. Na podstawie znajomości różnicy energii między stanem podstawowym a rotacyjnym i zaobserwowanymi względnymi natążeniami różnych linii absorpcyjnych, Mc Kellar wywnioskował, że rodnik cyjanowy poddany jest działaniu jakiegoś czynnika o efektywnej temperaturze 2,3 K, co powoduje przejście cząsteczki do stanu rotacyjnego.

W tym czasie nikt nie potrafił skojarzyć tego tajemniczego zaburzenia z początkami Wszechświata. Po odkryciu kosmicznego promieniowania reliktywego, w 1965 roku, zdano sobie jednak sprawę (George Field, I.S. Szkłowski i N.J. Woolf), że to właśnie ono mogło wywołać stan rotacyjny cząsteczek rodnika cyjanowego w chmurze Wężownika. Długość fali fotonów ciała doskonale czarnego, potrzebnych dotworzenia takiego stanu, wynosi 0,263 cm, a więc jest mniejsza niż jakakolwiek długość fali dostępna bezpośrednim pomiaram radioastronomicznym. Fala ta wciąż jednak nie była dostatecznie krótka, aby można było stwierdzić gwałtowny spadek natążenia dla fal krótszych od 0,1 cm.

Od tego czasu prowadzono poszukiwania innych linii absorpcyjnych spowodowanych wzbudzeniem cząsteczek rodnika cyjanowego do innych stanów rotacyjnych lub też innych molekuł w różnych stanach rotacyjnych. Zaobserwowanie w 1974 roku absorpcji drugiego stanu rotacyjnego międzygwiezdnego rodnika CN pozwoliło oszacować natążenie promieniowania dla fali długości 0,132 cm, które również odpowiadało temperaturze około 3 K. Jednakże obserwacje takie ustaliły dotąd tylko górną granicę gęstości energii promieniowania dla fal krótszych niż 0,1 cm. Wyniki są zachęcające, wskazują bowiem, że gęstość energii promie-

niowania zaczyna gwałtownie opadać gdzieś przy dłużości fali około 0,1 cm, tak jak w przypadku promieniowania ciała doskonale czarnego. Owe górne granice wciąż jednak nie pozwalają nam sprawdzić, czy jest to na pewno promieniowanie ciała doskonale czarnego, ani też precyzyjnie określić temperatury promieniowania.

Jedynym sposobem rozwiązywania tego problemu jest wyniesienie odbiornika fal podczerwonych ponad atmosferę za pomocą balonu lub rakiety. Eksperymenty takie są jednak niezwykle trudne do przeprowadzenia i z początku ich wyniki były tak rozbieżne, iż raz satysfakcyjnego zwołaników, innym razem przeciwników standardowej kosmologii. Tak więc grupa z Cornell wykryła za pomocą rakiet dużo więcej promieniowania dla fal krótkich, niż można było oczekiwac z rozkładu Plancka, podczas gdy używająca balonów grupa z MIT uzyskała rezultaty mniej więcej zgodne z oczekiwaniemi. Obie grupy kontynuowały swoje prace i w 1972 roku ogłosili wyniki wskazujące na zgodność obserwacji z rozkładem ciała doskonale czarnego o temperaturze zbliżonej do 3 K. W 1976 roku grupa balonowa z Berkeley potwierdziła, że gęstość energii promieniowania zmniejsza się dla fal krótkich w zakresie 0,25 cm — 0,006 cm, czyli zgodnie z oczekiwaniemi. Wydaje się więc, że reliktywe promieniowanie kosmiczne jest rzeczywiście promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temperaturze bliskiej 3 K.

W tym momencie Czytelnik mógłby zapytać, dla czego tego problemu nie rozstrzygnięto po prostu za pomocą aparatury do pomiarów w podczerwieni, zamontowanej na sztucznych satelitach ponad ziemską atmosferą. Nie potrafię odpowiedzieć na to pytanie. Zazwyczaj jednak odpowiada się, że dla pomiaru tak niskich temperatur promieniowania, niezbędne jest chłodzenie aparatury ciekłym helem („zimne obciążenie”

nie”), lecz nie znane są sposoby wynoszenia takiej kriogenicznej aparatury na pokładzie sztucznego satelity. Trudno jednak oprzeć się wrażeniu, że te prawdziwie kosmiczne badania zasługują na większy udział w budżecie przeznaczonym na eksplorację Kosmosu.

Znaczenie obserwacji przeprowadzonych ponad atmosferą ziemską wzrasta jeszcze bardziej, kiedy zastanawiamy się nad rozkładem promieniowania reliktywego w zależności od kierunku. Dotychczasowe obserwacje potwierdzają, że promieniowanie reliktywne jest doskonale izotropowe, czyli niezależne od kierunku. Jak wspomniano w poprzednim rozdziale, jest to jeden z najsielszych argumentów na rzecz Zasad Kosmologicznej. Bardzo trudną sprawą jest jednak rozróżnienie między możliwą kierunkowością rzeczywistą promieniowania reliktywego a zależnością kierunkową spowodowaną jedynie wpływem atmosfery ziemskiej. I rzeczywiście — przy pomiarach temperatury promieniowania reliktywego odróżnia się je od promieniowania atmosfery ziemskiej przyjmując, że to pierwsze jest izotropowe.

Przyczyną, dla której kierunkowa zależność reliktywego promieniowania kosmicznego stanowi tak fascynujący temat badań, jest podejrzenie, że natężenie tego promieniowania nie powinno być idealnie izotropowe. Fluktuacje tego natężenia przy małych zmianach kierunku mogą być spowodowane niejednorodną strukturą materii we Wszechświecie, istniejącą współcześnie albo nawet tylko w momencie emisji promieniowania reliktywego. Na przykład w pierwszym okresie formowania się galaktyk mogły one pojawiać się na niebie jako gorące plamki o rozmiarach około pół minuty łuku i o nieco wyższej niż średnia temperaturze ciała doskonale czarnego. Natężenie promieniowania powinno także wykazywać niewielkie płynne wahania w zależności od kierunku, spowodowane ruchem

Ziemi we Wszechświecie. Ziemia obiega Słońce z prędkością 30 kilometrów na sekundę, a Układ Słoneczny jest unoszony na skutek rotacji Galaktyki z prędkością około 250 kilometrów na sekundę. Nikt nie zna dokładnie prędkości naszej Galaktyki w stosunku do kosmicznego układu typowych galaktyk, ale przypuszczalnie wynosi ona kilkaset kilometrów na sekundę. Jeżeli przyjmiemy na przykład, że Ziemia porusza się z prędkością 300 kilometrów na sekundę w stosunku do średniej materii Wszechświata, a więc i w stosunku do promieniowania reliktywego, to długość fal promieniowania nadbiegających z przodu lub z tyłu względem ruchu Ziemi będzie zwiększoną lub zmniejszoną odpowiednio o iloraz 300 kilometrów na sekundę przez prędkość światła, czyli o 0,1 procent. Tak więc temperatura równoważna promieniowania powinna stopniowo zmieniać się wraz z kierunkiem, stając się o około 0,1 procent większa od przeciętnej w kierunku ruchu Ziemi i o około 0,1 procent mniejsza w kierunku przeciwnym. Dokładność oszacowania zależności kierunkowej temperatury równoważnej promieniowania w ciągu ostatnich kilku lat wynosi właśnie około 0,1 procent. Znaleźliśmy się więc w martwym punkcie, nie możemy bowiem zupełnie dokładnie zmierzyć prędkości ruchu Ziemi we Wszechświecie. Rozwiążanie tej kwestii nie będzie chyba możliwe do czasu przeprowadzenia pomiarów za pomocą sztucznych satelitów. (Podczas ostatniej korekty tej książki otrzymałem od Johna Mathera z NASA pierwszy numer „Cosmic Background Explorer Satellite Newsletter”. Publikacja ta zapowiada projekt zespołu sześciu naukowców, pod kierunkiem Rainiera Weissa z MIT, polegający na zbadaniu możliwości pomiaru reliktywego promieniowania podczerwonego i mikrofalowego z przestrzeni okołoziemskiej. Powodzenia!)

Przekonaliśmy się, że reliktywe mikrofalowe pro-

mieniowanie kosmiczne dostarcza przekonywających dowodów, że we Wszechświecie istniała niegdyś równowaga termiczna między promieniowaniem a materią. Nie wyciągnęliśmy jednak dotąd zbyt wielu wniosków kosmologicznych z zaobserwowanej wartości liczbowej temperatury równoważnej promieniowania, równej 3 K. Otóż okazuje się, że temperatura ta pozwala nam określić pewną ważną wielkość, która będzie potrzebna do prześledzenia historii pierwszych trzech minut.

Jak stwierdziliśmy, gęstość fotonów w danej temperaturze jest odwrotnie proporcjonalna do trzeciej potęgi typowej długości fali, a więc wprost proporcjonalna do temperatury w trzeciej potędze. Na przykład przy temperaturze 1 K gęstość fotonów wynosi 20 282,9 fotonu na decymetr sześcienny, a więc promieniowanie reliktywe o temperaturze 3 K zawiera około 550 000 fotonów w 1 dcm³. Jednocześnie gęstość cząstek jądrowych, czyli nukleonów (neutronów i protonów) w obecnym Wszechświecie zawiera się między 6 a 0,03 nukleonu na 1000 dcm³ (górną granicą to dwukrotna gęstość krytyczna, omawiana w rozdziale drugim, dolna zaś jest najniższym oszacowaniem gęstości materii zawartej w widzialnych galaktykach). Tak więc zależnie od przyjętej wartości gęstości nukleonów — w dzisiejszym Wszechświecie na każdy nukleon przypada od stu milionów do dwudziestu miliardów fotonów.

Ponadto, ten gigantyczny stosunek liczby fotonów do liczby nukleonów pozostawał prawie niezmienny przez bardzo długi czas. W okresie, w którym promieniowanie swobodnie rozprzestrzenia się (tj. od chwili, gdy temperatura spadła poniżej 3000 K), ani fotony tła kosmicznego, ani też nukleony już nie powstają i nie znikają, a więc ich stosunek ilościowy nie zmienia się. (W następnym rozdziale przekonamy się, że

stosunek ten był na ogół stały również wcześniej, kiedy fotony mogły powstawać i znikać). A zatem zawsze, jak głęboko zajrzeć we wczesną historię Wszechświata, na każdy neutron lub proton przypadało od stu milionów do dwudziestu miliardów fotónów.

Jest to najważniejszy wniosek ilościowy, jaki wy ciągnięto z pomiarów reliktywego promieniowania mikrofalowego. Aby uniknąć dwuznaczności w dalszych rozważaniach, zaokrąglimy tę liczbę i przyjmiemy, że zarówno dzisiaj jak i dawniej na jeden nukleon przypada miliard fotonów.

Bardzo ważną konsekwencją tego wniosku jest konkluzja, iż zróżnicowanie materii na galaktyki i gwiazdy nie mogło rozpoczęć się przed momentem spadku temperatury do tak niskiego poziomu, aby elektrony mogły połączyć się z jądrami w atomy. Aby grawitacja mogła wytworzyć zgęszczenia materii w postaci izolowanych fragmentów, co już przewidział Newton, musiała ona najpierw pokonać ciśnienie materii i towarzyszącego jej promieniowania. Siła grawitacji wewnętrz każdej nowo narodzonej bryły wzrasta wraz z jej rozmiarami, podczas gdy ciśnienie od rozmiarów nie zależy. Dla każdej określonej gęstości i ciśnienia istnieje więc minimalna masa, która może już podlegać zagęszczeniu grawitacyjnemu. Nazywa się ją „masą Jeansa”, została bowiem po raz pierwszy wprowadzona do teorii powstawania gwiazd przez Sir Jamesa Jeansa w 1902 roku. Okazuje się, że jest ona proporcjonalna do ciśnienia w potędze trzy drugie (patrz: Suplement matematyczny, 5). Tuż przed wychwytrem elektronów przez jądra, w temperaturze około 3000 K, ciśnienie promieniowania było ogromne i masa Jeansa była odpowiednio wielka, około miliona razy większa niż masa dużej galaktyki. Ani galaktyka, ani nawet gromady galaktyk nie są dostatecznie wielkie, by móc

powstać w tym czasie. Jednakże nieco później, gdy elektrony już połączyły się z jądrami tworząc atomy, a wraz ze zniknięciem wolnych elektronów Wszechświat stał się przezroczysty dla promieniowania, wpływ ciśnienia promieniowania mógł być pominięty. Ciśnienie materii lub promieniowania dla danej temperatury i gęstości po prostu jest proporcjonalne do liczby cząstek lub fotonów, a więc gdy ciśnienie promieniowania stało się pomijalne, całkowite ciśnienie zmniejszyło się około miliarda razy. Masa Jeansa zmniejszyła się zatem o miliard do potęgi trzy drugie, czyli do około jednej milionowej masy galaktyki. Od tego momentu materia mogła zagęścić się w galaktyki, ponieważ ciśnienie samej materii było zbyt słabe, aby powstrzymać ten proces.

To wszystko nie oznacza jednak, że rzeczywiście rozumiemy sposób tworzenia się galaktyk. Teoria ich powstawania jest jednym z wielkich problemów astrofizyki, które wydają się wciąż jeszcze dalekie od rozwiązania — ale to już zupełnie inna historia. Dla nas najważniejsze jest to, że we wczesnym okresie, w temperaturze powyżej 3000 K, Wszechświat nie składał się z galaktyk i gwiazd, które dzisiaj widzimy na niebie, lecz jedynie ze zjonizowanego i niezróżnicowanego bulionu materii i promieniowania.

Drugą godną uwagi konsekwencją tego olbrzymiego stosunku fotonów do nukleonów jest to, że musiał istnieć okres, względnie niezbyt odległy w czasie, kiedy energia promieniowania była większa niż energia zawarta w materii Wszechświata. Energia zawarta w masie nukleonu określona jest przez wzór Einsteina $E = mc^2$, co wynosi mniej więcej 939 milionów elektronowoltów. Średnia energia fotonu promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 3 K jest znacznie niższa i wynosi około 0,0007 eV. Tak więc, nawet przy miliardzie fotonów na neutron lub proton,

większość energii w dzisiejszym Wszechświecie zawarta jest w postaci materii, a nie promieniowania. Jednakże niegdyś temperatura była wyższa, toteż energia każdego fotonu była większa, natomiast energia spoczynkowa protonu lub neutronu była zawsze taka sama. Do przekroczenia energii materii przez energię promieniowania przy stosunku miliard fotonów na nukleon wystarczy, aby średnia energia fotonu promieniowania ciała doskonale czarnego była większa od jednej miliardowej energii zawartej w masie nukleonu, czyli około 1 eV. Warunkom takim odpowiada temperatura około 1300 razy większa niż obecnie, czyli około 4000 K. Temperatura ta wyznacza przejście od ery „zdominowanej przez promieniowanie”, gdy większość energii we Wszechświecie występowała w formie promieniowania, do ery obecnej „zdominowanej przez materię”, w której większość energii tkwi w masie cząstek jądrowych.

Zdumiewające, że przejście od ery dominacji promieniowania do okresu przewagi materii nastąpiło w temperaturze bliskiej 3000 K, czyli wtedy, kiedy zawartość Wszechświata stała się przezroczysta dla promieniowania. Na ten temat istnieje wiele ciekawych hipotez, ale w gruncie rzeczy nikt nie wie, dla czego tak się stało. Nie wiemy także, które z tych przejść nastąpiło najpierw: jeżeli bowiem na nukleon przypadałoby 10 miliardów fotonów, to promieniowanie powinno by dominować nad materią dopóki temperatura nie spadłaby do 400 K, czyli dużo później niż rzeczywiście zawartość Wszechświata stała się przezroczysta.

Wątpliwości te nie przeszkodzą jednak kontynuowaniu naszej opowieści o wczesnym Wszechświecie. Dla nas istotne jest tylko to, że zanim zawartość Wszechświata stała się przezroczysta, składał się on niemal z samego promieniowania. W miarę ekspansji Wszech-

świata gęstość energii promieniowania wskutek przesunięcia ku czerwieni długości fal fotonów zmniejszyła się tak bardzo, iż niewielka domieszka nukleonów i elektronów mogła przekształcić się w gwiazdy, skały i żywe istoty.

Przepis na Wszechświat na goręco

Z obserwacji opisanych w dwóch poprzednich rozdziałach wynika, że Wszechświat rozszerza się i wypełniony jest wszechobecnym promieniowaniem tła o temperaturze 3 K. Promieniowanie to wydaje się pozostałością czasów, kiedy Wszechświat był właściwie nieprzeczysty, tysiąkroć mniejszy (tzn. odległość między dowolną parą typowych cząstek była tysiąc razy mniejsza) i tyleż razy gorętszy niż dzisiaj. Aby przygotować grunt do opisu pierwszych trzech minut, powinniśmy jednak cofnąć się do czasów, kiedy Wszechświat był jeszcze mniejszy i gorętszy. Do określenia panujących wtedy warunków fizycznych bardziej nam się przyda wgląd teoretyczny niż obserwacje teleskopowe.

W poprzednim rozdziale stwierdziliśmy, że w czasach, gdy Wszechświat był tysiąkroć mniejszy niż obecnie, jego zawartość materialna stawała się przezroczysta — czyli po prostu kończyła się era dominacji promieniowania i zaczynał się okres przewagi materii. W okresie dominacji promieniowania stosunek ilościowy fotonów do nukleonów był równie wielki jak dzisiaj. Energia każdego fotonu była jednak tak duża, że większość całkowitej energii Wszechświata zawarta była w promieniowaniu. Wszechświat tamtego

okresu możemy więc w przybliżeniu uważać za wypełniony jedynie promieniowaniem. Musimy jednak wnieść tu pewne zastrzeżenie.

Dowiemy się w tym rozdziale, że okres czystego promieniowania rozpoczął się faktycznie dopiero pod koniec pierwszych kilku minut, kiedy temperatura spadła poniżej kilku miliardów stopni Kelvina. Wcześniej rola materii też była ważna, chodziło wtedy jednak o materię całkowicie odmennego rodzaju niż ta, z której zbudowany jest dzisiejszy Wszechświat. Zanim jednak spojrzymy w tak daleką przeszłość, zajmijmy się najpierw prawdziwą erą promieniowania — od końca pierwszych kilku minut aż do czasów, w których (kilkaset tysięcy lat później) materia znowu stała się ważniejsza od promieniowania.

Do prześledzenia historii Wszechświata w tamtych czasach potrzebna jest nam tylko informacja o tym, jak gorąco było w każdym momencie, lub mówiąc inaczej — w jaki sposób temperatura Wszechświata zależy od jego rozmiarów.

Odpowiedź byłaby prosta, gdyby promieniowanie można było traktować jako swobodnie rozszerzające się. Długość fali każdego fotonu byłaby wówczas rozciągana (przez przesunięcie ku czerwieni) proporcjonalnie do rozmiarów rozszerzającego się Wszechświata. Wiemy również, że średnia długość fali promieniowania ciała doskonale czarnego jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury. A więc temperatura zmieniałaby się odwrotnie proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata, czyli tak jak to się dzieje obecnie.

Szczęśliwym trafem dla teoretyków kosmologii ta sama prosta relacja obowiązuje nawet po uwzględnieniu faktu, że promieniowanie nie rozszerzało się wtedy swobodnie ze względu na zderzenia fotonów z cząstками. Gdy jednak foton poruszał się swobodnie między kolejnymi zderzeniami, długość jego fali rosła

proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata, na każdą zaś cząstkę przypadało tak wiele fotonów, że temperatura materii upodobniała się do temperatury promieniowania, a nie odwrotnie. Tak więc, jeśli Wszechświat był dziesięć razy mniejszy niż obecnie, to temperatura również powinna była być tylekroć wyższa niż teraz, czyli około 30 000 K. Tyle o właściwej erze promieniowania.

Gdy coraz bardziej zagłębiamy się w historię Wszechświata, docieramy wreszcie do okresu, w którym temperatura była tak wysoka, że wzajemne zderzenia fotonów mogły wytwarzać cząstki materialne z czystej energii. Pragniemy dowieść, że cząstki produkowane w taki sposób były równie ważne jak promieniowanie, i to zarówno w determinowaniu szybkości różnych reakcji jądrowych, jak i szybkości ekspansji samego Wszechświata. Dlatego też warunkiem odtworzenia przebiegu wydarzeń w najwcześniejszym okresie będą dla nas odpowiedzi na pytania: do jakiego stopnia gorący musiał być Wszechświat, aby wytworzyć duże ilości cząstek materialnych z promieniowania i jak wiele cząstek powstało w ten sposób?

Proces, w którym materia wytwarzana jest z promieniowania, najprościej można przedstawić w terminologii kwantowego opisu światła. Dwa kwanty promieniowania, czyli fotony, mogą zderzyć się i zniknąć poświęcając całą energię i wytworzeniu dwóch lub więcej cząstek materialnych (proces ten można zaobserwować w dzisiejszych laboratoriach fizyki wysokich energii). Szczególna teoria względności Einsteina mówi nam jednak, że cząstka materialna nawet w stanie spoczynku obdarzona jest pewną „energią spoczynkową” określoną przez słynną formułę $E = mc^2$, w której c oznacza prędkość światła (to właśnie ta energia jest uwalniana w reakcjach jądrowych). Dlatego więc, aby na skutek zderzenia fotonów mogły

powstać dwie cząstki materialne o masie m , energia każdego z fotonów musi być co najmniej równa mc^2 . Oczywiście, reakcja ta będzie również zachodzić, jeśli energia pojedynczych fotonów będzie większa niż mc^2 ; dodatkowa energia zostanie po prostu zużyta na nadanie cząstkom dużej prędkości. Zderzenie dwu fotonów o energiach mniejszych niż mc^2 , nie może wytworzyć cząstek o masie m , ponieważ suma energii jest wtedy zbyt mała nawet na wyprodukowanie ich masy.

Aby ocenić efektywność promieniowania w wytwarzaniu cząstek materialnych, powinniśmy oczywiście znać energię pojedynczych fotonów w polu promieniowania. Można w tym celu zastosować prostąasadę praktyczną. Aby znaleźć energię fotonu trzeba po prostu przemnożyć temperaturę promieniowania przez stałą mechaniki statystycznej, zwaną stałą Boltzmanna (Ludwik Boltzmann był wraz z Amerykaninem Willardem Gibbsem twórcą nowoczesnej mechaniki statystycznej. Jego samobójstwo w 1906 roku było podobno spowodowane filozoficznymi zarzutami pod adresem jego prac. Kontrowersje te są już jednak od dawna przebrzmiałe). Wartość stałej Boltzmanna wynosi 0,00008617 eV na stopień Kelvina. Na przykład dla temperatury 3000 K, w której zawartość Wszechświata stawała się przezroczysta, energia każdego fotonu wynosiła około 3000 K pomnożone przez stałą Boltzmanna, czyli 0,26 eV. (A zatem promieniowanie o temperaturze powyżej 3000 K jest na tyle gorące, aby powstrzymać znaczną część elektronów od przyłączenia się do jąder).

Dowiedzieliśmy się już, że do wytworzenia cząstek materialnych o masie m przez zderzenia fotonów potrzebna jest energia fotonu równa co najmniej mc^2 , czyli energii tych cząstek w spoczynku. Ponieważ energia fotonu jest iloczynem temperatury i stałej

Boltzmana, więc temperatura promieniowania musi być co najmniej rzędu energii spoczynkowej mc^2 podzielonej przez stałą Boltzmana. Tak więc dla każdego rodzaju cząstek istnieje „temperatura progowa” (czyli energia spoczynkowa mc^2 podzielona przez stałą Boltzmana), w której dopiero możliwe jest powstanie cząstek tego typu z promieniowania.

Posłużymy się przykładem. Najlejsze znane cząstki materialne to elektron e^- i pozyton e^+ . Pozyton jest antycząstką elektronu, to znaczy, że ma przeciwny ładunek elektryczny, ale taką samą masę i spin. Gdy pozyton zderza się z elektronem, ładunki znoszą się, a energia zawarta w masach obu cząstek pojawia się jako czyste promieniowanie. To jest oczywiście przyczyną, że pozytony tak rzadko występują w naturze — żyją one po prostu bardzo krótko, bo tylko do momentu spotkania z elektronem i anihilacji. (Pozytony zostały odkryte w 1932 roku w promieniowaniu kosmicznym). Proces anihilacji (czyli unicestwienia) może również przebiegać wstecz — dwa fotony o wystarczającej energii mogą zderzyć się i wytworzyć parę elektron — pozyton, przy czym energia fotonów zostanie zamieniona w masę elektronu i pozytonu.

Aby dwa fotony wytworzyły w zderzeniu elektron i pozyton, energia każdego fotonu musi przekraczać energię spoczynkową mc^2 elektronu lub pozytonu. Energia ta wynosi 511 003 eV. Aby obliczyć temperaturę progową, w której prawdopodobieństwo uzyskania tej energii przez foton jest dostatecznie duże, musimy energię podzielić przez stałą Boltzmana ($0,00008617$ eV na stopień Kelvina). W wyniku tego działania otrzymamy 6 miliardów stopni Kelvina (6×10^9 K). Oczywiście w wyższej temperaturze elektrony i pozytony powinny bez trudu tworzyć się w zderzeniach fotonów, toteż w takich warunkach mogą one występować w bardzo dużych ilościach. (Tempe-

ratura 6×10^9 K, odpowiadająca temperaturze progowej tworzenia się elektronów i pozytonów z promieniowania, jest znacznie wyższa niż jakakolwiek temperatura, którą normalnie można spotkać w dzisiejszym Wszechświecie; nawet w środku Słońca temperatura wynosi „zaledwie” około 15 milionów stopni. Dlatego też tworzenie się tych par nie jest zjawiskiem powszechnym).

Podobne rozumowanie stosuje się do każdego rodzaju cząstek. Podstawowym prawem współczesnej fizyki jest to, że w przyrodzie każdemu rodzajowi cząstki odpowiada „antycząstka” z dokładnie taką samą masą i spinem, lecz o przeciwnym ładunku elektrycznym. Wyjątek stanowią pewne doskonale obojętne cząstki, takie właśnie jak foton, które można traktować jako ich antycząstki. Zależność między cząstką i antycząstką jest symetryczna: pozyton jest antycząstką elektronu, elektron zaś antycząstką pozytonu. Odpowiednia ilość energii wyzwolona w zderzeniu fotonów zawsze może wytworzyć dowolny rodzaj par cząstka-antycząstka. (Istnienie antycząstek stanowi bezpośrednią konsekwencję matematyczną zasad mechaniki kwantowej i szczególnej teorii względności Einsteina. Istnienie antyelektronu zostało po raz pierwszy postulowane teoretycznie przez Paula Adriana Maurice'a Diraca w 1930 roku. Nie chcąc wprowadzać do swojej teorii nieznanej cząstki, zidentyfikował on antyelektron z protonem — jedyną znaną wówczas cząstką dodatnią. Odkrycie pozytonu w 1932 roku zweryfikowało teorię antycząstek, a także wykazało, że proton nie jest antycząstką elektronu. Antycząstkę protonu — antiproton — odkryto w Berkeley w latach pięćdziesiątych naszego wieku).

Następną po elektronie i pozytonie najlejszą cząstką jest mion albo mezon μ^- — rodzaj niestabilnego ciężkiego elektronu. Jego antycząstką jest μ^+ . Tak sa-

mo jak elektrony i pozytony, mezony μ^- i μ^+ mają przeciwnie ładunki elektryczne, ale równe masy, i mogą powstawać w zderzeniach fotonów. Zarówno μ^- jak i μ^+ mają energię spoczynkową mc^2 równą 105 659 600 eV, co po podzieleniu przez stałą Boltzmanna daje temperaturę progową 1200 miliardów stopni ($1,2 \times 10^{12}$ K). Temperatury progowe innych cząstek podane są w tabeli I (s. 180). Na podstawie tabeli możemy stwierdzić, które cząstki występowały w dużych ilościach w różnych okresach historii Wszechświata. Były to te cząstki, których temperatury progowe były niższe od temperatury Wszechświata w danym okresie.

Jak wiele takich cząstek materialnych mogło istnieć w temperaturach powyżej temperatury progowej? W warunkach wysokich temperatur i gęstości, które panowały we wczesnym Wszechświecie, liczba cząstek była określona przez podstawowy warunek równowagi termicznej: ilość cząstek musiała być wystarczająco duża, żeby w ciągu każdej sekundy znikało ich dokładnie tyle, ile powstawało (czyli jakby popyt był równy podaży). Szybkość, z jaką każda para cząstka-antycząstka anihiluje, równa jest szybkości, z jaką każda para fotonów o tej samej energii będzie przekształcać się w taką samą cząstkę i antycząstkę. Toteż osiągnięcie równowagi termicznej wymaga, aby liczba cząstek każdego rodzaju o temperaturze progowej niższej od panującej była mniej więcej równa liczbie fotonów. Jeżeli cząstek jest mniej niż fotonów, to będą one szybciej powstawać niż znikać, a więc liczba ich będzie wzrastać. Jeżeli zaś cząstek jest więcej niż fotonów, to będą one szybciej znikały, niż będą wytwarzane, a więc liczba ich będzie się zmniejszała. Na przykład w temperaturach przekraczających próg sześciu miliardów stopni liczba elektronów i pozytonów musi być mniej więcej taka sama

jak liczba fotonów, a Wszechświat w tym okresie można rozpatrywać jako złożony z fotonów, elektronów i pozytonów, nie zaś z samych fotonów.

Trzeba jednak dodać, że powyżej temperatury progowej cząstka materialna zachowuje się bardzo podobnie do fotonu. Średnia energia cząstki jest w przybliżeniu równa iloczynowi temperatury przez stałą Boltzmanna, toteż dużo powyżej temperatury progowej jej średnia energia jest znacznie większa od energii zawartej w masie cząstki — i dlatego masę tę można pominać. W tych warunkach wkład cząstki materialnej danego rodzaju do ciśnienia i gęstości energii jest po prostu proporcjonalny do czwartej potęgi temperatury, dokładnie tak jak dla fotonów. A więc Wszechświat w każdym okresie możemy traktować jako złożony z rozmaitych typów „promieniowania”, przy czym każdy typ reprezentuje inny rodzaj cząstek, których temperatura progowa była niższa od temperatury kosmicznej w tym okresie. Gęstość energii Wszechświata w każdym okresie jest zatem proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury i do liczby rodzajów cząstek o temperaturze progowej mniejszej od temperatury kosmicznej w tym okresie.

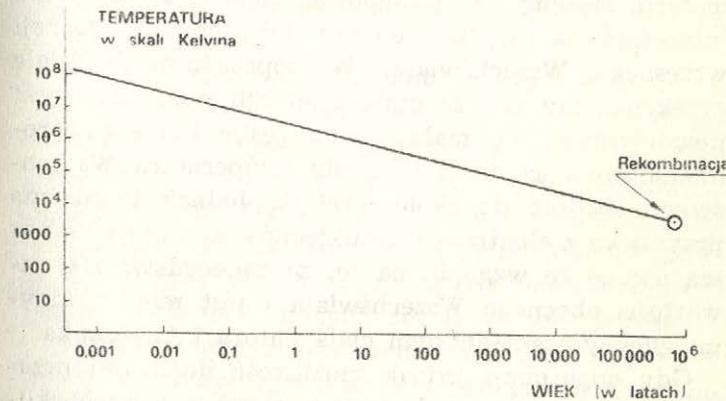
Warunki fizyczne, w których temperatura jest tak wysoka, że pary cząstka-antycząstka występują w równowadze termicznej równie często jak fotony, nie istnieją nigdzie w obecnym Wszechświecie, z wyjątkiem być może jąder eksplodujących gwiazd. Mamy jednak dostatecznie wiele zaufania do naszej wiedzy w dziedzinie mechaniki statystycznej, aby spokojnie tworzyć teorie o tym, co musiało się wydarzyć w tak krańcowych warunkach, jakie panowały we wczesnym Wszechświecie.

Dla scisłości warto pamiętać, że antycząstki — na przykład pozyton (e^+) — należy uwzględnić jako oddzielny rodzaj cząstek. Ponadto takie cząstki jak fo-

tony czy elektrony istnieją w dwu odrębnych stanach spinowych, które również powinny być odrębnie uwzględniane. Wreszcie cząstki podobne do elektronu (ale nie foton) podlegają specjalnemu prawu, zwaneemu „regułą zakazu Pauliego”, które zabrania dwóm cząstkom znajdować się w tym samym stanie; zasada ta zmniejsza ich wkład do całkowitej gęstości energii o czynnik siedem ósmych. (To właśnie reguła zakazu chroni wszystkie elektrony w atomie przed spadkiem na poziom o najniższej energii; jest to przyczyną istnienia skomplikowanych struktur poziomów elektrownowych w atomach, co przejawia się w układzie określonym pierwiastków). Efektywna liczba rodzajów dla każdego typu cząstek wraz z ich progowymi temperaturami została podana w tab. I. Gęstość energii Wszechświata w danej temperaturze jest proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury i do efektu wnej liczby rodzajów cząstek o temperaturze progowej poniżej temperatury Wszechświata.

Zastanówmy się teraz, kiedy temperatura Wszechświata mogła osiągać takie wysokie wartości. Tempo ekspansji Wszechświata zależy od równowagi między polem grawitacyjnym i skierowanym na zewnątrz pędem zawartości Wszechświata. Źródłem pola grawitacyjnego Wszechświata we wczesnym okresie jest właśnie gęstość energii fotonów, elektronów, pozitonów i innych cząstek. Przekonaliśmy się, że gęstość energii Wszechświata zależy wyłącznie od jego temperatury, toteż temperaturę kosmiczną można uważać za rodzaj zegara, który wskazuje stopień rozszerzania się Wszechświata. Można wykazać, że czas potrzebny do obniżenia gęstości energii Wszechświata od jednej wartości do innej, jest proporcjonalny do różnicy odwrotności pierwiastków kwadratowych z gęstości energii (patrz: Suplement matematyczny, 3). Wiemy jednak, że gęstość energii jest proporcjonalna

do czwartej potęgi temperatury i do liczby rodzajów cząstek o temperaturze progowej niższej od temperatury otoczenia. Toteż dopóki temperatura nie przekracza żadnej „progowej” wartości, czas potrzebny do ochłodzenia się Wszechświata od jednej temperatury do innej jest proporcjonalny do różnicy odwrotności kwadratów tych temperatur. Na przykład, jeżeli zaczynamy od temperatury 100 milionów stopni (czyli znacznie poniżej temperatury progowej dla elektronów) i stwierdzamy, że spadek temperatury do 10 milionów musi potrwać 0,06 roku (czyli 22 dni), to aby temperatura obniżyła się do miliona stopni, musi upływać jeszcze 6 lat, przy spadku zaś do 100 000 stopni jeszcze następne 600 lat, i tak dalej. Czas potrzebny do ochłodzenia Wszechświata od 100 milionów do 3000 K (to jest do chwili, w której zawartość Wszechświata stawała się właśnie przezroczysta dla promieniowania) liczył 700 000 lat (patrz rys. 8). Oczywiście, kiedy piszę tu o „latach”,



Rys. 8. Era dominacji promieniowania
Rysunek przedstawia zmiany temperatury Wszechświata w zależności od czasu, w okresie od zakończenia nukleosyntezy do połączenia się elektronów i jąder w atomy.

mam na myśli pewną liczbę absolutnych jednostek czasu, na przykład liczbę okresów obrotu elektronu po orbicie jądra atomu wodoru (mamy tu bowiem do czynienia z erą znacznie wcześniejszą od tej, w której Ziemia mogła rozpocząć swoje wędrówki dookoła Słońca).

Gdyby w ciągu pierwszych kilku minut Wszechświat rzeczywiście składał się z równej liczby cząstek i antycząstek, wszystkie one powinny były anihilować z chwilą, gdy temperatura obniżała się poniżej milarda stopni — i nic nie powinno pozostać poza promieniowaniem. Jest jednak jeden, ale za to decydujący argument przeciwko takiej ewentualności: istniejący Wszechświat w dzisiejszej postaci! Musiała istnieć zatem pewna przewaga ilościowa elektronów nad pozycyonami, protonów nad antyprotonami i neutronów nad antyneutronami, aby po anihilacji cząstek i antycząstek mogło cokolwiek pozostać stając się źródłem materii obecnego Wszechświata. W rozdziale tym celowo dotąd pomijałem tę względnie niewielką ilość materii. Możemy tak postępować dopóty, dopóki tylko interesuje nas gęstość energii lub tempo ekspansji wczesnego Wszechświata. W poprzednim rozdziale przekonaliśmy się, że gęstość energii nukleonów jest nieporównywalnie mała wobec gęstości energii promieniowania aż do chwili, gdy temperatura Wszechświata spadnie do około 4000 K. Jednak ta drobna przyprawa z elektronów i nukleonów zasługuje na naszą uwagę ze względu na to, że zadecydowała o wartości obecnego Wszechświata i jest między innymi głównym składnikiem ciała autora i Czytelnika.

Gdy dopuścimy jednak możliwość ilościowej przewagi materii nad antimaterią w ciągu pierwszych kilku minut, powstaje natychmiast problem określenia szczegółowej listy składników wczesnego Wszechświata. W spisie publikowanym co sześć miesięcy przez

laboratorium Lawrence'a Berkeleya wymienia się dosłownie setki tak zwanych cząstek elementarnych. Czy będziemy próbować podać ilości każdego z tych rodzajów cząstek? A dlaczego poprzestawać na cząstkach elementarnych — czy nie powinniśmy również uwzględnić różne typy atomów i molekuł, czyli „soli i pieprzu”? Jeżeli tak, to spokojnie możemy uznać, że Wszechświat jest nadmiernie skomplikowany i zbyt dowolny, aby warto było podjąć trud jego zrozumienia.

Na szczęście Wszechświat nie jest skomplikowany. Aby przekonać się, w jaki sposób można ułożyć przepis na jego skład, musimy jeszcze jednak zastanowić się nad tym, co kryje się pod pojęciem równowagi termicznej. Podkreślałem już, jak ważne jest to, że Wszechświat przeszedł przez stan równowagi termicznej. Pozwala nam to z taką pewnością mówić o zawartości Wszechświata w dowolnym okresie.

Nasze rozważania sprowadzały się dotąd w tym rozdziale do serii kolejnych zastosowań poznanych właściwości materii i promieniowania w warunkach równowagi termicznej.

Kiedy zderzenia lub inne procesy doprowadzają układ fizyczny do stanu równowagi termicznej, pojawiają się tam pewne parametry, których wartość już się nie zmienia. Jednym z tych „parametrów niezmiennej” jest energia całkowita. Chociaż zderzenia mogą przenieść energię od jednej cząstki do drugiej, to nigdy jednak nie mogą one zmienić całkowitej energii cząstek biorących udział w tym procesie. Dla każdego takiego prawa zachowania istnieje parametr, który musi być sprecyzowany zaraz będącym mogli opisać własności układu w równowadze termicznej. Oczywiście, jeżeli jakiś parametr nie zmienia się w stanie równowagi termicznej, to jego wartości nie można wywnioskować z warunków równowagi — musi

ona bowiem być określona z góry. Cenną właściwością układu w równowadze termicznej jest to, że wszystkie jego cechy są od razu jednoznacznie określone z chwilą podania wartości jego parametrów niezmienniczych. Ponieważ Wszechświat przeszedł przez stan równowagi termicznej, przeto dla podania przepisu na zawartość Wszechświata we wczesnym okresie, wystarczy nam wiedzieć, jakie parametry fizyczne były niezmiennicze podczas rozszerzania się Wszechświata i jakie przyjmowały one wartości.

Zamiast całkowitej energii układu w stanie równowagi termicznej posługujemy się zazwyczaj temperaturą. W układach dotychczas rozpatrywanego typu, tj. złożonych jedynie z promieniowania oraz równej liczby cząstek i antycząstek, temperatura stanowi jedyny parametr, który trzeba określić w celu poznania właściwości układu w stanie równowagi. W ogólnym przypadku istnieją jednak również inne parametry niezmiennicze poza energią — trzeba więc określić gęstość każdego z nich.

Na przykład w szklance wody o temperaturze pokojowej zachodzi ciągła reakcja, w której albo cząsteczka wody pęka tworząc jon wodorowy (nagi proton, czyli jądro atomu wodoru, od którego oderwano elektron) i jon wodorotlenowy (atom tlenu związanego z atomem wodoru i dodatkowym elektronem), albo też jony wodorowy i wodorotlenowy ponownie łączą się tworząc cząsteczki wody. Zauważmy, że w każdej takiej reakcji zanikowi cząsteczki wody towarzyszy pojawienie się jonu wodorowego i na odwrót, przy czym jony wodorowy oraz wodorotlenowy zawsze pojawiają się lub znikają razem. A więc parametrami niezmienniczymi będą tu: całkowita liczba cząsteczek wody plus liczba jonów wodorowych oraz liczba jonów wodorowych minus liczba jonów wodorotlenowych (oczywiście istnieją tu również inne wielko-

ści niezmiennicze, na przykład liczba cząsteczek wody plus liczba jonów wodorotlenowych, ale stanowią one już tylko proste kombinacje tych dwóch podstawowych parametrów). Właściwości naszej szklanki wody zostaną całkowicie określone, jeśli stwierdzimy, że temperatura wynosi 300 K (temperatura pokojowa), gęstość cząsteczek wody plus jonów wodorowych wynosi $3,3 \times 10^{22}$ molekuł lub jonów na centymetr sześcienny (co z grubsza odpowiada warunkom w wodzie przy ciśnieniu na poziomie morza), a gęstość jonów wodorowych minus jony wodorotlenowe wynosi zero (co odpowiada zerowemu ładunkowi netto). Na przykład okazuje się, że w tych warunkach jeden jon wodorowy przypada na prawie pięćset milionów cząsteczek wody. Proszę zauważyć, że nie musielibyśmy tu obliczać tej wartości; proporcję tę ustaliliśmy na podstawie praw równowagi termicznej. Z drugiej strony nie możemy wyznaczyć gęstości parametrów niezmienniczych na podstawie znajomości warunków równowagi termicznej — na przykład gęstość cząsteczek wody plus jonów wodorowych możemy trochę powiększyć lub obniżyć w stosunku do wartości $3,3 \times 10^{22}$ molekuł na centymetr sześcienny przez zmianę ciśnienia — musimy więc wartości te sprecyzować, żeby wiedzieć, co dzieje się w naszej szklance.

Ten przykład pomoże nam także zrozumieć zmianę znaczenia tego, co nazywamy parametrami niezmienniczymi. Jeżeli więc nasza woda ma temperaturę paru milionów stopni, jak we wnętrzu gwiazdy, to molekuły lub jony bardzo łatwo dysocjują, a składające się na nie atomy tracą swoje elektrony. Parametrami niezmienniczymi będą wtedy liczba elektronów i liczby jąder tlenu i wodoru. W takich warunkach gęstość cząsteczek wody plus jonów wodorotlenowych powinna być raczej obliczona na podstawie praw mechaniki statystycznej niż z góry na-

rzucona (śnieg raczej trudno spotkać w piekle). Prawdę mówiąc w warunkach tych zachodzić będą reakcje jądrowe, a więc nawet liczby jąder każdego rodzaju nie będą tu absolutnie stałe; zmiany te jednak są tak powolne, że na przykład gwiazdę można rozpatrywać jako przechodzącą stopniowo od jednego stanu równowagi do drugiego.

Jednakże w temperaturze rzędu kilku miliardów stopni, występujących we wczesnym Wszechświecie, rozpadają się nawet jądra atomowe. Reakcje zachodzą tak szybko, że materia i antimateria mogą z łatwością powstawać z czystej energii lub ponownie anihilować. W tych warunkach parametrami niezmienniczymi nie są już liczby cząstek żadnego typu. Liczba praw zachowania redukuje się do minimum, które (o ile nam wiadomo) jest niezmienne we wszelkich możliwych warunkach. Przypuszcza się, że minimum to stanowią trzy niżej wymienione parametry niezmiennicze, których gęstość musi być określona w każdym przepisie na wczesny Wszechświat.

1. *Ładunek elektryczny*. Można stworzyć lub zniszczyć pary cząstek o równych, lecz przeciwnych ładunkach elektrycznych — jednak *sumaryczny ładunek* nigdy się nie zmienia. (Słuszności tego prawa zachowania możemy być bardziej pewni niż jakiegokolwiek innego: jeśli bowiem ładunek nie był zauważany, to nie miałaby sensu powszechnie akceptowana teoria elektryczności i magnetyzmu Maxwella).

2. *Liczba barionowa*. „Barion” jest to nazwa wspólnie określająca nukleony, tj. protony i neutrony, oraz nieco cięższe, niestabilne cząstki — hiperony. Bariony i antybariony mogą powstawać lub znikać parami; bariony mogą też rozпадać się na inne bariony (np. pod-

czas „rozpadu beta” jąder promieniotwórczych, kiedy neutron zamienia się w proton i na odwrót). Jednakże całkowita liczba barionów minus liczba antybarionów (antyprotonów, antyneutronów, antyhiperonów) nigdy się nie zmienia. Jeśli więc liczbę barionową +1 przypiszemy protonowi, neutronowi i hiperonowi, a -1 — odpowiednim antycząstkom, to będziemy mogli powiedzieć, że całkowita liczba barionowa nigdy się nie zmienia. Liczba barionowa w przeciwieństwie do ładunku wydaje się nie mieć żadnego znaczenia dynamicznego. O ile nam wiadomo, bariony nie tworzą pola podobnego do pól elektrycznych i magnetycznych. Liczba barionowa spełnia rolę prawidła księgowania — jej znaczenie polega wyłącznie na tym, że jest ona niezmiennicza.

3. *Liczba leptonowa*. „Leptony” są to lekkie, ujemnie naładowane cząstki, takie jak elektron i mezon mi, oraz elektrycznie obojętna cząstka o masie zerowej zwana neutrinem, a także ich antycząstki — pozyton, antymezon mi i antyneutrino. Pomimo zerowej masy i zerowego ładunku, neutrina i antyneutrina nie są bardziej fikcyjne niż fotony — podobnie jak każda inna cząstka przenoszą one energię i pęd. Niezmienność liczby leptonów stanowi kolejne prawidło księgowania — całkowita liczba leptonów pomniejszona o całkowitą liczbę antyleptonów nigdy nie ulega zmianie. (W 1962 roku podczas eksperymentów z wiązkami neutrin odkryto, że w rzeczywistości istnieją co najmniej dwa rodzaje tychże cząstek — neutrino „typu elektronowego” i „typu mezonowego” — i dwa rodzaje liczb leptonowych. Elektronowa liczba leptonowa jest sumą elektronów i neutrin typu elektronowego pomniejszona o liczbę ich antycząstek, natomiast mezonowa liczba leptonowa jest to suma mezonów mi i neutrin typu mezonowego zmniejszona o liczbę ich antycząstek. Obie

liczby wydają się absolutnie niezmienne, ale nie jesteśmy tego całkowicie pewni).

Działanie tych praw zachowania dobrze ilustruje rozpad promieniotwórczy neutronu n na proton p , elektron e^- i antyneutrino (typu elektronowego) $\bar{\nu}_e$. Każda z tych cząstek posiada następujące wartości ładunku, liczby barionowej i liczby leptonowej:

	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$				
	Ładunek	n	p	e^-	$\bar{\nu}_e$
Ładunek	0	1	-1	0	
Liczba barionowa	+1	+1	0	0	
Liczba leptonowa	0	0	+1	-1	

Czytelnik może łatwo sprawdzić, że suma wartości każdego z tych niezmiennejnych parametrów dla cząstek powstały po rozpadzie równa jest wartości danego parametru dla neutronu. Na tym właśnie polega niezmienność tych parametrów. Prawa zachowania wcale nie są stwierdzeniami retorycznymi, informują nas bowiem o tym, że duża liczba procesów w ogóle nie zachodzi. Tak więc na przykład niemożliwy jest proces rozpadu, w którym z neutronu powstawałby proton, elektron i więcej niż jedno antyneutrino.

Aby do końca ułożyć nasz przepis na zawartość Wszechświata w dowolnym okresie, musimy podać wielkości ładunku, liczby barionowej i leptonowej na jednostkę objętości oraz temperaturę w owym czasie. Prawa zachowania mówią, że wartości tych parametrów były stałe w każdym fragmencie przestrzeni, mimo iż rozszerzała się ona wraz ze Wszechświatem. A więc ładunek, liczba barionowa i liczba leptonowa na jednostkę objętości po prostu zmieniały się odwrotnie proporcjonalnie do sześcianu rozmiarów Wszechświata. Wiemy jednak, że liczba fotonów zmienia się również w ten sam sposób. (Dowiedzieliśmy się

już, że liczba fotonów na jednostkę objętości jest proporcjonalna do trzeciej potęgi temperatury, podczas gdy temperatura zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata). Dlatego też ładunek, liczba barionowa i liczba leptonowa na jeden foton są stałe, dzięki temu wystarczy tylko raz podać te wartości, aby otrzymać nasz przepis. Ścisłe mówiąc, wielkością, która zmienia się jak odwrotność trzeciej potęgi rozmiarów Wszechświata, nie jest liczba fotonów na jednostkę objętości, lecz entropia na jednostkę objętości. Entropia jest podstawową wielkością mechaniki statystycznej, opisującą stopień nieuporządkowania układu fizycznego. Niezły przybliżeniem wartości entropii, z dokładnością do stałego współczynnika liczbowego, może być całkowita liczba wszystkich cząstek materialnych i fotonów w stanie równowagi termicznej przy uwzględnieniu ich wag statystycznych, podanych w tab. I. Aby scharakteryzować nasz Wszechświat, za stałe powinniśmy więc przyjąć stosunki ładunku, liczby barionowej i liczby leptonowej do entropii. Jednakże nawet w bardzo wysokich temperaturach liczba cząstek materialnych nie przewyższa liczby fotonów, toteż nie popełnimy poważnego błędu, jeżeli za wzorzec obierzemy liczbę fotonów, a nie entropię.

Oszacowanie kosmicznego ładunku przypadającego na foton jest rzeczą łatwą. O ile wiemy, średnia gęstość ładunku elektrycznego jest zerowa w całym Wszechświecie. Jeśli Ziemia i Słońce zawierały choćby nikłą przewagę (np. o 10^{-30}) ładunku dodatniego nad ujemnym (lub odwrotnie), to elektryczne odpychanie między nimi byłoby silniejsze niż ich siła przyciągania grawitacyjnego. Jeżeli Wszechświat jest skończony i zamknięty, to obserwacji tej możemy nawet nadać rangę twierdzenia głoszącego, że ładunek netto Wszechświata musi być zerowy, gdyż inaczej linie sił elektrycznych zamykałyby się dookoła Wszechświata,

wytwarzając nieskończone pole elektryczne. Ponieważ jednak nie wiemy, czy Wszechświat jest otwarty, czy zamknięty, przeto bezpieczniej będzie stwierdzić, że kosmiczny ładunek elektryczny przypadający na foton jest znikomy.

Łatwo również oszacować liczbę barionów na foton. Jedynymi trwałymi barionami są nukleony — proton i neutron, oraz ich antycząstki. (Swobodny neutron jest w rzeczywistości nietrwały — jego życie trwa przeciętnie 15,3 minuty. Jednakże działanie sił jądrowych czyni go całkowicie trwałym wewnątrz jąder atomowych). O ile nam wiadomo, we Wszechświecie nie występują również zauważalne ilości antymaterii. Tak więc liczba barionowa dowolnej części obecnego Wszechświata jest w istocie równa liczbie nukleonów. Stwierdziliśmy w poprzednim rozdziale, że na każdy miliard fotonów promieniowania reliktowego przypada obecnie mniej więcej jeden nukleon, toteż liczba barionowa na foton wynosi około jednej miliardowej (10^{-9}).

Jest to naprawdę bardzo ważny wniosek. Aby ocenić jego konsekwencje, rozważmy ten okres w przeszłości, w którym temperatura przekraczała dziesięć tysięcy miliardów stopni (10^{13} K), czyli temperaturę progową dla neutronów i protonów. W tym okresie Wszechświat powinien zawierać prawie tyle nukleonów i ich antycząstek ile fotonów. Liczba barionowa równa jest jednak różnicą między liczbą nukleonów a ich antycząstek. Jeżeli różnica ta była miliard razy mniejsza niż liczba fotonów, a więc również około miliarda razy mniejsza niż całkowita liczba nukleonów, to liczba nukleonów musiała przekraczać liczbę swoich antycząstek zaledwie o jedną część na miliard. Gdy więc Wszechświat oziębił się poniżej temperatury progowej dla nukleonów, wszystkie antycząstki jądrowe uległy anihilacji z odpowiednimi nu-

kleonami. Została jedynie nieznaczna nadwyżka cząstek, która mogła się w końcu przekształcić w dzisiejszy świat.

Fakt, że w kosmologii występują tak małe liczby jak jedna miliardowa, skłania niektórych teoretyków do przyrównania tej liczby do zera. Oznaczałoby to, że Wszechświat w rzeczywistości zawiera równe ilości materii i antymaterii. Wtedy fakt, że liczba barionowa na foton wydaje się równa jednej miliardowej, można byłoby objąść zakładając, że jeszcze przed spadkiem temperatury kosmicznej poniżej wartości progowej dla nukleonów nastąpił podział Wszechświata na pewne obszary. Niektóre z owych obszarów wykazywały nieznaczącą przewagę (kilka części na miliard) materii nad antymaterią, inne zaś antymaterii nad materią. W czasie, gdy temperatura obniżała się i maksymalna liczba par cząstka-antycząstka anihilowała, Wszechświat powinien podzielić się na obszary czystej materii i antymaterii. Hipoteza ta jednak budzi pewne zastrzeżenia, nikt bowiem dotąd nie stwierdził nigdzie we Wszechświecie zauważalnych ilości antymaterii. Promienie kosmiczne według powszechniej opinii dochodzą częściowo z dalekich rejonów Galaktyki, a częściowo być może również spoza niej. Promienie kosmiczne składają się głównie z materii, a nie z antymaterii (nikt dotąd bowiem nie zaobserwował w tych promieniach antyprotonu lub antyneutronu). W dodatku nie zauważono również fotonów, które powinny wytworzyć się w wyniku anihilacji materii i antymaterii na skalę kosmiczną.

Inną możliwość otwiera hipoteza głosząca, że gęstość fotonów (ściślej — entropii) nie jest proporcjonalna do odwrotności trzeciej potęgi rozmiarów Wszechświata. Byłoby to możliwe, gdyby zaistniało pewne odstępstwo od stanu równowagi termicznej (na przykład, gdyby istniał pewien rodzaj tarcia lub lepkości, które mogły-

by ogrzać Wszechświat i wytworzyć dodatkowe fotony). W takim wypadku liczba barionowa na foton mogła mieć początkowo wielkość zbliżoną do jedności, a następnie — w miarę wytworzenia większej liczby fotonów — obniżyć się do dzisiejszej wartości. Kłopot polega jedynie na tym, że nikt nie potrafi podać mechanizmu wytwarzania tych dodatkowych fotonów. Ja sam próbowałem to uczynić kilka lat temu, ale niesłyszy bez powodzenia.

W dalszych rozważaniach będziemy pomijać te „nie-standardowe” możliwości i przyjmiemy po prostu, że liczba barionowa na foton wynosi około jednej miliardowej.

Jak wygląda sprawa gęstości liczby leptonowej we Wszechświecie? Z faktu, że ogólny ładunek elektryczny Wszechświata równy jest zeru, wynika, iż obecnie na każdy dodatnio naładowany proton przypada dokładnie jeden elektron. Protony w obecnym Wszechświecie stanowią około 87 procent cząstek jądrowych, toteż liczba elektronów jest bliska całkowitej liczbie cząstek jądrowych. Gdyby elektryny były jedynymi leptonami w obecnym Wszechświecie, moglibyśmy powiedzieć, że liczba leptonowa na foton jest mniej więcej taka sama jak liczba barionowa.

Poza elektronem i pozytonem jednak istnieje jeszcze inny rodzaj trwałych cząstek posiadających niezerową liczbę leptonową. Są to neutrino i antyneutrino — elektrycznie obojętne, pozbawione masy cząstki podobne do fotonu, ale z liczbą leptonową odpowiednio +1 i -1. Tak więc, aby określić gęstość liczby leptonowej w obecnym Wszechświecie, musimy dowiedzieć się czegoś o populacjach neutrin i antyneutrin.

Niestety, te informacje są niesłychanie trudne do zdobycia. Neutrino podobnie jak elektron nie „odczuwa” silnych oddziaływań jądrowych, które utrzymują

protony i neutrony wewnętrz jądra atomowego (określenia „neutrino” używam tu do oznaczenia zarówno neutrina, jak i antyneutrina). Jednakże w odróżnieniu od elektronu jest ono obojętne elektrycznie, toteż nie odczuwa również sił elektrycznych lub magnetycznych takich jak te, które utrzymują elektron wewnętrz atomu. W gruncie rzeczy neutrina nie reagują prawie na żaden rodzaj sił. Oczywiście podlegają one — podobnie jak wszystko inne we Wszechświecie — sile grawitacji i odczuwają również oddziaływanie słabego występujące w procesach promieniotwórczych, takich jak na przykład rozpad neutronu. Siły te powodują jednak tylko bardzo słabiutkie oddziaływanie z materią — na przykład, aby umożliwić zatrzymanie lub rozpraszanie jakiegoś neutrino wytworzonego w procesie promieniotwórczym, trzeba by umieścić na jego drodze ołowianą przegrodę grubości kilku lat świetlnych. Słońce ciągle wypromieniuje ze swego wnętrza neutrino wytworzone w reakcjach jądrowych zamieniających protony na neutrony. Neutrina te dochodzą w ciągu dnia z góry, a w nocy — z dołu, chociaż boiem Słońce jest wtedy po drugiej stronie kuli ziemskiej, to jednak Ziemia jest całkowicie przezroczysta dla neutrin. Wolfgang Pauli wprowadził istnienie neutrin na długo przed ich odkryciem, aby za ich pomocą zbilansować energię wyzwalaną w procesach typu rozpadu neutronu. Dopiero pod koniec lat pięćdziesiątych XX wieku nauczyliśmy się bezpośrednio wykrywać neutrino i antyneutrino dzięki produkowaniu w reakcjach jądrowych lub akceleratorach tak ogromnej ich liczby, że przynajmniej kilkaset z nich pozostawi ślad wewnętrz detektorów.

Łatwo pojąć, że to właśnie dzięki temu niezwykle słabemu oddziaływaniu ogromne ilości neutrin i antyneutrin mogą wypełniać Wszechświat wokół nas, choć przecież nie stwierdzamy najmniejszego znaku ich

obecności. Można pokusić się o ustalenie — niezbyt jednak pewne — górnej granicy liczebności neutrin i antyneutrin. Otóż, gdyby liczba tych cząstek była zbyt wielka, niektóre słabe procesy rozpadu jąder pozostałyby nieznacznie zakłócone, a rozszerzanie się Wszechświata byłoby wolniejsze, niż to wynika z obserwacji. Nie wyklucza to jednak możliwości, że neutrino jest tak wiele jak fotonów, przy czym mają one podobne energie.

Pomimo tych zastrzeżeń kosmologowie zazwyczaj zakładają, że liczba leptonowa przypadająca na foton jest mała, znacznie mniejsza od jedności. Założenie takie przyjmuje się tylko na podstawie analogii do liczby barionowej. Jest to jedno z najmniej pewnych założeń modelu standardowego, ale na szczęście, gdyby nawet było fałszywe, spowodowałoby tylko drobne zmiany w ogólnym schemacie. Oczywiście powyżej temperatury progowej dla elektronów istniało mnóstwo leptonów i antyleptonów — mniej więcej tyle, ile fotonów. W tych warunkach Wszechświat był tak rozjarzony i gęsty, że nawet neutrino osiągnęły stan równowagi termicznej i było ich tyle, ile fotonów. W standardowym modelu przyjmuje się założenie, że liczba leptonowa jest i zawsze była mniejsza od liczby fotonów. Ponadto istniała pewna nadwyżka leptonów, która — jak w przypadku barionów — przetrwała do obecnych czasów. Wiemy też, że neutrino i antyneutrino tak słabo oddziałują ze sobą, iż większość ich mogła uniknąć anihilacji, a w takim razie powinny one występować w prawie równych ilościach, porównywalnych do ilości fotonów. Sądzi się, że tak jest rzeczywiście, chociaż trudno się spodziewać potwierdzenia tego faktu przez obserwacje.

Tak więc nasz przepis na zawartość wczesnego Wszechświata przedstawia się w skrócie następująco: Na każdy foton weź zero ładunku, liczby bariono-

wej — jedną miliardową, liczby leptonowej — nie wiadomo ile, ale raczej mało. Przygotuj temperaturę dla danego momentu tyle razy większą od temperatury dzisiejszego promieniowania reliktowego (3 K), ile razy obecne rozmiary Wszechświata są większe od jego rozmiarów w tamtym okresie. Wymieszaj dobrze, aby rozkłady cząstek różnych typów były określone przez warunki równowagi termicznej. Wrzuć to wszystko do rozszerzającego się Wszechświata, którego szybkość ekspansji będzie podporządkowana polu grawitacyjnemu wytwarzanemu przez tę mieszaninę. We właściwym czasie wywar ten przekształci się w nasz obecny Wszechświat.

Pierwsze trzy minuty

Jesteśmy już w pewnym stopniu przygotowani do prześledzenia wydarzeń w pierwszych trzech minutach ewolucji kosmicznej. Dla większej jasności ewolucję tę przedstawimy na podobieństwo projekcji filmowej. W pewnych momentach będziemy zatrzymywać nasz film, aby dokładniej przyjrzeć się poszczególnym kadrom, odpowiadającym niektórym fazom zmieniającego się Wszechświata. Ponieważ tempo wydarzeń w pierwszych trzech minutach, początkowo bardzo szybkie, stopniowo jednak zmniejszało się, przeto pokazywanie obrazów oddzielonych równymi odcinkami czasu nie byłoby celowe. Dlatego też tempo naszej filmowej relacji dostosujemy do tempa spadku temperatury Wszechświata: poszczególne kadry pokazywać będą Wszechświat w tych momentach, w których temperatura obniży się trzykrotnie.

Niestety, film ten nie pokazuje nam Wszechświata w momencie zero, gdy temperatura była nieskończona wielka. Powyżej temperatury progowej półtora biliona stopni Kelvina ($1,5 \times 10^{12}$ K) Wszechświat powinien zawierać wielką liczbę cząstek zwanych mezonami pi, których masa wynosi około jednej siódmej masy nukleonu (patrz tab. I). W odróżnieniu od elektronów, pozitonów, mionów i neutrin, mezony pi oddziałują

bardzo silnie ze sobą i z nukleonami. To właśnie ciągła wymiana mezonów pi między nukleonami odpowiedzialna jest za istnienie siły przyciągającej, która utrzymuje w całości jądro atomowe. Obecność dużej liczby tak silnie oddziałujących cząstek powoduje, że wyliczenia zachowania się materii w superwysokich temperaturach są niezwykle trudne. Aby więc uniknąć takich problemów matematycznych, rozpoczęmy tę relację od około jednej setnej sekundy, czyli od czasu kiedy temperatura obniżała się do stu miliardów stopni Kelvina, tj. znacznie poniżej temperatur progowych dla mezonów pi, mionów i wszystkich cięższych cząstek. O tym zaś, co zdaniem teoretyków mogło wydarzyć się w czasach wcześniejszych, opowiemy w rozdziale siódmym.

Po tych uwagach możemy rozpocząć projekcję naszego filmu.

PIERWSZY KADR. Temperatura Wszechświata wynosi sto miliardów stopni Kelvina (10^{11} K). Wszechświat jest prostszy i łatwiejszy do opisania niż kiedykolwiek później. Wypełniony jest niezróżnicowanym bulionem materii i promieniowania, a każda jego cząstka zderza się bardzo gwałtownie z innymi cząstkami. Tak więc Wszechświat, pomimo swej szybkiej ekspansji, znajduje się w stanie prawie idealnej równowagi termicznej, a wobec tego jego zawartość jest rządzona prawami mechaniki statystycznej i jej charakter nie zależy od tego, co działało się wcześniej. Wystarczy nam wiedzieć o tej zawartości, że jej temperatura wynosi 10^{11} K, a parametry niezmiennicze — ładunek, liczba barionowa, liczba leptonowa — są bardzo małe lub równe zeru.

Obficie reprezentowane są cząstki, których temperatura progowa wynosi poniżej 10^{11} K — elektryny oraz ich antycząstki, czyli pozytony, i oczywiście cząstki

pozbawione masy: foton, neutrina i antyneutrina. Wszechświat jest tak gęsty, że neutrina, które mogą bez rozproszenia przenikać nawet przez ołowiane bloki, znajdują się tu — na skutek gwałtownych zderzeń — w stanie równowagi termicznej z pozostałymi cząstками.

Fakt, że temperatura 10^{11} K jest znacznie wyższa od temperatury progowej elektronów i pozytonów, pozwala nam traktować te cząstki (podobnie jak fotony i neutrina) dokładnie tak, jak promieniowanie. Jaka jest jednak gęstość energii tych różnych rodzajów promieniowania? Wkład elektronów i pozytonów razem wynosi $7/4$ energii fotonów (patrz tab. I), a skład neutrin jest taki sam jak elektronów i pozytonów. Całkowita gęstość energii jest więc cztery i pół raza większa od gęstości energii czystego promieniowania elektromagnetycznego w tej temperaturze, albowiem

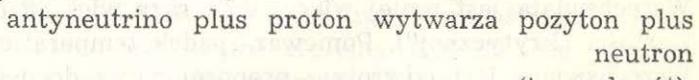
$$\frac{7}{4} + \frac{7}{4} + 1 = \frac{9}{2} = 4,5.$$

Prawo Stefana-Boltzmana określa gęstość energii promieniowania elektromagnetycznego w temperaturze 10^{11} K na $4,72 \times 10^{44}$ elektronowolta na decymetr sześcienny, całkowita gęstość energii Wszechświata w tej temperaturze była więc 4,5 razy większa, czyli wynosiła 21×10^{44} eV/dm³. Wielkość ta odpowiada gęstości masy równej 3,8 miliona t/dm³ lub 3,8 miliarda razy więcej niż gęstość wody w normalnych warunkach (mówiąc, że dana energia jest równoważna określonej masie, mam na myśli energię związaną z masą wzorem $E = mc^2$). Gdyby Mount Everest był zbudowany z równej gęstej materii, jego przyciąganie grawitacyjne mogłoby zniszczyć Ziemię.

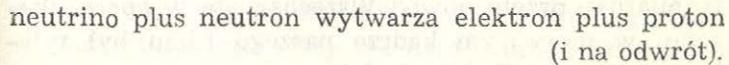
Wszechświat w pierwszym kadrze gwałtownie rozszerza się i oziębia. Rozszerzanie się Wszechświata polega na tym, że każdy jego fragment oddala się od

dowolnego umownego centrum z prędkością ucieczki. Przy tak olbrzymich gęstościach prędkość ucieczki jest również wielka — charakterystyczny czas ekspansji Wszechświata wynosi około 0,02 sekundy. (Patrz: Supplement matematyczny, 3. „Charakterystyczny czas ekspansji” można z grubsza zdefiniować jako czas sto razy większy od tego, w którym rozmiary Wszechświata wzrosłyby o jeden procent. Ścisłe mówiąc, charakterystyczny czas ekspansji w każdym okresie stanowi odwrotność „stałej” Hubble'a. Jak wspomnieliśmy w rozdziale drugim, wiek Wszechświata jest zawsze mniejszy od tej wartości, ponieważ proces ekspansji jest ciągle hamowany przez grawitację).

Pierwszy kadr przedstawia nam sytuację, w której liczba nukleonów jest niewielka: około jednego protona lub neutronu na miliard fotonów, elektronów czy neutrin. Aby móc ostatecznie przewidziećczęstość występowania pierwiastków chemicznych powstałych we wczesnym Wszechwiecie, musimy znać także wzajemny stosunek protonów i neutronów. Neutron jest cięższy od protonu, a różnica ich mas jest równoważna energii 1 293 000 eV. Jednakże charakterystyczna energia elektronów, pozytonów itp. w temperaturze 10^{11} K jest znacznie większa, wynosi bowiem około 10 milionów eV (stała Boltzmana przemnożona przez temperaturę). Tak więc zderzenia neutronów lub protonów ze znacznie liczniejszymi elektronami, pozytonami itp. będą powodować szybkie przejście protonów w neutrony i na odwrót. Najważniejsze reakcje to:



(i na odwrót);



(i na odwrót).

Przy naszym założeniu, że liczba leptonowa netto i ładunek na foton są bardzo małe, istnieje prawie do-

kładnie tyle neutrin i elektronów, ile antyneutrin i pozytonów; przejścia od protonu do neutronu są więc równie szybkie jak przejścia od neutronu do protonu. (Można tu pominąć promieniotwórczy rozpad neutronu, trwa on bowiem około piętnastu minut, my zaś posługujemy się skalą czasową rzędu setnych sekundy). Równowaga wymaga więc, aby w momencie, który przedstawia nam teraz film, liczby protonów i neutronów były mniej więcej równe. Nukleony te nie są na razie związane w jądra atomowe. Energia potrzebna do rozbicia typowego jądra wynosi zaledwie od sześciu do ośmiu milionów elektronowoltów na nukleon, czyli poniżej charakterystycznych energii termicznych przy 10^{11} K, a więc jądra rozpadają się z taką szybkością, z jaką powstają.

Nasuwa się oczywiście pytanie o wielkość Wszechświata w tym bardzo wczesnym okresie. Niestety, nie znamy jej, a nawet nie jesteśmy pewni, czy to pytanie ma jakikolwiek sens. Jeśli bowiem dzisiaj Wszechświat jest, jak się najczęściej sądzi, nieskończony, to również był nieskończony w chwili, w której oglądamy go teraz na naszym filmie, i taki będzie zawsze. Z drugiej strony jest możliwe, że obecnie Wszechświat ma skończony obwód, oceniany czasami na mniej więcej 125 miliardów lat świetlnych. (Obwód jest to odległość, jaką trzeba przebyć poruszając się wprost przed siebie, aby powrócić do miejsca startu z przeciwej strony. Ocena ta opiera się na dzisiejszej wartości stałej Hubble'a i na domniemaniu, że gęstość Wszechświata jest mniej więcej dwa razy większa od wartości „krytycznej”). Ponieważ spadek temperatury Wszechświata jest odwrotnie proporcjonalny do jego rozmiarów, przeto obwód Wszechświata w epoce ukażanej w pierwszym kadrze naszego filmu był tylekroć mniejszy niż dzisiaj, ilekroć ówczesna temperatura (10^{11} K) była większa od obecnej (3 K). Wynika stąd,

że obwód w „epoce pierwszego kadru” wynosił około czterech lat świetlnych. Żaden ze szczegółów opisu pierwszych kilku minut ewolucji kosmicznej nie zależy jednak od tego, czy obwód Wszechświata był nieskończony wielki, czy też wynosił zaledwie cztery lata świetlne.

DRUGI KADR. Temperatura Wszechświata wynosi teraz 30 miliardów stopni Kelvina (3×10^{10} K). Od sytuacji z pierwszego kadru upłynęło 0,11 sekundy. Pod względem jakościowym nic się nie zmieniło — zawartość Wszechświata nadal stanowią elektrony, pozytony, neutrina, antyneutrina i fotony, przy czym wszystkie one znajdują się w równowadze termicznej znacznie ponad poziomem ich temperatur progowych. Gęstość energii, która jest wprost proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury, obniżyła się teraz do wartości równoważnej gęstości masy 30 tysięcy ton na decymetr sześcienny. Szybkość rozszerzania się Wszechświata zmniejsza się jak kwadrat temperatury, toteż charakterystyczny czas ekspansji wydłużył się obecnie do około 0,2 sekundy. Nukleony, których jest niewiele, nadal nie są związane w jądra atomowe, ale szybkie obniżanie się temperatury znacznie bardziej sprzyja przechodzeniu neutronów w protony niż na odwrót. Tak więc w ogólnym bilansie nukleonów protony stanowić będą 62 procent, a neutrony — pozostałe 38 procent.

TRZECI KADR. Temperatura Wszechświata wynosi 10 miliardów stopni Kelvina (10^{10} K). Od sytuacji z pierwszego kadru upłynęło 1,09 sekundy. Mniej więcej w tym okresie obniżające się wartości gęstości i temperatury wydłużyły tak bardzo średni czas życia neutrin i antyneutrin, że zaczęły one zachowywać się jak cząstki swobodne, tzn. utraciły równowagę ter-

miczną z elektronami, pozytonami i fotonami. Od tego momentu przestaną one odgrywać czynną rolę w naszym filmie, chociaż nadal ich energia będzie miała wpływ na pole grawitacyjne Wszechświata. (Przed tym „oddzieleniem się” typowa długość fali neutrina była odwrotnie proporcjonalna do temperatury, a ponieważ temperatura obniżała się odwrotnie proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata, toteż długość fali neutrin rosła wprost proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata. Neutrina zaczynają teraz swobodnie ekspandować, ale ogólne przesunięcie ku czerwieni będzie nadal rozciągać długość ich fal wprost proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata. Widać z tego, że precyzyjne określenie momentu odłączenia się materii na szczęście nie jest szczególnie istotne, gdyż inaczej musielibyśmy odwołać się do teorii oddziaływań neutrin, która nie jest jeszcze opracowana).

Całkowita gęstość energii jest teraz mniejsza niż w poprzednim kadrze proporcjonalnie do czwartej potęgi stosunku temperatur, czyli obecnie jest równoważna gęstości masy 380 t/dm^3 . Charakterystyczny czas ekspansji wzrósł odpowiednio do około dwóch sekund. Temperatura jest teraz zaledwie dwukrotnie wyższa od temperatury progowej elektronów i pozytonów, toteż zaczynają one wzajemnie unicestwiać się, i to szybciej, niż mogą odtwarzać się z promieniowania.

Wciąż jeszcze jest zbyt gorąco, aby neutrony i protony mogły się na dłużej związać w jądra atomowe. Spadek temperatury znowu powiększył przewagę protonów (76%) nad neutronami (24%).

CZWARTY KADR. Temperatura Wszechświata wynosi obecnie 3 miliardy stopni Kelvina ($3 \times 10^9 \text{ K}$). Od sytuacji ukazanej w pierwszym kadrze upłynęło 13,82 sekundy. Znajdujemy się teraz poniżej temperatury pro-

gowej elektronów i pozytonów, a więc te główne dotychczas składniki Wszechświata zaczynają teraz gwałtownie znikać. Energia uwolniona w procesie anihilacji zmniejsza tempo ochładzania się Wszechświata, toteż neutrina, które nie otrzymały tego dodatkowego ciepła, są teraz o 8 procent „zimniejsze” niż elektryny, pozytony i fotony. Od tej chwili mówiąc o temperaturze Wszechświata będziemy myśleli o temperaturze fotónów. Z powodu owego znikania elektronów i pozytonów energia Wszechświata jest teraz nieco mniejsza, niż to wynika z prawa Stefana-Boltzmanna.

Jest już dostatecznie chłodno, toteż tworzyć się mogą stabilne jądra, na przykład helu (${}^4\text{He}$). Nie jest to jednak zjawisko natychmiastowe, Wszechświat bowiem rozszerza się tak gwałtownie, że jądra mogą powstawać jedynie wskutek serii szybkich reakcji dwu cząstek. Na przykład proton i neutron mogą zderzając się utworzyć jądro ciężkiego wodoru, tzn. deuteru, które może z kolei zderzyć się z protonem lub neutronem wytwarzając bądź jądro lekkiego izotopu helu (${}^3\text{He}$), zbudowane z dwóch protonów i neutronu, bądź najczęstszy izotop wodoru, zwany trytem (${}^3\text{H}$), złożony z protonu i dwóch neutronów. Jądro helu trzy może następnie zderzyć się z neutronem, jądro trytu zaś z protonem, przy czym w obu przypadkach powstanie jądro zwykłego helu (${}^4\text{He}$) złożone z dwóch protonów i dwóch neutronów. Aby jednak cały ten łańcuch reakcji mógł się dokonać, musi istnieć jego pierwsze ogniwo — produkcja deuteru.

Zwykły hel zbudowany jest z silnie związań cząstek, toteż może on być trwały nawet w temperaturze z trzeciego kadrów. Jednakże jądra trytu i helu trzy są już znacznie słabiej związane, a na rozerwanie jądra deuteru wystarczy zaledwie jedna dziewiąta energii potrzebnej do wybijania pojedynczego nukleonu z atomu

helu. W temperaturze 3×10^9 K jądra deuteru rozpadają się tak szybko, jak powstają, a więc nie ma szans na wyprodukowanie cięższych jąder. Neutrony nadal przemieniają się w protony, lecz proces ten przebiega znacznie wolniej niż poprzednio. W ogólnym bilansie nukleonów jest teraz 17 procent neutronów i 83 procent protonów.

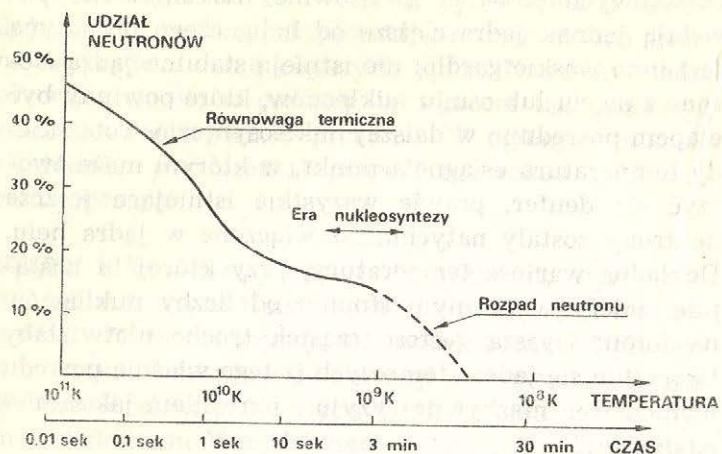
PIĄTY KADR. Temperatura Wszechświata wynosi teraz miliard stopni Kelvina (10^9 K), a więc jest on „zaledwie” 70 razy gorętszy niż środek Słońca. Upłynęły 3 minuty i 2 sekundy od sytuacji z pierwszego kadru. Większość elektronów i pozytonów znikła, a głównymi składnikami Wszechświata są teraz fotony, neutrina i antyneutrina. Energia uwolniona w procesie anihilacji elektron-pozyton podniosła temperaturę fotonów o 35 procent wyżej, niż wynosi temperatura neutrin.

Wszechświat jest wystarczająco chłodny, aby jądra trytu i helu trzy mogły być już trwałe. Jednakże nadal jeszcze działa „deuterowe wąskie gardło”: jądra deuteru nie są w stanie przetrwać na tyle długo, aby powstało wystarczająco dużo cięższych jąder. Prawie całkowicie ustąpiły już zderzenia neutronów i protonów z elektronami, neutrinami i ich antycząstkami, natomiast ważność uzyskuje rozpad swobodnych neutronów. W ciągu każdych stu sekund 10 procent istniejących jeszcze neutronów będzie przekształcać się w protony. Bilans nukleonów ustala się teraz na poziomie 14 procent neutronów i 86 procent protonów.

NIECO PÓŹNIEJ. W chwilę później następuje przełomowe wydarzenie: temperatura obniża się do punktu, w którym jądra deuteru mogą stać się trwałe. Gdy deuterowe wąskie gardło przestaje działać, ilość cięższych jąder powstających w łańcuchu reakcji dwu-

częstkowych powinna gwałtownie wzrosnąć. Nie powstają jednak jądra cięższe od helu, czego przyczyną jest inne wąskie gardło: nie istnieją stabilne jądra złożone z pięciu lub ośmiu nukleonów, które powinny być etapem pośrednim w dalszej nukleosyntezie. Toteż kiedy temperatura osiągnęła punkt, w którym może tworzyć się deuter, prawie wszystkie istniejące jeszcze neutrony zostały natychmiast włączone w jądra helu. Dokładna wartość temperatury, przy której to nastąpiło, zależy w pewnym stopniu od liczby nukleonów na foton: wyższa gęstość cząstek trochę ułatwiałaby tworzenie się jąder atomowych (z tego właśnie powodu moment ten niezbyt precyzyjnie określiłem jako „nieco później”).

Przy stosunku miliard fotonów na nukleon początek nukleosyntezy przypada na temperaturę 900 milionów stopni Kelvina ($0,9 \times 10^9$ K). W tym momencie mija już trzecia minuta i czterdziesta szósta sekunda od sytuacji z pierwszego kadru. (Czytelnik wybaczy mi chyba nieścisłość w tytule książki, brzmi on jednak znacznie lepiej niż „Pierwsze trzy i trzy czwarte minuty”). Tuż przed nukleosyntezą rozpad neutronów doprowadził do następującej proporcji: 13 procent neutronów wobec 87 procent protonów. Wagowy udział helu po nukleosyntezie jest dokładnie równy udziałowi wszystkich nukleonów, które zostały związane w jądra helu. Połowę tych nukleonów stanowią neutrony, a ponieważ rzeczywiście wszystkie neutrony są związane w jądra helu, przeto udział wagowy helu jest po prostu równy podwójnemu udziałowi neutronów wśród cząstek jądrowych (około 26 procent). Jeżeli gęstość nukleonów była nieco większa, to nukleosyntezę rozpoczęła się wcześniej, kiedy nie zdążyło się jeszcze rozpaść tak wiele neutronów, ale i tak ilość wytworzonego helu nie przekroczyła zapewne 28 procent wagowych (patrz rys. 9).



Rys. 9. Przesuwanie się punktu równowagi proton — neutron. Na rysunku przedstawiono udział neutronów w ogólnym bilansie nukleonów, w zależności od temperatury i czasu. Górną część krzywej („równowaga termiczna”) opisuje okres, w którym gęstości i temperatury były tak wysokie, że wszystkie cząstki znajdowały się w równowadze termicznej. W okresie tym udział neutronów można obliczyć na podstawie różnicy mas neutronu i protonu, posługując się prawami mechaniki statystycznej. Dolna część krzywej („rozpad neutronu”) opisuje okres, gdy zanikły wszystkie procesy przemiany neutron — proton z wyjątkiem promieniotwórczego rozpadu wolnych neutronów. Wyznaczanie jej zależy od szczegółów obliczeń tempa procesów, w których biorą udział oddziaływanie słabe. Przerwana część krzywej pokazuje, co by się działo, gdyby nie powstały jądra atomowe. W rzeczywistości — w czasie odpowiadającym na wykresie przedziałowi wyznaczonemu strzałkami z napisem „era nukleosyntezy” — neutrony gwałtownie połączły się w jądra helu, a stosunek neutron — proton stał się od tej chwili niezmienny. Wykres ten może być również stosowany do szacowania wagowego udziału helu wytworzonego kosmologicznie: dla każdej określonej wartości temperatury i czasu nukleosyntezy udział ten jest równy dwukrotnemu udziałowi neutronu.

Mimo że przekroczyliśmy już planowany, trzynutowy czas akcji, rzućmy ostatnie spojrzenie na obraz Wszechświata po jeszcze jednym obniżeniu temperatury.

SZÓSTY KADR. Temperatura Wszechświata wynosi obecnie 300 milionów stopni Kelvina (3×10^8 K). Od momentu zarejestrowanego przez pierwszy kadr naszego filmu upłyнуły 34 minuty i 40 sekund. Elektryny i pozytony uległy już całkowitej anihilacji z wyjątkiem małej nadwyżki (jedna miliardowa) elektronów, potrzebnej do zrównoważenia ładunku protonów. Energia uwolniona w procesie anihilacji spowodowała teraz trwałe podniesienie temperatury fotonów o 40,1 procent powyżej temperatury neutrin (patrz: Suplement matematyczny, 6). Gęstość energii Wszechświata jest teraz równoważna gęstości masy odpowiadającej 9,9 procent gęstości wody. 31 procent tej energii zawarte jest w neutrinach, pozostałe 69 procent w fotach. Obecnej gęstości energii odpowiada charakterystyczny czas ekspansji wynoszący około 75 minut. Procesy jądrowe zostały zahamowane: większość nukleonów jest obecnie związana w jądra helu albo występuje w postaci wolnych protonów (jądra wodoru), przy czym hel wagowo stanowi od 22 do 28 procent. Na każdy wolny lub związany w jądrze proton przypada jeden elektron, ale Wszechświat jest wciąż zbyt gorący, aby mogły w nim istnieć trwałe atomy.

W ciągu następnych 700 000 lat Wszechświat będzie nadal rozszerzać się i ożyciać, ale niewiele ciekawego się wydarzy. Po tym okresie temperatura opadnie do punktu, w którym elektryny i jądra mogą utworzyć stabilne atomy. Ubytek swobodnych elektronów spowoduje, iż zawartość Wszechświata stanie się przezro-

czysta dla promieniowania. Owo zerwanie sprzężenia między materią a promieniowaniem umożliwi materiał rozpoczęcie procesu formowania galaktyk i gwiazd. Po kolejnych 10 miliardach lat żywe istoty rozpoczną odtwarzanie historii Wszechświata.

Przedstawiony tu opis wczesnego okresu Wszechświata ma tę zaletę, że może być od razu sprawdzony obserwacyjnie. Zachowany z tego okresu materiał, z którego musiały być początkowo uformowane gwiazdy, składał się z 22–28 procent helu, a prawie całą resztę stanowił wodór. Wynika to z założenia, że stosunek liczby fotonów do liczby nukleonów jest ogromny, co z kolei opiera się na pomiarze wartości temperatury obecnie obserwowanego reliktowego mikrofalowego promieniowania kosmicznego (3 K). Pierwsze obliczenia tej kosmologicznej produkcji helu, oparte na pomiarze temperatury promieniowania, przeprowadził P.J.E. Peebles z Princeton w 1965 roku, czyli wkrótce po odkryciu mikrofalowego promieniowania reliktowego przez Penziasa i Wilsona. Prawie w tym samym czasie podobny wynik uzyskali (niezależnie od Peeblesa) Robert Wagoner, William Fowler i Fred Hoyle. Wynik ten, oparty na bardziej szczegółowych obliczeniach, był kapitalnym sukcesem modelu standardowego, w tym bowiem czasie wiedziano już skądinąd, że materia, z której uformowały się gwiazdy, musiała składać się głównie z wodoru i 20–30 procent helu!

Na Ziemi hel występuje w niezwykle małych ilościach, jego atomy są bowiem na tyle lekkie i obojętne chemicznie, że większość z nich opuściła naszą planetę już przed wiekami. Szacunkowe obliczenia pierwotnej ilości helu we Wszechświecie opierają się na porównaniu szczegółowych obliczeń ewolucji gwiazd z analizą statystyczną ich obserwowanych własności oraz na bezpośredniej obserwacji linii helu w widmach gorą-

cych gwiazd i w materii międzygwiazdowej. Hel po raz pierwszy został zidentyfikowany właśnie dopiero podczas badań widma atmosfery Słońca (stąd też pochodzi nazwa tego pierwiastka), przeprowadzonych w 1868 roku przez J. Normana Lockyera.

Na początku lat sześćdziesiątych naszego wieku kilku astronomów zaobserwowało, że rozpowszechnienie helu w Galaktyce nie tylko jest duże, ale także prawie nie zmienia się w zależności od kierunku (w przeciwieństwie do pierwiastków cięższych). Należało się tego spodziewać, jeśli oczywiście jest prawdą, że ciężkie pierwiastki narodziły się we wnętrzach gwiazd, a hel powstał znacznie wcześniej. Mimo wielu wątpliwości i różnic w ocenach względnego występowania pierwiastków, dowody, że Wszechświat pierwotnie zawierał 20–30 procent helu, są wystarczająco mocne, aby dodać otuchy zwolennikom modelu standardowego.

Oprócz dużej ilości helu, wytworzonego pod koniec pierwszych trzech minut, powstały też śladowe ilości lżejszych jąder, przede wszystkim deuteru (wodór z jednym dodatkowym neutronem) i lekkiego izotopu ^3He , którym udało się uniknąć włączenia do jądra zwykłego helu. (Rozpowszechnienie ich zostało obliczone po raz pierwszy w artykule Wagonera, Fowlera i Hoyle'a z 1967 roku).

W odróżnieniu od helu wyliczona ilość deuteru zmienia się bardzo gwałtownie w zależności od gęstości nukleonów w okresie nukleosyntezy. Przy większych gęstościach reakcje jądrowe zachodzą szybciej, i to do tego stopnia, że deuter prawie całkowicie powinien przekształcić się w hel. Dla przykładu podamy teraz za Wagonerem rozpowszechnienie deuteru (w jednostkach wagowych) wyliczone dla trzech możliwych wartości stosunku fotonów do nukleonów:

Liczba fotonów na nukleon (w milionach)	Rozpowszechnienie (częstość występowania) deuteru (w milionowych)
100	0,00008
1000	16
10000	600

Widać stąd, że gdybyśmy znali pierwotne rozpowszechnienie deuteru, moglibyśmy dokładnie określić stosunek liczby fotonów do liczby nukleonów, a następnie — znając obecną temperaturę promieniowania — wyznaczyć dokładnie współczesną gęstość masy jąder we Wszechświecie, co pozwoliłoby nam ustalić, czy Wszechświat jest otwarty, czy zamknięty.

Niestety, pierwotna ilość deuteru jest bardzo trudna do ustalenia. Rozpowszechnienie deuteru w wodzie na kuli ziemskiej wynosi w stosunku wagowym 150 milionowych (jest to ten deuter, który można będzie stosować jako paliwo do reaktorów termojądrowych, jeśli oczywiście będziemy kiedykolwiek umieli kontrolować reakcje termojądrowe), jednakże wielkość ta jest obarczona błędem. Atomy deuteru są bowiem dwukrotnie cięższe od atomów wodoru, mają więc nieco większą szansę wbudowania się w cząsteczki ciężkiej wody (D_2O), toteż powinny one rzadziej opuszczać pole grawitacji ziemskiej, niż czynią to atomy wodoru. Z drugiej strony spektroskopia wykazuje bardzo niską zawartość deuteru na powierzchni Słońca — mniej niż cztery milionowe, przy czym i ta liczba obarczona jest błędem, ponieważ deuter z zewnętrznych obszarów Słońca powinien być w większości usunięty na skutek łączenia się z wodorem w jądrze helu 3He .

Nasza wiedza o rozpowszechnieniu deuteru w Kosmosie uzyskała pewniejsze podstawy po serii obserwacji w ultrafiolecie, dokonanych w 1973 roku za pomocą sztucznego satelity Ziemi „Copernicus”. Atomy deute-

ru, podobnie jak wodoru, pochłaniają światło ultrafioletowe tylko w pewnych, ścisłe określonych długościach fal odpowiadających przejściom, przy których atom zostaje wzbudzony od stanu podstawowego do jednego ze stanów wyższych. Długości te są w pewnym stopniu zależne od masy jądra atomu, toteż widmo ultrafioletowe gwiazdy, której światło w drodze do nas przechodzi przez międzygwiazdną mieszaninę wodoru i deuteru, poprzecinane będzie pewną liczbą ciemnych linii absorpcyjnych, rozszczepiających się na dwie składowe: „wodorową” i „deuterową”. Względne zaczernienie pary składowych dowolnej linii absorpcyjnej informuje nas o względnej zawartości wodoru i deuteru w chmurze materii międzygwiazdnej. Niestety, atmosfera ziemska znacznie utrudnia prowadzenie badań ultrafioletowej części widma z powierzchni Ziemi. Satelita „Copernicus” wyniósł ponad atmosferę spektrometr ultrafioletu, którego użyto do badania linii absorpcyjnych w widmie gorącej gwiazdy β Centaura. Na podstawie ich względnej intensywności stwierdzono, że w materii międzygwiazdnej między Ziemią a β Centaura znajduje się około dwudziestu milionowych deuteru (w jednostkach wagowych). Podobne wyniki przyniosły nowsze obserwacje linii absorpcyjnych w ultrafiolecie innych gorących gwiazd.

Jeżeli owe dwadzieścia milionowych deuteru rzeczywiście powstało we wczesnym okresie Wszechświata, to zarówno wtedy jak i dzisiaj na jeden nukleon powinno przypadać około 1,1 miliarda fotonów. Obecnej temperaturze promieniowania kosmicznego (3 K) odpowiada 550 000 fotonów na decymetr sześcienny, tak więc musi być teraz około 500 nukleonów na milion decymetrów sześciennych. Jest to liczba znacznie mniejsza od minimalnej gęstości koniecznej do „zamknięcia” Wszechświata, która wynosi około 3000 nukleonów na milion decymetrów sześciennych. Wynika

z tego, że Wszechświat jest otwarty, tzn. prędkość galaktyk przekracza prędkość ucieczki, a zatem jego eksplataja będzie trwała wiecznie. Jeżeli część materii międzygwiezdnej została przetworzona w tych gwiazdach, w których deuter ulega zniszczeniu (jak we wnętrzu Słońca), to kosmologicznie wyprodukowana ilość deuteru musiała być większa niż dwadzieścia milionowych. Oznacza to, iż gęstość nukleonów musi być jeszcze mniejsza niż 500 cząstek na milion decymetrów sześciennych, a tym samym potwierdza, że żyjemy w otwartym, wiecznie rozszerzającym się Wszechświecie.

Muszę jednak powiedzieć, że uważam tę argumentację za niezbyt przekonującą. Deuter nie jest podobny do helu. Choć bowiem jego rozpowszechnienie wydaje się większe, niż należałyby się tego spodziewać w zamkniętym, stosunkowo gęstym Wszechświecie, to jednak jego ilość wyrażona w liczbach absolutnych jest niezwykle mała. Można sobie bez trudu wyobrazić, że ta nadwyżka deuteru została wyprodukowana w „młodych” zjawiskach astrofizycznych, takich jak supernowe, promieniowanie kosmiczne, a może nawet QSO (kwazary). To samo nie mogło natomiast zdarzyć się z helem. Nie zaobserwowano bowiem jakiegoś gigantycznego promieniowania, które musiałoby powstać, gdyby obecna ilość helu wytworzyła się tak niedawno. Przypuszcza się, że owa stwierdzona przez satelitę „Copernicus” zawartość deuteru we Wszechświecie nie mogła być wytworzona przez żaden konwencjonalny mechanizm astrofizyczny bez jednoczesnegotworzenia wielkich ilości innych lekkich pierwiastków — litu, berylu i boru — tak przecież rzadko występujących obecnie. Czyż mamy jednak jakakolwiek pewność, że przyczyną obserwowanej nadwyżki deuteru nie jest jakiś inny, nie znany dotychczas mechanizm?

Istnieje jeszcze jedna pozostałość wczesnego Wszechświata, która sprawdzie jest wszędzie obecna, lecz mimo to zaobserwowanie jej wydaje się niemożliwe. W trzecim kadrze widzieliśmy, że od chwili, gdy temperatura kosmiczna spadła poniżej 10 miliardów stopni Kelvina, neutrino zaczęły zachowywać się jak swobodne cząstki. W miarę upływu czasu długości fal neutrin wzrastały wprost proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata. Ilość neutrin i ich rozkład energii są więc takie same, jakie byłyby w warunkach równowagi termicznej, ale przy temperaturze obniżonej odwrotnie proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata. Mniej więcej taki sam los przypadł w udziale fotonom, mimo że trwały one w równowadze termicznej znacznie dłużej niż neutrino. Dzisiejsza temperatura neutrin powinna więc być prawie taka sama jak obecna temperatura fotonów. Na każdy nukleon we Wszechświecie powinno zatem przypadać około miliarda neutrin i antyneutrin.

Wkrótce po tym, kiedy Wszechświat stał się przezroczysty dla neutrin, rozpoczął się proces anihilacji elektronów i pozitonów, który spowodował ogrzanie fotonów — ale nie neutrin. Na skutek tego obecna temperatura neutrin powinna być nieco mniejsza od temperatury fotonów. Dość łatwo jest obliczyć, że stosunek temperatury neutrin do temperatury fotonów równy jest pierwiastkowi sześciennemu z $4/11$, czyli temperatura neutrin wynosi 71,38 procent temperatury fotonów, a zatem wkład neutrin i antyneutrin do energii Wszechświata wynosi 45,42 procent wkładu fotonów (patrz: Suplement matematyczny, 6). Choć dotąd nie wyrażałem tego wprost, to kiedy jednak podawałem czas ekspansji Wszechświata, zawsze uwzględniałem tę dodatkową gęstość energii neutrin.

Najbardziej doniosłym z możliwych sposobów potwierdzenia standardowego modelu wczesnego Wszech-

świata byłoby wykrycie neutrinowego tła kosmiczne- go. Mamy już nawet pewność co do jego temperatury — wynosi ona 71,38 procent temperatury fotonów, czyli około 2 K. Jedyną istotną trudność stanowi odpowiedź na pytanie, czy gęstość liczby leptonowej jest rzeczywiście tak mała, jak przyjęliśmy. Jeżeli gęstość liczby leptonowej jest tak mała jak gęstość liczby bari- onowej, to ilości neutrin i antyneutrin powinny być sobie równe z dokładnością do jednej cząstki na miliard. Z drugiej strony, jeżeli gęstość liczby leptonowej jest porównywalna z gęstością liczby fotonów, to powinna istnieć „degeneracja”, czyli wyraźny nadmiar neutrin (lub antyneutrin) i deficyt antyneutrin (lub neutrin). Taka degeneracja powinna była spowodować przesunięcie w bilansie nukleonów w pierwszych trzech minutach, co pociągnęłoby za sobą zmianę ilości helu i deuteru.

Zaobserwowanie kosmicznego tła neutrin i antyne- utrin o temperaturze 2 K natychmiast rozstrzygnęłoby kwestię, czy Wszechświat ma dużą liczbę leptonową, a ponadto — co jest znacznie ważniejsze — potwier- dziłoby słuszność modelu standardowego,

Niestety, neutrina tak słabo oddziałują ze zwykłą materią, że nikt nie jest w stanie wymyślić metody zaobserwowania kosmicznego tła neutrinowego o tem- peraturze 2 K. Problem jest naprawdę dręczący: dookoła nas istnieje około miliarda neutrin i antyneutrin na każdy nukleon, lecz wciąż jeszcze nikt nie wie, jak je wykryć.

Czytelnik, który prześledził naszą relację z wydarzeń okresu pierwszych trzech minut, być może wyczuł w niej nutę naukowego zadufania. Możliwe, że taka nuta się pojawiła, jednakże nie jestem przekonany, iż najlepszą receptą na rozwój nauki jest zawsze podej- ście całkowicie obiektywne. Często warto jest zapo- mnieć o wątpliwościach i konsekwentnie iść za wnio-

skami wynikającymi z przyjętych założeń, niezależnie od tego, dokąd one prowadzą. Najlepszym sprawdzianem każdej teoretycznej koncepcji są jej rezultaty. Model standardowy osiągnął już pewne sukcesy i stwo- rzył solidne podstawy teoretyczne dalszych badań eks- perimentalnych. Nie oznacza to, iż jest on prawdziwy, niewątpliwie jednak zasługuje na poważne trak- towanie.

Wszystkie nasze obliczenia opierają się na Zasadzie Kosmologicznej. Wiemy z bezpośredniej obserwacji, że mikrofalowe promieniowanie reliktowe jest izotropowe, toteż możemy sądzić, że Wszechświat był izotropowy i jednorodny od chwili, gdy przy temperaturze około 3000 K przestała istnieć równowaga między pro- mieniowaniem a materią. Jednakże nie mamy żadnych dowodów na to, że Zasada Kosmologiczna obowiązy- wała także we wcześniejszym okresie.

Możliwe, że początkowo Wszechświat był bardzo niejednorodny oraz anizotropowy, stopniowo jednak niejednorodności wyrównały się na skutek sił tarcia między poszczególnymi częściami rozszerzającego się Wszechświata (taki właśnie model „mixmaster” propa- gowany jest przez Charlesa Misnera z Uniwersytetu Maryland). Możliwe także, iż ciepło, wytworzone w trakcie homogenizacji i izotropizacji Wszechświata, odpowiedzialne jest za tak olbrzymi obecnie stosunek fotonów do nukleonów. Jednakże, o ile mi wiadomo, nikt nie potrafi powiedzieć, dlaczego Wszechświat powinien mieć jakikolwiek konkretny stopień początko- wej niejednorodności lub anizotropii, i nikt też nie wie, w jaki sposób obliczyć można ilość ciepła, wypro- dukowanego podczas ich wyrównywania.

Mojm zdaniem, prawidłową reakcją na te wątpliwo- ści nie jest wyrzucanie na złom modelu standardowe- go (co mogłoby się spodobać niektórym kosmologom), ale przeciwnie — staranne rozpracowanie jego kon-

sekwencji, choćby tylko po to, aby znaleźć sprzeczności z obserwacjami. Nie jest też sprawą przesądzoną, czy fakt dużej początkowej anizotropii i niejednorodności miałby wpływ na przedstawione w tym rozdziale zdarzenia. Możliwe bowiem, że Wszechświat został „wygładzony” w ciągu pierwszych kilku sekund, a w takim przypadku kosmologiczną produkcję helu i deuteru można obliczać tak, jak gdyby Zasada Kosmologiczna obowiązywała zawsze. Jeśli nawet anizotropia i niejednorodność Wszechświata przetrwały epokę syntezy helu, to i tak wytwarzanie helu i deuteru wewnętrz dowolnego jednorodnie rozszerzającego się obłoku zależałoby jedynie od szybkości rozszerzania się w tym obłoku, czyli niewiele różniłoby się od produkcji obliczonej dla modelu standardowego. Możliwe nawet, że cały Wszechświat, którego ewolucję badamy cofając się do czasów nukleosyntezy, jest jedynie izotropowym i jednorodnym pęcherzem wewnętrz większego anizotropowego i niejednorodnego Wszechświata.

Wątpliwości otaczające Zasadę Kosmologiczną mają szczególnie istotne znaczenie, gdy rozważamy sam początek albo ostateczny koniec Wszechświata. Tak więc, mimo że w końcowych rozdziałach będę nadal opierać się na owej zasadzie, to jednak warto pamiętać, iż nasze proste modele kosmologiczne mogą opisywać zaledwie małą część Wszechświata i jego historii.

VI

Dygresja historyczna

Porzućmy na chwilę historię wczesnego Wszechświata i zajmijmy się rozwojem badań kosmologicznych w ostatnim trzydziestoleciu. Chodzi mi przede wszystkim o pewien pasjonujący problem historyczny. Odkrycie reliktowego promieniowania mikrofalowego w 1965 roku było jednym z najpoważniejszych odkryć naukowych dwudziestego wieku. Dlaczego jednak zostało dokonane przypadkowo? Albo — ujmując to pytanie w inny sposób — czemu nie prowadzono systematycznych poszukiwań tego promieniowania wiele lat wcześniej?

Dowiedzieliśmy się w poprzednim rozdziale, że po-
miar obecnej wartości temperatury promieniowania
reliktowego i gęstości masy Wszechświata pozwala
nam przewidzieć rozpowszechnienie lekkich pierwiast-
ków w Kosmosie, które wydaje się całkowicie
zgodne z wynikami obserwacji. Już na długo przed
1965 rokiem można było przeprowadzić takie oblicze-
nia i przewidzieć istnienie tła mikrofalowego, a na-
stępnie rozpocząć jego poszukiwania. Ponieważ
Wszechświat zawiera obecnie 20—30 procent helu
i 70—80 procent wodoru, można było wnioskować, że
nukleosyntezę rozpoczęła się w okresie, gdy neutrony
stanowiły od dziesięciu do piętnastu procent nukleo-

nów (przypomnijmy, że dzisiejszy wagowy udział helu jest dokładnie dwukrotnie większy niż udział neutronów w epoce nukleosyntezy), czyli wtedy, kiedy temperatura Wszechświata spadła do około miliarda stopni Kelvina (10^9 K). Tak więc możliwe było oszacowanie gęstości nukleonów w temperaturze 10^9 K, a gęstość fotonów w tej temperaturze można było obliczyć na podstawie własności promieniowania ciała doskonale czarnego. Można było również wyznaczyć stosunek liczby fotonów do liczby nukleonów w owym czasie; ponieważ jednak stosunek ten jest stały, zachowuje ważność także i dzisiaj. Na podstawie obserwacji obecnej gęstości nukleonów można by więc określić dzisiejszą gęstość fotonów i wyciągnąć stąd wniosek, że istnieje kosmiczne promieniowanie reliktowe o temperaturze 1–10 K. Gdyby historia nauki była tak prosta jak historia Wszechświata, podobne rozumowanie mogłoby już w latach czterdziestych lub pięćdziesiątych naszego wieku doprowadzić do postawienia hipotezy, która zachęciłaby radioastronomów do poszukiwań promieniowania relikowego. Stało się jednak inaczej.

Hipoteza wywodząca się z podobnego rozumowania wprawdzie została postawiona w 1948 roku, nie doprowadziła jednak ani wtedy, ani później do jakichkolwiek poszukiwań. W końcu lat czterdziestych XX wieku kosmologiczna teoria „wielkiego wybuchu” była rozwijana przez George'a Gamowa i jego kolegów, Ralphi Alphera i Roberta Hermana. Przyjęli oni założenie, że z początku Wszechświat składał się jedynie z neutronów, następnie zaś neutrony zaczęły przekształcać się w protony w procesie rozpadu promieniotwórczego, w którym neutron spontanicznie przekształca się w proton, elektron i antyneutrino. W pewnym momencie ekspansji mogło stać się wystarczająco chłodno, aby ciężkie pierwiastki zaczęły wytwarzać

się z neutronów i protonów (poprzez sekwencję szybkich wychwytów neutronów). Alpher i Herman ustalili, że dla obserwowanego obecnie rozpowszechnienia lekkich pierwiastków stosunek fotonów do nukleonów powinien wynosić miliard do jednego. Opierając się na szacunkowej gęstości kosmicznej nukleonów, mogli oni w owym czasie przewidzieć istnienie promieniowania relikowego o dzisiejszej temperaturze 5 K!

Pierwotne obliczenia Alphera, Hermana i Gamowa nie były jednak poprawne we wszystkich szczegółach. Wszechświat z początku — jak już wiemy — nie zawierał samych neutronów, lecz prawdopodobnie równą liczbę neutronów i protonów. Również transformacja neutronów w protony (i na odwrót) dokonywała się wskutek ich zderzeń z elektronami, pozytonami, neutrinami i antyneutrinami, a nie przez rozpad promieniotwórczy. Na sprawy te zwrócił uwagę w 1950 roku C. Hayashi; trzy lata później Alpher i Herman zrewidowali swój model. Przeprowadzili oni wtedy (wraz z J. W. Follinem Jr.) prawidłowe obliczenia przesuwania się punktu równowagi neutronowo-protonowej. Była to rzeczywiście pierwsza nowoczesna analiza historii wczesnego Wszechświata.

Jednakże ani w 1948, ani w 1953 roku nikt nie rozpoczął poszukiwań promieniowania mikrofalowego. Prawdę mówiąc, w latach poprzedzających rok 1965 astrofizycy nie wiedzieli, że rozpowszechnienie wodoru i helu oszacowane w modelach „wielkiego wybuchu” dowodzi istnienia kosmicznego promieniowania relikowego, które rzeczywiście może być zaobserwowane. Zdziwiającą rzeczą nie jest to, że astrofizycy na ogół nie znali przypuszczeń Alphera i Hermana — jeden bowiem lub dwa artykuły zawsze mogą ująć uwagi w olbrzymiej powodzi literatury naukowej — lecz fakt, że przez ponad dziesięć lat nikt więcej nie kierował się tym rozumowaniem. Wszystkie materiały

teoretyczne były przecież w zasięgu ręki. Dopiero w 1964 roku pracujący niezależnie od siebie J.B. Zeldowicz w Związku Radzieckim, Hoyle i R.J. Tayler w Anglii oraz Peebles w Stanach Zjednoczonych ponownie zajęli się obliczeniami nukleosyntezy w modelu „wielkiego wybuchu”. Jednakże w tym samym czasie Penzias i Wilson rozpoczęli już swoje obserwacje w Holmdel i odkrycie reliktowego promieniowania mikrofalowego nastąpiło bez jakiekolwiek sugestii teoretyków kosmologów.

Jest też intrigujące, że nawet ci, którzy znali przewidywania Alphera i Hermana, nie przywiązywali doowych przypuszczeń większego znaczenia. Alpher, Follian i Herman w swoim artykule z 1953 roku pozostawili problem nukleosyntezy dla „przyszłych badań”, nie podejmując prób obliczenia przewidywanej temperatury promieniowania reliktowego. (Nie wspomnieli oni także o swoich wcześniejszych przewidywaniach. Wprawdzie na zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w 1953 roku podali niektóre wyniki obliczeń nukleosyntezy, ale praca ta nigdy nie została napisana w ostatecznej formie). Po latach, w liście do Penziosa, napisanym po odkryciu reliktowego promieniowania mikrofalowego, Gamow przypomniał, że w swoim artykule w „Proceedings of the Royal Danish Academy” z 1953 roku oszacował temperaturę promieniowania reliktowego na 7 K, czyli mniej więcej zgodnie z prawdą. Jednakże wystarczy rzut oka na ów artykuł, aby się przekonać, że przewidywania Gamowa nie były oparte na jego teorii nukleosyntezy kosmicznej, lecz na błędnych założeniach co do wieku Wszechświata.

Można twierdzić, że w latach pięćdziesiątych i na początku sześćdziesiątych rozpowszechnienie lekkich pierwiastków w Kosmosie nie było wystarczająco znanego, aby pomóc w określeniu temperatury promienio-

wania reliktowego. W gruncie rzeczy nawet dzisiaj nie jesteśmy całkowicie pewni, czy hel stanowi rzeczywiście 20–30 procent materii we Wszechświecie. Jednakże istotne jest to, że już na długo przed 1960 rokiem panowało przekonanie, iż większość masy Wszechświata stanowi wodór (na przykład w 1956 roku Hans Suess i Harold Urey ustalili, że rozpowszechnienie wodoru wynosi 75 procent wagowych). A przecież wodór nie jest wytwarzany przez gwiazdy — jest on pierwotnym paliwem, z którego czerpią one energię i produkują cięższe pierwiastki. Świadczy to o tym, że we wczesnym Wszechświecie stosunek liczby fotónów do nukleonów musiał być bardzo duży, gdyż w przeciwnym razie cały wodór przekształciłby się w hel i inne cięższe pierwiastki.

Kiedy więc rzeczywiście powstała techniczna możliwość zaobserwowania izotropowego promieniowania reliktowego o temperaturze 3 K? Wprawdzie trudno dokładnie odpowiedzieć na to pytanie, jednakże — jak poinformowali mnie eksperymentatorzy — obserwacje takie możliwe były na długo przed 1965 rokiem, przypuszczalnie w połowie lat pięćdziesiątych, a może nawet czterdziestych. Już w 1946 roku zespół badaczy z MIT (na którego czele stał nie kto inny, tylko Robert Dicke) potrafił ustalić górną granicę temperatury równoważnej dowolnego izotropowego promieniowania pozaziemskiego — jej wartość dla fal o długościach 1,00, 1,25 i 1,50 cm wynosiła poniżej 20 K. Pomiary te były produktem ubocznego badań nad pochłanianiem atmosferycznym i na pewno nie stanowiły części programu kosmologii obserwacyjnej. (Dicke powiedział mi, że w gruncie rzeczy, gdy po latach zaczął zastanawiać się nad możliwością istnienia promieniowania reliktowego, zapomniał o tym, iż prawie dwadzieścia lat wcześniej oszacował górną granicę temperatury tła).

Nie wydaje się, żeby z historycznego punktu widze-

nia szczególnie istotne było precyzyjne określenie momentu, w którym stało się możliwe wykrycie izotropowego tła mikrofalowego o temperaturze 3 K. Ważne natomiast jest to, że radioastronomowie nawet nie wiedzieli, iż powinni czynić próby detekcji. Jakże inaczej wygląda na przykład historia neutrina. Kiedy w 1932 roku Pauli po raz pierwszy sformułował hipotezę neutrina, stało się jasne, że nie ma nawet cienia tezę neutrina, toteż gdy można już było wykorzystać do takich eksperymentów reaktory jądrowe, rozpoczęto natychmiast poszukiwania tej cząstki i znaleziono ją w latach pięćdziesiątych. Jeszcze wyraźniejszy kontrast stanowi przypadek antyprotonu. Po odkryciu protonu w promieniowaniu kosmicznym (1932 r.) teoretycy spodziewali się, że proton podobnie jak elektron powinien mieć swoją antycząstkę. W pierwszych cyklotronach z lat trzydziestych brakowało jeszcze odpowiedniej mocy do wyprodukowania antyprotonów. Fizycy jednak nadal byli świadomi wagi tego problemu, toteż w latach pięćdziesiątych wybudowano akcelerator (Bevatron w Berkeley) mający energię wystarczającą do wytworzenia antyprotonów. Nic takiego nie zdarzyło się w przypadku promieniowania reliktywego — aż do 1964 roku, kiedy próbę jego detekcji podjęła grupa z Princeton. Co więcej, Dicke ani jego współpracownicy nawet nie wiedzieli o pracy Gamowa, Alphera i Hermana, wykonanej dziesięć lat wcześniej!

Na czym polegała ta nieprawidłowość? Otóż możemy dostrzec co najmniej trzy przyczyny niedoceniania w latach pięćdziesiątych i na początku sześćdziesiątych doniosłości poszukiwań mikrofalowego promieniowania reliktywego.

Po pierwsze — trzeba pamiętać, że Gamow, Alpher, Herman, Follin i inni działały w ramach szerszej teorii kosmogonicznej; według ich teorii „wielkiego wybuchu” nie tylko hel, lecz wszystkie jądra złożone utworzone zostały we wczesnym okresie Wszechświata w procesie szybkiego przyłączania neutronów. Chociaż teoria ta prawidłowo przewidywała rozpowszechnienie niektórych ciężkich pierwiastków, to jednak trudno było na jej podstawie wyjaśnić, dla czego w ogóle takie pierwiastki istnieją! Jak już mówiliśmy, nie istnieją stabilne jądra złożone z pięciu lub ośmiu nukleonów, toteż niemożliwe jest zbudowanie jądra cięższego od helu ani przez dodawanie neutronów lub protonów do jądra ^4He , ani przez złączenie parami jąder helu (przeszkodę tę po raz pierwszy zauważyli Enrico Fermi i Anthony Turkevich). Łatwo więc pojąć, dlaczego uczeni tak nieufnie potraktowali nawet zawarte w owej teorii obliczenia dotyczące produkcji helu.

Kosmologiczna teoria syntezy pierwiastków straciła wiele ze swego znaczenia od czasu udoskonalenia alternatywnej teorii, głoszącej, że pierwiastki wytwarzają się wewnętrz gwiazd. W 1952 roku E. E. Salpeter wykazał, że bariera jąder o pięciu lub ośmiu nukleonach może być pokonana we wnętrzach gwiazd bogatych w hel. Zderzenie dwu jąder helu wytwarza jądro berylu ^8Be , które jest wprawdzie nietrwałe, lecz w warunkach wysokiej gęstości może jednak przed rozpadem zderzyć się z innym jądem helu i wyprodukować trwałe jądro węgla ^{12}C . (W czasach nukleo-syntezy kosmologicznej gęstość Wszechświata była zbyt niska, aby już wtedy zachodził taki proces). W 1957 roku ukazał się słynny artykuł Geoffreya i Margaret Burbidge'ów, Fowlera oraz Hoyle'a dowodzący, że ciężkie pierwiastki mogą powstawać w gwiazdach, a szczególnie w eksplozjach gwiazdnych (np. su-

pernowe), w obecności intensywnego strumienia neutronów. Zresztą już przed 1950 rokiem astrofizycy byli skłonni traktować gwiazdy jako miejsce tworzenia się wszystkich pierwiastków oprócz wodoru. Hoyle poddał mi myśl, że mogło to być następstwem sporów, prowadzonych przez astronomów w pierwszych dekadach naszego wieku, o źródło energii wytwarzanej przez gwiazdy. Około 1940 roku stało się jasne — m. in. dzięki pracom Hansa Bethego — że kluczowym procesem jest łączenie się czterech jąder wodoru w jądro helu. Model taki w latach czterdziestych i pięćdziesiątych doprowadził do szybkich postępów w rozumieniu ewolucji gwiazd. Po tych wszystkich sukcesach astrofizyków tylko przewrotnością, jak zauważał Hoyle, można by uzasadnić jakiekolwiek wątpliwości co do tego, że gwiazdy są miejscem syntezy pierwiastków.

Jednakże gwiazdowa teoria nukleosyntezy także miała swoje problemy. Trudno bowiem sobie wyobrazić, w jaki sposób gwiazdy mogły wytworzyć aż 25–30 procent helu — przecież energia uwolniona w tym procesie syntezy termojądrowej musiałaby być znacznie większa od tej, którą gwiazdy wypromienowywały przez cały czas swego istnienia. Teoria kosmologiczna pozbyła się tej energii w bardzo elegancki sposób: została ona po prostu utracona poprzez powszechnie przesunięcie ku czerwieni. W 1964 roku Hoyle i R. J. Tayler wykazali, że obecna ilość helu we Wszechświecie nie mogła być wytworzona w zwykłych gwiazdach. Obliczyli oni, że ilość helu, która mogłaby być wyproducedana we wczesnych etapach „wielkiego wybuchu”, wynosi 36 procent wagowych. Zastanawiające jest to, że określili oni moment, w którym miałyby nastąpić nukleosynteza, przyjmując arbitralnie temperaturę mniej więcej 5 miliardów stopni Kelvina, mimo iż wymaga to znajomości stosunku liczby

fotonów do liczby nukleonów. Oszacowanie tego stosunku na podstawie obserwowanego rozpowszechnienia helu pozwoliłoby przewidzieć obecne mikrofalowe promieniowanie reliktywe o temperaturze prawidłowej, przynajmniej co do rzędu wielkości. Tak więc Hoyle, który jest przecież jednym z twórców teorii stanu stacjonarnego, dostarczył tym rozumowaniem dowodów na rzecz konkurencyjnego modelu.

Dzisiaj przyjmuje się powszechnie, że synteza pierwiastków możliwa jest zarówno w sposób kosmologiczny jak i we wnętrzu gwiazd. Hel (a także prawdopodobnie kilka innych lekkich jąder) powstał we wczesnym Wszechświecie, wytworzenie zaś pozostałych pierwiastków należy przypisać gwiazdom. Teoria syntezy pierwiastków w „wielkim wybuchu” była zbyt pochopna, aby utrzymać wiarygodność, chociaż prawidłowo opisuje syntezę helu.

Druga przyczyna opisywanej nieprawidłowości jest klasycznym przykładem braku więzi między teoretykami i eksperymentatorami. Większość teoretyków nigdy nie przypuszczała, że izotropowe promieniowanie reliktywe o temperaturze 3 K może być kiedykolwiek wykryte. Gamow w swoim liście do Peeblesa z 23 czerwca 1967 roku wyjaśniał, że ani on, ani Alpher lub Herman nigdy nie rozważali możliwości wykrycia promieniowania pozostałego po „wielkim wybuchu”, ponieważ w okresie ich prac kosmologicznych radioastronomia dopiero zaczynała się rozwijać. Jednakże Alpher i Herman poinformowali mnie, że w gruncie rzeczy próbowali oni zbadać możliwość obserwowania kosmicznego promieniowania reliktywego i nawet rozmawiali o tym z ekspertami radarowymi z Uniwersytetu Johnsa Hopkinsa, Naval Research Laboratory i National Bureau of Standards. Powiedziano im jednak, że temperatura 5–10 K jest zbyt niska dla istniejącej wówczas aparatury. Warto dodać, że także

niektórzy radzieccy astrofizycy zwracali uwagę na możliwości detekcji promieniowania reliktywego, ale zostali zbici z tropu terminologią używaną w amerykańskich czasopismach technicznych. W artykule z 1964 roku J. B. Zeldowicz przeprowadził prawidłowe obliczenia zawartości helu w Kosmosie dla dwu możliwych wartości obecnej temperatury promieniowania oraz zauważał związek między tymi wielkościami, wynikający ze stałości stosunku liczby fotonów do liczby nukleonów (albo entropii na nukleon). Wydaje się jednak, że został wprowadzony w błąd przez termin „temperatura nieba”, użyty w artykule E. A. Ohma w „Bell System Technical Journal”; wywnioskował bowiem, iż temperatura promieniowania została zmierzona i wynosi poniżej 1 K. (Godne uwagi jest to, że antena stosowana przez Ohma była tą samą dwudziestostopową anteną tubową, której w końcu użyli Penzias i Wilson do uwieńczonych sukcesem poszukiwań promieniowania reliktywego). To nieporozumienie oraz niektóre zbyt niskie oszacowania kosmicznego rozpoznanienia helu spowodowały, że Zeldowicz na pewien okres porzucił ideę „gorących początków” Wszechświata.

Przepływ informacji od teoretyków do eksperymentatorów był w tym czasie równie mały jak od eksperymentatorów do teoretyków. Gdy Penzias i Wilson w 1964 roku zdecydowali się sprawdzić swoją antenę, nic zgoła nie wiedzieli o przewidywaniach Alphera i Hermana.

Po trzecie — a sądzę, że jest to najważniejsze — teoria „wielkiego wybuchu” nie doprowadziła do poszukiwań tła mikrofalowego o temperaturze 3 K, ponieważ fizykom było wówczas niezwykle trudno poważnie potraktować jakąkolwiek teorię wczesnego Wszechświata (przykładem tego może być także moje podejście do tej kwestii przed 1965 rokiem). Każ-

da z wyżej wspomnianych trudności mogła być pokonana małym wysiłkiem. Jednakże „pierwsze trzy minuty” są tak odległe, a panujące wtedy warunki — tak niezwykłe, że możemy się czuć nieswojo stosując tu nasz zwykły aparat mechaniki statystycznej i fizyki jądrowej.

Tak właśnie bywa w fizyce — błędy nasze nie polegają na tym, że zbyt poważnie traktujemy własne teorie, ale na tym, iż nie traktujemy ich wystarczająco poważnie.

Trudno uświadomić sobie, że liczby i równania, którymi bawimy się przy naszych biurkach, mają coś wspólnego z rzeczywistym światem. Co gorsza, często panuje przekonanie, że niektóre zjawiska nie stanowią odpowiednich obiektów do badań teoretycznych i eksperymentalnych. Gamow, Alpher i Herman zasłużyli na wielkie wyróżnienie przede wszystkim za poważne potraktowanie wczesnego Wszechświata — za próbę sprawdzenia tego, co można o nim powiedzieć nie wykraczając poza znane prawa fizyki. Zasłużyli na to, chociaż nie wykonali ostatniego, decydującego kroku. Najważniejszym rezultatem ostatecznego odkrycia promieniowania reliktywego było zmuszenie nas wszystkich do przyjęcia koncepcji, że wczesny Wszechświat jednak istniał.

Zatrzymałem się dłużej na omówieniu tej nie wykorzystanej okazji, ponieważ jest ona bardzo pouczającym przykładem splatanych dziejów nauki. Jest zrozumiałe, że historiografia nauki zajmuje się przede wszystkim jej sukcesami — fascynującymi odkryciami, błyskotliwym wnioskowaniem lub też dokonaniami takich geniuszy jak Newton czy Einstein. Nie sądzą jednak, aby można było rzeczywiście docenić sukcesy nauki nie wiedząc, jak trudno je osiągnąć — jak łatwo zblędzić i jak trudno odnaleźć właściwy trop.

Pierwsza jedna setna sekundy

Nasza relacja z pierwszych trzech minut nie obejmowała samego początku wydarzeń, lecz zaczęła się, jak pamiętamy, od „pierwszego kadru”, przedstawiającego Wszechświat w chwili, gdy temperatura obniżała się już do 100 miliardów stopni Kelvina, jedynymi zaś cząstkami występującymi w dużych ilościach były fotony, elektrony, neutrino i odpowiadające im antycząstki. Gdyby to były naprawdę jedyne rodzaje cząstek istniejących w przyrodzie, moglibyśmy zapewne ekstrapolować eksplansję Wszechświata wstecz i można byłoby stąd sądzić, że istniał prawdziwy początek — stan o nieskończonym wielkiej temperaturze i gęstości, który o 0,0108 sekundy poprzedzał stan ukażany w pierwszym kadrze.

Jednakże istnieje wiele innych rodzajów cząstek znanych współczesnej fizyce. Są to mezony mi, mezony pi, protony, neutrony itp. Gdy spoglądamy ku coraz wcześniejszym chwilom, natrafiamy na tak wysokie temperatury i gęstości, że olbrzymie ilości tych cząstek powinny występować w równowadze termicznej i w stanie ciągłych wzajemnych oddziaływań. Z przyczyn, które mam nadzieję wyjaśnić, wiemy po prostu jeszcze zbyt mało o fizyce cząstek elementarnych, aby móc z jakąkolwiek pewnością obliczyć włas-

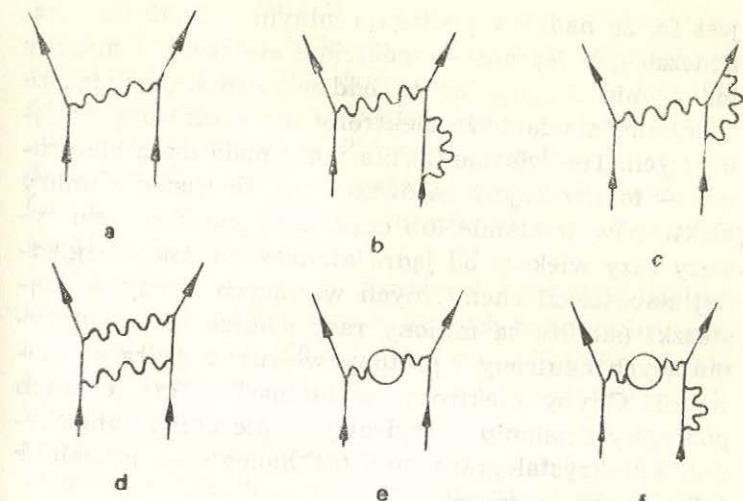
ności takiej mieszaniny. Nasza niewiedza w dziedzinie fizyki mikroświata stała się więc kurtyną zasłaniającą nam obraz samego początku.

Oczywiście, uchylenie owej zasłony jest niezwykle kuszące dla teoretyków, szczególnie dla tych, którzy w swoich badaniach są podobnie jak ja znacznie bardziej związani z fizyką cząstek elementarnych niż z astrofizyką. Wiele interesujących idei współczesnej fizyki cząstek elementarnych zawiera tak subtelne rozwiązania, że niesłychanie trudno jest je sprawdzić w dzisiejszych laboratoriach. Jednakże byłoby to całkiem łatwe w warunkach, które panowały we wczesnym Wszechświecie.

Pierwszy problem, na który natrafiamy cofając się do czasów, gdy temperatura przekraczała 100 miliardów stopni, to kwestia tzw. silnych oddziaływań cząstek elementarnych. Oddziaływanie silne są to siły, które wiążą neutrony i protony w jądro atomowe. Nie są one tak powszechnie znane jak siły elektromagnetyczne lub grawitacyjne, zasięg ich działania jest bowiem niezwykle krótki. Wynosi on około jednej dziesięciobilionowej centymetra (10^{-13} cm). Nawet wewnętrz cząsteczek, gdzie jądra atomowe są zwykle odalone od siebie o około kilku stumilionowych części centymetra (10^{-8} cm), oddziaływanie silne nie odgrywają właściwie żadnej roli. Jednakże są one — jak sama nazwa wskazuje — bardzo silne. Jeżeli dwa protony znajdą się dostatecznie blisko siebie, to oddziaływanie silne między nimi będą sto razy większe niż siły elektrycznego odpychania. Dlatego właśnie oddziaływanie te zdolne są powstrzymać jądra atomowe od rozpadu, pomimo sił elektrycznego odpychania między wieloma protonami. Ogromna energia wybuchu bomby wodorowej jest tylko częścią energii zawartej w postaci wiązań neutronów i protonów, spowodowanych oddziaływaniami silnymi.

Oddziaływanie silne są ze względu na swoją moc znacznie trudniejsze do matematycznego opisu niż oddziaływanie elektromagnetyczne. Gdy chcemy obliczyć na przykład tempo rozpraszania dwóch elektronów, wywołane ich wzajemnym odpychaniem elektromagnetycznym, musimy zsumować nieskończoną liczbę czynników, z których każdy odpowiada określonej sekwenacji aktów emisji i absorpcji fotonów i par elektron—pozyton. Sekwencje takie przedstawione są symbolicznie na „wykresach Feynmana” (rys. 10). Metoda obliczeniowa wykorzystująca te wykresy opracowana została pod koniec lat czterdziestych przez Richarda Feynmana na Uniwersytecie Cornell. Ścisłe mówiąc, tempo procesu rozpraszania określone jest przez kwadrat sumy tych czynników — po jednym dla każdego wykresu. Jeżeli do dowolnego wykresu dodamy jeszcze jedną wewnętrzną linię, to odpowiadający mu czynnik musi być pomnożony przez liczbę mniejszą wiele równej pewnej stałej fizycznej, zwanej „stałą struktury subtelnej”. Wartość tej stałej jest dosyć mała (około $1/137,036$), toteż wkład skomplikowanych wykresów jest niewielki i tempo rozpraszania można w odpowiednim przybliżeniu obliczać przez zsumowanie czynników odpowiadających kilku najprostszym wykresom (dzięki temu jesteśmy przekonani, że potrafimy niemal dokładnie przewidywać wygląd widm atomowych). Jednakże w przypadku oddziaływań silnych stała spełniająca rolę stałej struktury subtelnej ma wartość bliską jedności, toteż wkład skomplikowanych wykresów jest dokładnie taki sam jak wykresów prostych. Trudność obliczenia tempa procesów związanych z silnymi oddziaływaniami jest jedyną poważną przeszkodą w rozwoju fizyki cząstek elementarnych ostatniego čwierćwiecza.

Nie wszystkie procesy wiążą się z silnymi oddziaływaniami, mającymi wpływ tylko na pewną klasę czą-



Rys. 10. Wykresy Feynmana
Przedstawiono tu kilka najprostszych wykresów Feynmana opisujących proces rozpraszania elektron-electron. Linie proste oznaczają elektrony lub pozytony, a faliste — foton. Każdemu wykresowi odpowiada pewna wielkość liczbową, która zależy od pędów oraz spinów wchodzących i wychodzących elektronów. Tempo procesu rozpraszania jest określone kwadratem sumy tych wielkości, obliczonej dla wszystkich wykresów Feynmana. Udział każdego z wykresów w tej sumie jest proporcjonalny do liczby mnożników $1/137$ (stała struktury subtelnej), określonej liczbą linii fotonowych. Wykres a przedstawia wymianę pojedynczego fotonu i wnosi największy wkład proporcjonalny do $1/137$. Wykresy b, c, d i e przedstawiają wszystkie możliwe typy tzw. „promienistycznych” poprawek do wykresu a. Każdemu z nich odpowiada wkład rzędu $(1/137)^2$. Jeszcze mniejszy wkład wnosi wykres f — rzędu $(1/137)^3$.

stek, zwanych hadronami. W klasie tej znajdują się nukleony i mezony pi oraz inne cząstki nietrwałe, takie jak mezony K, mezony eta, hiperony lambda, hiperony sigma itp. Hadrony są cięższe od leptonów (nazwa „lepton” pochodzi z greckiego słowa „lekki”), ale najbardziej istotną różnicą między tymi cząstками

jest to, że hadrony podlegają silnym oddziaływaniom, podczas gdy leptony — neutrina, elektrony i mezony mi — nie reagują na te oddziaływanie. Największe znaczenie ma fakt, że elektrony nie odczuwają sił jądrowych. Ten właśnie fakt, a także mała masa elektronu — to przyczyny zarówno tego, że zasięg chmury elektronów w atomie lub cząsteczce jest około stu tysięcy razy większy od jądra atomowego, jak i względnej słabości sił chemicznych wiążących atomy w cząsteczki (siły te są miliony razy słabsze od sił utrzymujących neutrony i protony wewnątrz jądra atomowego). Gdyby elektrony w atomach i cząsteczkach podlegały działaniu sił jądrowych, nie byłoby ani chemii, ani krystalografii, ani też biologii — istniałaby tylko fizyka jądrowa.

Temperatura 100 miliardów stopni Kelvina, od której rozpoczęliśmy naszą relację w rozdziale piątym, została tak dobrana, aby była niższa od temperatury progowej hadronów (temperatura progowa najbliższego hadronu — mezonu pi wynosi około 1,6 biliona stopni Kelvina). Tak więc w historii opowiedzianej w piątym rozdziale jedynymi cząstkami występującymi w dużych ilościach były leptony i fotony (ich wzajemne oddziaływanie można pominąć).

Jak powinniśmy postępować w wypadku badania wyższych temperatur, w których występują duże ilości hadronów i antyhadronów? Istnieją tu dwa różne rozwiązania, odpowiadające dwóm szkołom myślenia na temat natury hadronów.

Według jednej ze szkół nie istnieje coś takiego jak „elementarny” hadron. Wszystkie hadrony są równie elementarne — nie tylko trwałe lub prawie trwałe, jak protony czy neutrony, i nie tylko takie hadrony, jak mezony pi, mezony K, mezony eta i hiperony, żyjące wystarczająco długo, aby zostawić po sobie mierzalny ślad w emulsji fotograficznej lub komorach pęcherzy-

kowych, lecz nawet całkowicie nietrwałe „cząstki”, takie jak mezony ro, które żyją tak krótko, że zdążą jedynie przelecieć przez jądro atomu z prędkością bliską prędkości światła. Pogląd ten, nazywany często „demokracją hadronową”, powstał pod koniec lat pięćdziesiątych i na początku sześćdziesiątych naszego wieku, a do jego rozwoju przyczynił się szczególnie Geoffrey Chew z Berkeley.

Tak szeroka definicja „hadronu” obejmuje dosłownie setki znanych hadronów, których temperatury progowe są niższe od 100 bilionów stopni Kelvina, a także prawdopodobnie setki innych jeszcze nie odkrytych. W niektórych teoriach występuje nieograniczona liczba rodzajów cząstek. Liczba rodzajów cząstek rośnie tym szybciej, im większych mas dotyczą nasze badania. Próby znalezienia sensu w takim świecie mogą wydawać się beznadziejne, ale właśnie sam stopień skomplikowania widma cząstek może prowadzić do pewnej prostoty. Na przykład mezon ro jest hadronem, który można przedstawić sobie jako niestabilny zlepek dwóch mezonów pi; jeśli więc mezony ro włączymy do naszych obliczeń, to tym samym uwzględnimy w pewnym stopniu oddziaływanie silne pomiędzy mezonami pi. Być może, po włączeniu wszystkich hadronów do naszych obliczeń termodynamicznych będziemy mogli pominąć inne efekty silnych oddziaływań.

Następnie, jeżeli rzeczywiście liczba rodzajów hadronów jest nieograniczona, to — przy zwiększeniu gęstości energii — energia ta nie zostanie zużyta na zwiększenie prędkości chaotycznych ruchów cząstek, lecz na zwiększenie liczby rodzajów cząstek. Innymi słowy temperatura będzie wzrastała wolniej, niż można by się spodziewać. W takich teoriach powinna w gruncie rzeczy występować maksymalna temperatura, czyli taka, w której gęstość energii staje się nieskończoność wielka. Byłaby to górną granicą tempe-

ratury, tak samo nieprzekraczalna jak zero bezwzględne jako jej granica dolna. Koncepcja maksymalnej temperatury w fizyce hadronów najpierw została przedstawiona przez R. Hagedorna z laboratorium CERN w Genewie, a następnie rozwinięta przez innych teoretyków, m. in. przez Kersona Huanga z MIT i przeze mnie. Istnieje nawet dosyć dokładne oszacowanie wartości, jaką powinna mieć taka maksymalna temperatura. Jest ona zdumiewająco niska, wynosi bowiem około dwóch bilionów stopni Kelvina (2×10^{12} K). Gdy coraz bardziej cofamy się ku początkowi, temperatura powinna coraz bardziej zbliżać się do tego maksimum, a różnorodność typów hadronów ciągle się zwiększać. Jednakże, pomimo tak dziwnych założeń, powinien istnieć „początek”, czyli moment odpowiadający nieskończonej gęstości energii.

Istnieje także inna szkoła, która jest znacznie bardziej konwencjonalna, dużo bliższa zwykłej intuicji niż „demokracja hadronowa” i moim zdaniem również bliższa prawdy. Według tej szkoły nie wszystkie cząstki są równe. Niektóre rzeczywiście są cząstkami elementarnymi, lecz inne tylko zlepakami takich cząstek. Zgodnie z tym poglądem do cząstek elementarnych należą fotony i wszystkie poznane dotychczas leptony, nie należy zaś żaden ze znanych hadronów, przypuszcza się bowiem, że hadrony są zbudowane z bardziej podstawowych cząstek, zwanych kwarkami.

Pierwotną wersję teorii kwarków opracowali Murray Gell-Mann i (niezależnie) George Zweig. Poetycka wyobraźnia fizyków teoretyków wyczynia rzeczywiście dzikie harce w wymyślaniu nazw dla różnych rodzajów kwarków. Pojawiają się rozmaite typy lub „smaki” kwarków, którym nadawane są takie nazwy jak „górnny” (up), „dolny” (down), „dziwny” (strange) i „powabny” (charmed). Każdy ze „smaków” kwarków dzieli się następnie na trzy odrębne „kolory” —

w USA przeważnie czerwony, biały i niebieski. Mała grupa fizyków teoretyków z Pekinu, która już od dawna rozwijała jeden z wariantów teorii kwarków, stosowała nazwę „stratony”, ponieważ cząstki te miały reprezentować głębszą warstwę (stratum) rzeczywistości niż zwykłe hadrony.

Jeżeli koncepcja kwarków jest prawdziwa, to fizyka bardzo wczesnego okresu Wszechświata może być bardziej prosta, niż sądzono. Można wówczas z przestrzennego rozkładu kwarków w nukleonie wyprowadzić wiele wniosków dotyczących sił działających między kwarkami, ów rozkład zaś określić na podstawie obserwacji wysokoenergetycznych zderzeń elektronów z nukleonami. W ten właśnie sposób — dzięki współpracy MIT ze Stanford — zauważono, że siły między kwarkami znajdującymi się bardzo blisko siebie znikają. Może to znaczyć, że w temperaturze około kilku bilionów stopni Kelvina hadrony powinny po prostu rozpaść się na kwarki, tak jak atomy w temperaturze kilku tysięcy stopni rozpadają się na elektrony i jądra, a jądra atomowe na protony i neutrony w temperaturze kilku miliardów stopni. Zgodnie z takim obrazem można uważać, że Wszechświat bardzo wczesnego okresu składał się z fotonów, leptonów, antyleptonów, kwarków i antykwarków, które mogły poruszać się jak swobodne cząstki. Każdy rodzaj cząstek mógł więc produkować promieniowanie ciała doskonale czarnego ściśle określonego typu. Można stąd wywnioskować, że stan początkowy, czyli stan o nieskończonej gęstości i nieskończonej temperaturze, musiał nastąpić około jednej setnej sekundy przed pierwszym kadem.

Te raczej intuicyjne dotąd idee otrzymały ostatnio znacznie solidniejsze podstawy matematyczne. W 1973 roku trzej młodzi teoretycy, Hugh David Politzer z Harvardu oraz David Gross i Frank Wilczek z Princeton, wykazali, że w pewnej klasie kwantowych teorii

pola siły działające pomiędzy kwarkami rzeczywiście stają się coraz słabsze w miarę zmniejszania się odległości między kwarkami (owa klasa teorii to tzw. „nieabelowe teorie cechowania”). Teorie te mają godną uwagi właściwość „swobody asymptotycznej”, która w asymptotycznie małych odległościach lub w wysokich energiach pozwala kwarkom zachowywać się jak swobodne cząstki. J. C. Collins i M. J. Perry z uniwersytetu w Cambridge wykazali nawet, że — w każdej asymptotycznie swobodnej teorii — własności ośrodka o wystarczająco wysokiej temperaturze i gęstości są w istocie takie, jak gdyby składał się on ze swobodnych cząstek. Asymptotyczna swoboda nieabelowych teorii cechowania dostarcza więc matematycznego uzasadnienia bardzo prostemu obrazowi pierwszej jednej setnej sekundy, przedstawiającemu Wszechświat zbudowany ze swobodnych cząstek elementarnych.

Model kwarkowy bardzo dobrze opisuje rzeczywistość. Protony i neutrony istotnie zachowują się tak, jakby składały się z trzech kwarków, mezony ro zaś tak, jakby zbudowane były z kwarku i antykwarku. Podobnie jest z innymi cząstkami. Jednakże pomimo tych sukcesów model kwarkowy stawia przed nami wielką zagadkę: w jaki sposób można zarejestrować swobodne kwarki? Rozbiecie hadronu okazało się bowiem niemożliwe.

Ta sama niezdolność do wyizolowania swobodnych kwarków pojawia się również w kosmologii. Jeżeli hadrony rzeczywiście rozpadają się na owe składniki w warunkach, które panowały we wczesnym okresie Wszechświata, to należało przypuszczać, że niektóre swobodne kwarki przetrwały do naszych czasów. Radziecki astrofizyk J. B. Zeldowicz oszacował, że ich obecne rozpowszechnienie powinno być zbliżone do rozpowszechnienia złota. Nie trzeba nikomu tłumaczyć, że

czyć, że wprawdzie złoto występuje rzadko, ale znacznie łatwiej znaleźć uncję złota niż uncję kwarków.

Nieobecność swobodnych kwarków stanowi jeden z najpoważniejszych problemów stojących dzisiaj przed fizyką teoretyczną. Gross, Wilczek i ja poddaliśmy myśl, że rozwiązanie kryje się w „swobodzie asymptotycznej”. Jeżeli siła oddziaływania pomiędzy dwoma zbliżającymi się ku sobie kwarkami maleje, to tym samym powinna wzrastać, gdy kwarki będą oddalać się od siebie. Tak więc energia potrzebna do wyrwania jednego kwarka z wnętrza zwykłego hadronu może wzrosnąć wraz z odlegością do tego stopnia, że w końcu wytworzy z próżni nowe pary kwark — antykwark. Cały ten proces nie doprowadzi więc do wyprodukowania swobodnych kwarków, lecz tylko zwykłych hadronów. Można to porównać do próby oddzielenia jednego z dwóch końców struny: jeżeli będziemy bardzo mocno ciągnęli, to struna pęknie, ale w rezultacie otrzymamy dwa kawałki struny — każdy o dwóch końcach! We wczesnym okresie Wszechświata kwarki były tak blisko siebie, że nie podlegały tym siłom i mogły zachowywać się jak cząstki swobodne. Jednakże w miarę rozszerzania się i oziębiania wczesnego Wszechświata każdy swobodny kwark musiał bądź anihilować z antykwarkiem, bądź też znaleźć schronienie wewnętrz protonu lub neutronu.

Tyle o oddziaływaniach silnych. Gdy jeszcze bardziej cofamy wskazówki naszego zegara, oczekują nas inne, równie trudne problemy.

Jedną z najbardziej fascynujących konsekwencji współczesnych teorii cząstek elementarnych jest hipoteza, że Wszechświat mógł podlegać przemianie fazowej, podobnej do zamarzania wody po spadku temperatury poniżej 273 K ($=0^{\circ}\text{C}$). Ta przemiana fazowa nie jest związana z oddziaiwaniemi silnymi, lecz z inną znaną w fizyce cząstek elementarnych klasą oddziały-

wań o krótkim zasięgu — z oddziaływaniami słabymi.

Oddziaływanie słabe są odpowiedzialne za niektóre procesy rozpadu radioaktywnego (np. rozpad swobodnego neutronu) albo, mówiąc bardziej ogólnie, za każdą reakcję, w której uczestniczy neutrino.

Oddziaływanie słabe są znacznie słabsze od oddziaływań elektromagnetycznych lub silnych. Na przykład w zderzeniu neutrina z elektronem o energii miliona elektronowoltów oddziaływanie słabe stanowią około jednej dziesięciomilionowej (10^{-7}) sił elektromagnetycznych, działających w czasie zderzenia dwóch elektronów o tej samej energii.

Pomimo słabości tych oddziaływań, od dawna sądzono, że między nimi a siłami elektromagnetycznymi może istnieć ścisły związek. Teoria pola, wiążąca te dwa rodzaje sił, zaproponowana została w 1967 roku przez mnie i — niezależnie od tego — przez Abdusa Salama w 1968 roku. Teoria ta przewiduje istnienie nowej klasy oddziaływań słabych, tzw. prądów neutralnych, potwierdzone eksperymentalnie w 1973 roku. Jej słuszność wykazało także odkrycie nowej rodziny hadronów w 1974 roku. Kluczową ideą tej teorii jest założenie, że natura jest w wysokim stopniu symetryczna; symetria ta jednak nie przejawia się w „normalnych” zjawiskach fizycznych. Najnowsze teorie pola, opisujące oddziaływanie silne, mają podobny charakter matematyczny, gdyż są nieabelowymi teoriami cechowania. Wielu fizyków sądzi zatem, że teorie cechowania mogą stanowić podstawę zrozumienia wszystkich sił przyrody: oddziaływań słabych, elektromagnetycznych, silnych i, być może, grawitacyjnych. Pogląd ten oparty jest na pewnej własności zunifikowanych teorii cechowania, wprowadzonej przez Salama i przez mnie, a potwierdzonej przez Gerardę 't Hoofta i Benjamina Lee w 1971 roku. Własność ta polega na tym, że tempa procesów fizycznych dają się

wyrazić wielkościami skończonymi, mimo iż są one rezultatem sumowania nieskończonych wielu czynników, odpowiadających wykresom Feynmana.

Stosowanie teorii cechowania do badań wczesnego Wszechświata prowadzi do wniosku, że uległ on przemianie fazowej, analogicznej do krzepnięcia w temperaturze krytycznej około 300 bilionów stopni (3×10^{15} K). Na fakt ten zwróciły uwagę w 1972 roku D. A. Kiržnic i A. D. Linde z Instytutu Fizyki im. Lebediewa w Moskwie. Poniżej temperatury krytycznej Wszechświat był taki sam jak dzisiaj, tzn. słabe oddziaływanie były słabe i miały krótki zasięg. Dopiero poniżej temperatury krytycznej mogła się ujawnić jednośc oddziaływań słabych i elektromagnetycznych: słabe malały odwrotnie proporcjonalnie do kwadratów odległości, czyli tak samo jak elektromagnetyczne; podobna była też ich siła działania. Bardzo pouczająca jest tu analogia do oziębionej szklanki wody. Powyżej punktu krzepnięcia woda wykazuje wysoki stopień jednorodności; prawdopodobieństwo znalezienia cząsteczki wody w pewnym punkcie wewnętrz szklanki jest dokładnie takie same jak w każdym innym punkcie. Kiedy jednak woda zamarza, jednorodność ta zostaje zniweczyona, lód tworzy bowiem sieć krystaliczną, w której cząsteczki wody mają określone położenie, a prawdopodobieństwo znalezienia ich gdziekolwiek indziej jest bliskie zeru. Podobnie „zamarza” Wszechświat, gdy temperatura spada poniżej 300 bilionów stopni: znika wówczas jego jednorodność. Jednakże nie jest to jednorodność przestrzenna jak w szklance lodu, lecz symetria między oddziaływaniami słabymi i elektromagnetycznymi.

Analogię tę można poprowadzić jeszcze dalej. Jak wiadomo, zamarzająca woda nie tworzy zazwyczaj idealnych kryształków lodu, lecz coś znacznie bardziej skomplikowanego — mieszaninę domen krystalicznych

rozdzielonych nieregularnościami. Czy zamarzający Wszechświat również utworzył domeny? Czy żyjemy w jednej z takich domen, w której symetria pomiędzy oddziaływaniami słabymi i elektromagnetycznymi została naruszona? Czy kiedykolwiek odkryjemy inne domeny?

Wyobraźnia zaprowadziła nas w czasy, gdy panowała temperatura 300 bilionów stopni; dotychczas miedliśmy do czynienia z oddziaływaniami silnymi, słabymi i elektromagnetycznymi. A co z inną, znaną fizyce wielką klasą oddziaływań — grawitacją? Spełnia ona wprawdzie ważną rolę w naszej opowieści — określa bowiem związek pomiędzy gęstością Wszechświata a tempem jego ekspansji — jednakże nie stwierdzono dotychczas jej wpływu na wewnętrze własności wczesnego Wszechświata. Wynika to z jej słabości: na przykład siła grawitacyjna działająca między elektrotem a protonem w atomie wodoru jest 10^{39} razy słabsza od siły elektromagnetycznej. Słabość grawitacji w zjawiskach kosmologicznych może być zilustrowana procesem wytwarzania cząstek w polu grawitacyjnym. Leonard Parker z uniwersytetu Wisconsin zauważył, że po upływie 10^{-24} sekundy od początku, efekty „przypływowe” pola grawitacyjnego powinny być wystarczająco silne, aby z pustej przestrzeni wytworzyć pary cząstka — antycząstka. Jednakże w panujących wówczas warunkach termicznych grawitacja wciąż była tak słaba, że ilość wyprodukowanych w ten sposób cząstek była znikomo mała w porównaniu do cząstek już istniejących w równowadze termicznej.

Pomimo to możemy wyobrazić sobie moment, w którym grawitacja była tak silna jak oddziaływanie silne. Pola grawitacyjne wytwarzane są nie tylko przez masę cząstek, lecz w ogóle przez wszystkie formy energii. Na przykład Ziemia krąży dookoła Słońca nieco szybciej, niż krążyłaby, gdyby Słońce nie było gorące, al-

bowiem energia zawarta w jego cieple dodaje się do siły przyciągania. W superwysokich temperaturach energie cząstek w stanie równowagi termicznej stają się tak olbrzymie, że siły grawitacji zaczynają być już porównywalne z innymi rodzajami sił. Potrafimy oszacować, że jest to już możliwe w temperaturze około 10^{32} K.

W takiej temperaturze mogłyby zachodzić wszelkiego rodzaju dziwne zjawiska. Nie tylko siły grawitacji byłyby silne i następowaloby masowe wytwarzanie cząstek z pól grawitacyjnych, ale i samo pojęcie cząstki nie miałoby wówczas żadnego sensu. „Horyzont” — odległość, spoza której niemożliwe jest odebranie żadnego sygnału — byłby w tym czasie bliżej niż jedna długość fali cząstki w stanie równowagi termicznej. Mówiąc niezbyt ściśle, każda cząstka byłaby niemal tak wielka jak obserwowałny Wszechświat.

Nasza wiedza o kwantowej naturze grawitacji jest dzisiaj zbyt mała, abyśmy mogli sensownie rozważać jeszcze wcześniejszą historię Wszechświata. Potrafimy wprawdzie oszacować, że temperatura 10^{32} K została osiągnięta mniej więcej 10^{-43} sekundy od początku, ale właściwie nie wiemy, jak należy rozumieć to oszacowanie. Tak więc nasza wiedza o najwcześniejszych chwilach Wszechświata kończy się na temperaturze 10^{32} K.

Wszystko to nie ma jednak większego znaczenia dla współczesnej astronomii. Ważne jest, że w trakcie pierwszej sekundy Wszechświat osiągnął równowagę termiczną, w której ilości i rozkłady wszystkich cząstek (nawet neutrin) były określone prawami mechaniki statystycznej, a nie ich wcześniejszą historią. Kiedy mierzmy dzisiejsze rozpowszechnienie helu lub natężenie promieniowania mikrofalowego, obserwujemy właśnie relikty równowagi termicznej, która skończyła się po pierwszej sekundzie. To co dziś potrafimy

zaobserwować nie zależy, o ile nam wiadomo, od historii Wszechświata poprzedzającej ten moment; nie zależy w szczególności od tego, czy wcześniej Wszechświat był izotropowy i jednorodny (być może poza stosunkiem liczby fotonów do liczby nukleonów).

Wiadomo nam jednak, że zjawisko grawitacji, podobnie jak elektromagnetyzm, może przejawiać się równie dobrze w formie fal, jak i w postaci statycznego oddziaływanego na odległość. Dwa elektrony w spoczynku będą wzajemnie odpychać się ze statyczną siłą elektryczną zależną od odległości między nimi; jeżeli jednak zaczniemy „poruszać” jednym elektronem, to drugi nie odczuje żadnej zmiany aż do momentu przenesienia informacji o tym przez falę elektromagnetyczną. Nie trzeba chyba przypominać, że fale te wędrują z prędkością światła — one same są przecież światłem, chociaż niekoniecznie widzialnym. Podobnie, gdyby jakiś złośliwy olbrzym zaczął wymachiwać Słońcem, my na Ziemi nie odczulibyśmy niczego aż przez osiem minut, czyli przez czas potrzebny, aby fala dotarła ze Słońca na Ziemię. Tym razem nie byłaby to fala świetlna, czyli fala oscylujących pól elektrycznych i magnetycznych, lecz fala grawitacyjna, której oscylacje zachodzą w polu grawitacyjnym.

Promieniowanie grawitacyjne oddziałuje znacznie słabiej z materią niż promieniowanie elektromagnetyczne lub nawet neutrina. (Właśnie z tego powodu wszystkie dotychczasowe próby jego zarejestrowania zakończyły się niepowodzeniem). Dzięki temu promieniowanie grawitacyjne powinno było bardzo wcześnie utracić równowagę termiczną z resztą zawartości Wszechświata — musiało to nastąpić w temperaturze około 10^{32} K. Od tego czasu efektywna temperatura promieniowania grawitacyjnego spadała po prostu odwrotnie proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata. Jest to takie samo prawo, jakie spełnia temperatura

reszty zawartości Wszechświata, z tą tylko różnicą, że anihilacja par kwark — antykwark i lepton — antylepton nie zdążyła już ogrzać promieniowania grawitacyjnego. Dzisiejszy Wszechświat powinien być zatem wypełniony promieniowaniem grawitacyjnym o temperaturze nieco niższej od temperatury fotonów lub neutrin (prawdopodobnie około 1 K). Wykrycie tego promieniowania pozwoliłoby na bezpośrednią obserwację najwcześniejszych z możliwych do zrozumienia momentów historii Wszechświata. Niestety, w najbliższej przyszłości nie ma na to najmniejszych szans.

Wszystkie omówione dotąd spekulacje teoretyczne pomogły nam odtworzyć dzieje Wszechświata niemal do momentu nieskończonej gęstości. Jednakże nie możemy być całkowicie zadowoleni nie wiedząc, co było przedtem zanim Wszechświat zaczął się rozszerzać i oiębiać.

Możliwe, że w rzeczywistości nigdy nie było stanu o nieskończonej gęstości. Ekspansja Wszechświata mogła rozpocząć się wraz z końcem poprzedzającej ją epoki kontrakcji. Wynikiem tej kontrakcji było to, że gęstość Wszechświata osiągnęła pewną bardzo wysoką, ale skończoną wielkość. W następnym rozdziale powiemy nieco więcej o tej koncepcji.

Co najmniej równie prawdopodobna jest także możliwość, że Wszechświat miał prawdziwy początek, przed którym pojęcie czasu nie miało jakiegokolwiek sensu.

Jak to należy rozumieć? Otóż przyzwyczajeni jesteśmy do posługiwania się pojęciem absolutnego zera. Ochłodzenie czegokolwiek poniżej $-273,16^{\circ}\text{C}$ jest niemożliwe — nie dlatego jednak, że nikt nie wymyślił odpowiedniej lodówki, lecz dlatego, że poniżej absolutnego zera pojęcie temperatury traci sens — nie może być mniej ciepła niż jego absolutny brak. W podobny sposób możemy przyswoić sobie koncepcję absolutne-

go zera czasu, czyli momentu, poza którym niemożliwe jest prześledzenie jakiegokolwiek łańcucha przyczyn i skutków. Problem ten jest otwarty i być może taki będzie zawsze.

Najciekawszym wnioskiem z rozważań nad wczesnym Wszechświatem wydaje się paralelność jego historii i struktury. Mimo że obserwujemy dziś tak wielką rozmaistość cząstek i oddziaływań, nauczyliśmy się już patrzeć głębiej, próbując traktować te zjawiska jako różne aspekty jednej zunifikowanej teorii pola cechowania. Obecny Wszechświat jest tak zimny, że symetrie między cząstkami i oddziaływaniami nie przejawiają się w zwykłych zjawiskach, znajdują jednak swój matematyczny wyraz w naszych teoriach. To, czego obecnie dokonujemy za pomocą matematyki, we wczesnym Wszechświecie dokonało ciepło. Zjawiska fizyczne bezpośrednio odzwierciedlały wtedy naturalną prostotę przyrody. Jednakże nikt wówczas nie mógł tego obserwować.

VIII

Epilog: spojrzenie w przyszłość

Ekspansja Wszechświata potrwa z pewnością jeszcze pewien czas. Co do jego późniejszych losów, model standardowy wypowiada się niejednoznacznie: wszystko zależy od tego, czy gęstość materii jest mniejsza, czy też większa od pewnej krytycznej wielkości.

Jeżeli gęstość materii jest mniejsza od gęstości krytycznej, to Wszechświat jest nieskończony i będzie rozszerzać się zawsze. Nasi potomkowie, jeśli będą jeszcze istnieli, obserwować będą powolne dopalanie się reakcji termojądrowych w gwiazdach, przekształcających się w kosmiczny popiół: czarne karły, gwiazdy neutronowe i czarne dziury. Planety nadal będą krążyć po swych orbitach, choć nieco wolniej — wypromieniowią bowiem fale grawitacyjne — nigdy jednak nie dojdzie do ich zatrzymania. Również kosmiczne promieniowania, podczerwone i neutronowe, nadal będą obniżały swoją temperaturę odwrotnie proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata, ale nie znikną całkowicie.

Jeżeli natomiast gęstość materii jest wyższa od krytycznej wielkości, to Wszechświat jest skończony, a jego ekspansja kiedyś ustanie, przechodząc w coraz

szybszą kontrakcję. Jeśli na przykład gęstość materii dwukrotnie przewyższa wielkość krytyczną i jeśli przyjmowana obecnie wartość stałej Hubble'a jest prawdziwa, to Wszechświat liczy sobie 10 miliardów lat. Będzie się on rozszerzał jeszcze przez 50 miliardów lat, a następnie zacznie się kurczyć. Po dalszych 50 miliardach lat Wszechświat odzyskałby zatem obecne wymiary, a po następnych 10 miliardach lat osiągnąłby osobliwy stan nieskończonej gęstości.

Podczas początkowej fazy kontrakcji astronomowie będą mieli okazję obserwować jednocześnie przesunięcie ku czerwieni i ku fioletowi. Światło sąsiednich galaktyk, które było emitowane w momencie, gdy Wszechświat był większy, przesunie się ku krótkofałowemu krańcowi widma, tj. ku fioletowi. Jednocześnie światło najbardziej odległych obiektów, wyemitowane we wczesnym okresie ekspansji Wszechświata, będzie przesunięte ku falom dłuższym.

Temperatura kosmicznego tła fotonów i neutrin będzie obniżała się, a następnie podnosić w miarę rozszerzania się i kurczenia Wszechświata. Jeżeli dzisiejsza gęstość materii jest dwukrotnie wyższa od wartości krytycznej, to maksymalne rozmiary Wszechświata będą dwukrotnie większe od obecnych, a więc temperatura promieniowania reliktowego spadnie do wartości około 1,5 K. Oczywiście, w miarę kontrakcji temperatura tego promieniowania znowu zacznie wzrastać.

Z początku proces ten będzie niezauważalny: przez miliardy lat promieniowanie reliktowe będzie tak zimne, że niemal niemożliwe do wykrycia. Jednakże, gdy Wszechświat skurczy się do jednej setnej obecnych rozmiarów, promieniowanie reliktowe zacznie dominować — nocne niebo będzie tak ciepłe (300 K) jak nasze niebo dzienne. Po następnych 70 milionach lat Wszechświat skurczy się dziesięciokrotnie i ludzie (jeżeli będą istnieć) stwierdzą, że niebo jest nieznośnie

jasne. Cząsteczki w atmosferach planet i gwiazd zaczną rozpadać się na atomy, a te z kolei na swobodne elektrony i jądra. Po upływie następnych 700 000 lat temperatura wzrośnie do dziesięciu milionów stopni; wtedy już nawet gwiazdy i planety rozpuszczą się w kosmicznym „bulionie” promieniowania, elektronów i jąder. W ciągu następnych 22 dni temperatura osiągnie dziesięć miliardów stopni. Jądra zaczną rozpadać się na swoje składniki — protony i neutrony, niszcząc cały trud nukleosyntezy gwiazdnej i kosmologicznej. Wkrótce potem w zderzeniach fotonów zaczną się tworzyć duże ilości elektronów i pozytonów, a kosmiczne tło neutrin i antyneutrin odzyska termiczną wspólnotę z resztą Wszechświata.

Czy jesteśmy w stanie ciągnąć tę ponurą opowieść aż do końca, do stanu nieskończonej temperatury i gęstości? Czy czas rzeczywiście zatrzyma się w jakieś trzy minuty po osiągnięciu temperatury miliarda stopni? Oczywiście, tego nie możemy być pewni. Przeszkodą nam w tym problemie, z którymi zetknęliśmy się rozpatrując dzieje pierwszej jednej setnej sekundy. Przede wszystkim należałoby cały Wszechświat w temperaturze rzędu 10^{32} K opisać językiem mechaniki kwantowej, a tego nikt dziś nie potrafi zrobić. Zresztą, jeżeli Wszechświat rzeczywiście nie jest izotropowy i jednorodny, to również cała nasza opowieść może stracić sens, zanim staniemy przed problemami kosmologii kwantowej.

Niektórzy kosmolodzy żywią jednak nadzieję, że Wszechświat po osiągnięciu punktu osobliwego znowu zacznie się rozszerzać. Podobnie było w „Eddzie”, gdzie po końcowej bitwie bogów z olbrzymami w Ragnarok ziemia zostaje zniszczona przez ogień i wodę, ale później wody ustępują, synowie Thora wychodzą z Piekieł niosąc jego młot i świat zaczyna się od nowa. Jest zatem możliwe, że dzieje Wszechświata to kolejno na-

stępujące okresy ekspansji i kontrakcji; nasz współczesny Wszechświat byłby więc tylko jednym z ogniwowego nieskończonego łańcucha.

Interesujące jest to, że już w 1965 roku Dicke, Peebles, Roll i Wilkinson wysunęli przypuszczenie, iż Wszechświat przeżył co najmniej jeden pełny cykl ekspansji i kontrakcji.

Ten oscylujący model jest filozoficznie atrakcyjny dla niektórych kosmologów, gdyż podobnie jak model stanu stacjonarnego elegancko unika problemu *Genesis*. Jego zastosowanie napotyka jednak pewną przeszkodę. W każdym cyklu stosunek fotonów do nukleonów (ściślej mówiąc, entropia na nukleon) wzrasta nieco pod wpływem pewnego rodzaju tarcia (tzw. „lepkości masowej”), działającego podczas rozszerzania się i kurczenia Wszechświata. Każdy nowy cykl Wszechświat powinien więc rozpoczynać z nowym, nieco większym stosunkiem fotonów do nukleonów. Obecnie stosunek ten jest wprawdzie wielki, lecz skończony, trudno więc wyobrazić sobie, dlaczego Wszechświat miałby już przeżyć nieskończoną liczbę cykłów.

Jakiekolwiek by były jednak rozwiązania tych problemów, to i tak niewiele nam dadzą satysfakcji. W naszej naturze tkwi podświadoma wiara, że łączą nas jakieś szczególne stosunki z Wszechświatem i że życie ludzkie nie jest jedynie wynikiem ciągu przypadkowych zdarzeń sięgających pierwszych trzech minut. Chcemy wierzyć, że nasze istnienie było zaprogramowane już od samego początku.

Piszę te słowa w samolocie, na wysokości 10 000 metrów nad Wyoming, w drodze z San Francisco do Bostonu. Ziemia wydaje się stąd spokojna i piękna — puszyste obłoki, śnieg różowiejący w zachodzącym słońcu, drogi ciągnące się od miasta do miasta. Bardzo trudno wyobrazić sobie, że wszystko to stanowi jedynie maleńki fragment przygniatająco wrogiego Wszech-

świata. Jeszcze trudniej uwierzyć, że Wszechświat ten powstał w tak niezwykłych warunkach i że czeka go zagłada w bezgranicznym zimnie lub potwornym żarze. Im bardziej jednak rozumiemy Wszechświat, tym mniej widzimy dla siebie nadziei.

Jeżeli nawet nie znajdujemy pociechy w owocach naszych badań, to wciąż jednak odczuwamy potrzebę poznawania. Ludzie nie tylko wymyślają historie o bogach i tytanach i nie tylko poświęcają swoje myśli sprawom codzienności, lecz również budują teleskopy, satelity i akceleratory, pracując nieustannie nad dotarciem do istoty Wszechświata. Wysiłek ten jest jedną z niewielu rzeczy, które naszemu życiu nadają prawdziwie wzniosły wymiar.

Tablice

Tab. I Własności niektórych cząstek elementarnych

Cząstka	Symbol	Energia spoczynkowa (miliony elektrownowoltów)	Temperatura progowa (miliardy stopni Kelvin)	Efektywna liczba rodzajów	Średni czas życia (sekundy)
Foton	γ	0	0	$1 \times 2 \times 1 = 2$	stabilny
Neutrina	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	0	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/4$	stabilny
	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	0	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/4$	stabilny
	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	0	0	$2 \times 1 \times 7/8 = 7/4$	stabilny
Elektron	e^-, e^+	0,5110	5,930	$2 \times 2 \times 7/8 = 7/2$	stabilny
Mezon mi	μ^-, μ^+	105,66	1226,2	$2 \times 2 \times 7/8 = 7/2$	$2,197 \times 10^{-6}$
Mezon pi	π^0	134,96	1566,2	$1 \times 1 \times 1 = 1$	$0,8 \times 10^{-10}$
	π^+, π^-	139,57	1619,7	$2 \times 1 \times 1 = 2$	$2,60 \times 10^{-8}$
Proton	p, \bar{p}	938,26	10888	$2 \times 2 \times 7/8 = 7/2$	stabilny
Neutron	n, \bar{n}	939,55	10903	$2 \times 2 \times 7/8 = 7/2$	920

Energia spoczynkowa jest to ilość energii, jaka wyzwoli się na skutek zamiany całej masy cząstki na energię. Temperatura progowa jest to energia spoczynkowa podzielona przez stałą Boltzmanna; powyżej tej temperatury cząstka może powstawać z promieniowania termicznego. Efektywna liczba rodzajów informuje o wzajemnym udziale każdego rodzaju cząstek w ener-

gi całkowitej, ciśnieniu i entropii w temperaturach znacznie wyższych od temperatury progowej. Liczba ta jest iloczynem trzech czynników: pierwszy z nich wynosi 2 — jeżeli dla danej cząstki istnieje odrębna antycząstka, lub 1 — jeżeli cząstka jest swoją antycząstką; drugi — to liczba możliwych orientacji spinu; trzeci czynnik wynosi 7/8 lub 1, w zależności od tego czy cząstka stosuje się do reguły zakazu Pauliego, czy też jej nie podlega. Średni czas życia — to przeciętna długość istnienia cząstki, zanim ulegnie ona rozpadowi promieniotwórczemu.

Tab. II Własności niektórych rodzajów promieniowania

Rodzaj promieniowania	Długość fali (centymetry)	Energia fotonu (elektrono-wolty)	Temperatura ciała doskonale czarnego (stopnie Kelvina)
Radiowe			
(aż do UKF)	> 10	$< 0,00001$	$< 0,03$
Mikrofalowe	0,01 do 10	0,00001 do 0,01	0,03 do 30
Podczerwone	0,0001 do 0,01	0,01 do 1	30 do 3 000
Widzialne	2×10^{-5} do 10^{-4}	1 do 6	3 000 do 15 000
Ultrafioletowe	10^{-7} do 2×10^{-5}	6 do 1000	15 000 do 3 000 000
Roentgenowskie	10^{-9} do 10^{-7}	1000 do 100 000	3×10^6 do 3×10^8
Gamma	$< 10^{-9}$	$> 100 000$	$> 3 \times 10^8$

Każdy rodzaj promieniowania charakteryzuje się określonym zakresem długości fal, któremu odpowiada pewien przedział energii fotonów. Temperatura ciała doskonale czarnego jest to temperatura, w której przeważająca część energii promieniowania ciała doskonale czarnego skupiona będzie w danym zakresie długości fal. Na przykład długość fali, do której dostroili się Penzias i Wilson, wynosiła 7,35 cm, a więc było to promieniowanie mikrofalowe; energia fotonu uwolnio-

nego podczas radioaktywnej przemiany jądra wynosi na ogół około miliona eV, a więc jest to promieniowanie gamma; powierzchnia Słońca ma temperaturę 5800 K, tak więc Słońce emitemuje głównie światło widzialne. Oczywiście podział na różne rodzaje promieniowania nie jest ani ostry, ani uniwersalny.

Słowniczek

Angstrom — jedna stumilionowa centymetra (10^{-8} cm) oznaczana symbolem Å. Typowe rozmiary atomów wynoszą kilka angstromów, a długość fali światła widzialnego — kilka tysięcy angstromów.

Antycząstka — cząstka elementarna o masie i spinie identycznych z masą i spinem innej cząstki, lecz o przeciwnym znaku — przy równej jednak wielkości — ładunku elektrycznego, liczby barionowej, liczby leptonowej itd. Każdej cząstce odpowiada jej antycząstka; wyjątek stanowią niektóre cząstki neutralne, jak na przykład foton i mezon Π^0 , które są własnymi antycząstkami. Antyneutrino jest antycząstką neutrina; antyproton jest antycząstką protunu itd. Antymateria zbudowana jest z antyprotonów, antyneutronów i antyelektronów (inaczej — pozytonów).

Asymptotyczna swoboda — własność pewnych teorii pola silnych oddziaływań, która polega na tym, że siły te stają się coraz słabsze wraz ze zmniejszaniem się odległości.

Bariony — klasa silnie oddziaływających cząstek, do której zaliczamy neutrony, protony i nietrwałe hadrony zwane hiperonami. Liczba barionowa jest to całkowita liczba barionów w układzie po odjęciu całkowitej liczby antybarionów.

Boltzmanna, stała — podstawowa stała fizyczna mechaniki statystycznej, która wiąże skalę temperatury z jednostkami energii. Zwykle oznaczana jest przez k lub k_B . War-

tość stałej Boltzmana wynosi $1,3806 \times 10^{-16}$ ergów na Kelvin lub 0,00008617 elektronowoltów na Kelvin.

Cefeidy — jasne gwiazdy zmienne o dobrze poznanym związkę między jasnością absolutną, okresem zmienności i barwą. Nazwa ich pochodzi od gwiazdy δ Cep w gwiazdozbiorze Cefeusza. Używane są jako wzorzec do określania odległości stosunkowo bliskich galaktyk.

Charakterystyczny czas ekspansji — odwrotność stałej Hubble'a. Około stu razy większy niż czas, w którym Wszechświat rozszerzyłby się o jeden procent.

Cząstki jądrowe — cząstki elementarne (protony i neutrony), znajdujące się w jądrach zwykłych atomów, zwane inaczej nukleonami.

Częstotliwość — prędkość, z jaką grzbietu dowolnego rodzaju fal przechodzą przez określony punkt; równa ilorazowi prędkości przez długość fali. Mierzona jest w cyklach na sekundę lub hercach.

Demokracja hadronowa — założenie, zgodnie z którym wszystkie hadry są jednakowo ważne.

Deuter — ciężki izotop wodoru, ^2H . Jądra deuteru (tzw. deutery) składają się z jednego protonu i jednego neutronu.

Długość fali — odległość między sąsiednimi grzbietami fal. Długość fal elektromagnetycznych może być określana również jako odległość między punktami, w których każda składowa wektora pola elektrycznego lub magnetycznego osiąga wartość maksymalną. Oznaczana jest symbolem λ .

Dopplera, efekt — zmiana częstotliwości sygnału spowodowana względnym ruchem źródła i odbiornika sygnału.

Elektron — najlżejsza cząstka elementarna, obdarzona masą spoczynkową. Wszystkie chemiczne właściwości atomów i cząsteczek są zdeterminowane elektrycznym oddziaływaniem elektronów między sobą oraz z jądem atomowym.

Elektronowolt (eV) — jednostka energii używana w fizyce atomowej, równa energii uzyskanej przez jeden elektron

przechodzący przez różnicę potencjałów jednego volta. Jeden elektronowolt równy jest $1,60219 \times 10^{-12}$ erga.

Energia spoczynkowa — energia, która byłaby uwalniona, gdyby cała masa cząstki elementarnej uległa anihilacji. Określa ją równanie Einsteina $E = mc^2$.

Entropia — podstawowa wielkość w mechanice statystycznej odpowiadająca stopniowi nieuporządkowania układu fizycznego. W każdym procesie, w którym utrzymuje się równowaga termiczna, entropia nie zmienia się. Zgodnie z drugim prawem termodynamiki całkowita entropia w dowolnym procesie nigdy nie maleje.

Erg — jednostka energii w układzie centymetr — gram — sekunda (cgs). Na przykład energia kinetyczna masy o wartości jednego grama poruszającej się z prędkością jednego centymetra na sekundę wynosi pół erga.

Feynmana, wykresy — wykresy ilustrujące różne typy procesów zachodzących między cząstками elementarnymi.

Foton — w kwantowej teorii promieniowania jest to cząstka stwarzyszona z falą światła; oznaczana symbolem γ .

Friedmana, model — matematyczny model struktury czasoprzestrzeni Wszechświata oparty na ogólnej teorii względności (bez uwzględnienia stałej kosmologicznej) i Zasadzie Kosmologicznej.

Gałaktyka — duże skupisko gwiazd zawierające około 10^{12} mas Słońca. Nasza galaktyka jest zwana po prostu Galaktyką. Galaktyki dzielą się pod względem kształtu na eliptyczne, spiralne, z poprzeczką i nieregularne.

Gęstość — iloraz dowolnej wielkości fizycznej przez objętość. Gęstość masy jest to masa na jednostkę objętości, często nazywana po prostu gęstością. Gęstość energii jest to energia na jednostkę objętości; gęstość liczbową lub gęstość cząstek — to liczba cząstek na jednostkę objętości.

Gęstość krytyczna — minimalna gęstość materii w Kosmosie, wystarczająca do powstrzymania ekspansji Wszechświata.

Jeżeli gęstość materii jest większa od gęstości krytycznej, to Wszechświat jest ograniczony przestrzennie.

Grawitacyjne fale — fale pola grawitacyjnego analogiczne do fal pola elektromagnetycznego. Fale grawitacyjne wędrują z prędkością fal świetlnych, czyli 299 792 kilometrów na sekundę. Istnienie fal grawitacyjnych wynika z teorii względności, toteż jest ono powszechnie przyjmowane, mimo braku bezspornych dowodów obserwacyjnych. Kwant promieniowania grawitacyjnego przez analogię do fotonu nazwano *gravitonem*.

Gromada Virgo — gigantyczna gromada licząca ponad tysiąc galaktyk w gwiazdozbiorze Panny (iac. *Virgo*). Gromada ta oddala się od nas z prędkością około 1000 km/s. Prawdopodobnie znajduje się ona w odległości 60 milionów lat świetlnych od Ziemi.

Hadron — każda cząstka elementarna podlegająca silnym oddziaływaniom. Hadrony dzielą się na bariony (takie jak neutron i proton), spełniające regułę (Zakaz) Pauliego, i mezony, które jej nie spełniają.

Hel — drugi z najlżejszych pierwiastków chemicznych i drugi pod względem częstości występowania. Istnieją dwa trwałe izotopy helu: jądro ^4He zawiera dwa protony i dwa neutrony, a jądro ^3He — dwa protony i jeden neutron. Atomy helu mają po dwa elektrony.

Horyzont — w kosmologii pojęcie to oznacza odległość, spoza której żaden sygnał świetlny nie zdąży dotrzeć do nas. Jeżeli Wszechświat ma określony wiek, to odległość do horyzontu jest rzędu iloczynu tego wieku przez prędkość światła.

Hubble'a prawo — zależność między prędkością ucieczki dalekich galaktyk a ich odległościami. Stała Hubble'a jest to stosunek prędkości do odległości. Jest ona oznaczana przez H lub H_0 .

Izotropowość — hipotetyczna własność Wszechświata, polegająca na tym, że typowy obserwator widzi taki sam obraz w każdym kierunku.

Jasność absolutna — całkowita ilość energii emitowana w jednostce czasu przez ciało astronomiczne.

Jasność obserwowana — całkowita ilość energii dochodzącej z ciała astronomicznego w jednostce czasu i na jednostkę powierzchni odbiornika.

Jeansa, masa — najmniejsza masa, której siła przyciągania może pokonać wewnętrzne ciśnienie i wytworzyć układ związany grawitacyjnie. Oznaczana jest przez M_J .

Jednorodność — hipotetyczna własność Wszechświata, polegająca na tym, że w danym momencie wydaje się on taki sam wszystkim obserwatorom, niezależnie od miejsca obserwacji.

Jon wodorotlenowy — jon OH^- , składający się z atomu tlenu, atomu wodoru i jednego dodatkowego elektronu.

Kelvina, skala — skala temperatury, której stopień równy jest stopniowi Celsjusza, ale za punkt zerowy uznająca zero absolutne.

Kosmologia „wielkiego wybuchu” („Big Bang”) — teoria, według której ekspansja Wszechświata rozpoczęła się w skonczonym czasie w przeszłości, w stanie olbrzymiej gęstości i ciśnienia.

Kosmologiczna, stała — wyrażenie matematyczne dodane w 1917 roku przez Einsteina do jego równań pola grawitacyjnego. Wyrażenie to opisuje odpychanie na bardzo dużych odległościach. Wprowadzenie stałej kosmologicznej byłoby niezbędne w statycznym modelu Wszechświata do zrównoważenia siły przyciągania grawitacyjnego. We współczesnych modelach kosmologicznych stała ta nie jest jednak potrzebna.

Kosmologiczna, Zasada — hipoteza głosząca, że Wszechświat jest izotropowy i jednorodny.

Kwantowa, mechanika — fundamentalna teoria fizyczna powstała w latach dwudziestych naszego wieku, która zastąpiła mechanikę klasyczną. W mechanice kwantowej

fale i cząstki stanowią dwa aspekty tego samego zjawiska fizycznego. Cząstka stowarzyszona z daną falą stanowi jej kwant. Stany układów związanych, takich jak atomy lub cząsteczki, mogą zajmować tylko niektóre, odrębne poziomy energetyczne; mówimy wtedy, że energia ta jest skwantowana.

Kwarki — hipotetyczne cząstki elementarne, z których miałyby się składać wszystkie hadrony. Nigdy nie zaobserwowano swobodnych kwarków i są przyczyną, aby sądzić, że jest to w ogóle niemożliwe, chociaż w pewnym sensie istnieją one realnie.

Leptony — klasa cząstek nie biorących udziału w silnych oddziaływaniach, zawierająca elektrony, miony i neutrino. **Liczba leptonowa** jest to całkowita liczba leptonów w układzie po odjęciu całkowitej liczby antyleptonów.

Liczba Messiera — numer katalogowy (porządkowy) różnych mgławic i gromad gwiazd w spisie Charlesa Messiera. Zwykle stosuje się skrót M...; np. mgławica w Andromedzie oznaczana jest symbolem M 31.

Mezony — klasa silnie oddziałujących cząstek, zawierająca mezony pi, mezony K, mezony ro itp. o liczbie barionowej równej zeru.

Mion — nietrwała cząstka elementarna o ładunku ujemnym, podobna do elektronu, ale 207 razy cięższa od niego. Oznaczony jest symbolem μ . Czasami określany jest jako *mezon mi*, choć nie podlega on silnym oddziaływaniom charakterystycznym dla prawdziwych mezonów.

Mezon pi — hadron o najmniejszej masie. Występuje w trzech odmianach: jako dodatnio naładowana cząstka (π^+), antycząstka naładowana ujemnie (π^-) i trochę lżejsza cząstka obojętna (π^0). Czasami mezony pi określane są jako *piony*.

Mezon ro — jeden z wielu bardzo nietrwałych hadronów. Jego średni czas życia wynosi $4,4 \times 10^{-24}$ sekundy, po czym rozpada się na dwa mezony pi.

Mgławice — rozległe obiekty astronomiczne podobne do chmur. Niektóre z nich to galaktyki; inne są chmurami pyłu i gazu wewnętrz Galaktyki.

Mgławica w Andromedzie — duża galaktyka spiralna położona najbliżej naszej. Zawiera około 3×10^{11} mas Słońca. Wymieniona jako M 31 w katalogu Messiera, a jako NGC 224 w „New Catalogue”.

Mleczna Droga — starożytna nazwa pasma gwiazd, które wyznacza płaszczyznę Galaktyki. Czasami używana jako nazwa Galaktyki.

Neutrino — pozbawiona masy, elektrycznie obojętna cząstka elementarna. Ulega tylko oddziaływaniom grawitacyjnym i słabym. Oznaczana jest symbolem ν . Istnieją co najmniej dwa rodzaje neutrino: neutrino elektronowe (ν_e) i neutrino mionowe (ν_μ).

Neutron — elektrycznie obojętna cząstka znajdująca się wraz z protonem wewnątrz zwykłego jądra atomowego. Oznaczana jest symbolem n .

Newtona, stała (Stała grawitacji) — fundamentalna stała w teoriach grawitacji Newtona i Einsteina. Oznaczana jest symbolem G. W teorii grawitacji Newtona siła przyciągania między dwoma ciałami jest G razy większa od iloczynu ich mas podzielonego przez kwadrat odległości między nimi. W układzie cgs wynosi $6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}$.

Oddziaływanie silne — najsilniejsze z czterech oddziaływań cząstek elementarnych. Przejawiają się w postaci sił jądrowych, które utrzymują protony i neutrony wewnątrz jądra atomowego. Silnym oddziaływaniem ulegają tylko hadrony.

Oddziaływanie słabe — jeden z czterech zasadniczych typów oddziaływań cząstek elementarnych. Przy zwykłych energiach oddziaływanie słabe są znacznie słabsze niż oddziaływanie silne lub elektromagnetyczne, chociaż o wiele silniejsze od oddziaływań grawitacyjnych. Słabe oddziaływanie przejawiają się we wszystkich reakcjach, w których uczestniczą neutrino. Obecnie przypuszcza się, że oddziaływanie słabe, elektromagnetyczne, a być może i silne, mogą być ujęte w ramy jednolitej teorii pola cechowania.

Parametr spowolnienia — liczba charakteryzująca tempo, z jakim maleje prędkość rozbiegania się galaktyk.

Parsek — astronomiczna jednostka odległości. Zdefiniowana jest jako odległość do obiektu, którego paralaks (półroczne przesunięcie na niebie spowodowane ruchem Ziemi dookoła Słońca) równa jest jednej sekundzie łuku. W skrócie pc. Odpowiada $3,0856 \times 10^{18}$ kilometrów lub 3,2615 lat świetlnych. W literaturze astronomicznej jest jednostką stosowaną znacznie częściej niż rok świetlny. Typową jednostką kosmologiczną jest milion parseków, czyli *megaparsek*, w skrócie Mpc. Stała Hubble'a jest zwykle wyrażana w kilometrach na sekundę na megaparsek.

Pauliego, reguła zakazu — zasada, według której dwie cząstki tego samego rodzaju nie mogą nigdy zajmować takiego samego stanu kwantowego. Zasadę tę spełniają bariony i leptony, ale nie podlegają jej fotony lub mezony.

Plancka, stała — podstawowa stała mechaniki kwantowej. Oznaczana jest symbolem \hbar . Równa jest $6,67 \times 10^{-22}$ erg · sekunda. Stała Plancka została wprowadzona po raz pierwszy w 1900 roku w teorii promieniowania ciała doskonale czarnego. Następnie pojawiła się ona w teorii fotonów Einsteina (1905 r.), w której energia fotonu równa jest iloczynowi stałej Plancka i prędkości światła podzielenemu przez długość fali. Obecnie częściej używana jest stała \hbar , definiowana jako stała Plancka podzielona przez 2π .

Pozyton — dodatnio naładowana antycząstka elektronu. Oznaczana jest symbolem e^+ .

Prawo zachowania — prawo głoszące, że całkowita wartość pewnej wielkości nie ulega zmianie w żadnej reakcji.

Prędkość światła — podstawowa stała szczególnej teorii względności, równa 299 729 kilometrów na sekundę. Oznaczana jest symbolem c . Wszystkie cząstki o zerowej masie, takie jak fotony, neutrino lub grawiton poruszają się z prędkością światła. Jeśli energia cząstek materialnych jest bardzo duża (w porównaniu z energią spoczynkową mc^2), to ich prędkości są również zbliżone do prędkości światła.

Promieniowanie kosmiczne — wysokoenergetyczne, naładowane cząstki, docierające z przestrzeni kosmicznej.

Promieniowanie ciała doskonale czarnego — promieniowanie wykazujące w każdym zakresie długości fal taką samą gęstość energii jak promieniowanie emitowane przez całkowicie pochłaniające rozgrzane ciało. Promieniowanie w stanie równowagi termicznej jest zawsze promieniowaniem ciała doskonale czarnego.

Promieniowanie mikrofalowe — fale elektromagnetyczne o długości od 0,01 cm do 10 cm, czyli pośrednie między ultra krótkimi falami radiowymi (UKF) a promieniowaniem podczerwonym. Większość promieniowania emitowanego przez ciała o temperaturze kilku stopni Kelvina przypada na pasmo mikrofalowe.

Promieniowanie podczerwone — fale elektromagnetyczne o długości od 0,0001 cm do 0,01 cm (od dziesięciu tysięcy do jednego miliona angstromów), czyli pośrednie między światłem widzialnym a promieniowaniem mikrofalowym. Ciała o temperaturze pokojowej promieniują głównie w podczerwieni.

Promieniowanie ultrafioletowe — fale elektromagnetyczne o długości od 10 angstromów do 2000 angstromów (10^{-7} cm do 2×10^{-5} cm), czyli pośrednie między światłem widzialnym a promieniami Roentgena.

Proton — dodatnio naładowana cząstka, która wraz z neutronem znajduje się wewnątrz zwykłych jąder atomowych. Oznaczana jest symbolem p . Jądro atomu wodoru stanowi jeden proton.

Przejście fazowe — gwałtowna zmiana własności układu. Przykładami mogą być topnienie, wrzenie, czy też przejście od zwykłego przewodnictwa do nadprzewodnictwa.

Przesunięcie widma ku czerwieni (ang. red shift) — przesunięcie linii spektralnych w kierunku fal dłuższych, spowodowane przez efekt Dopplera dla oddalającego się źródła. W kosmologii odnosi się do obserwowanego przesunięcia linii spektralnych światła odległych ciał astronomicznych.

micznych w kierunku fal dłuższych. Przesunięcie ku czerwieni, wyrażane jako względny wzrost długości fali, oznaczane jest symbolem z .

Przesunięcie widma ku fioletowi (ang. *blue shift*) — przesunięcie linii spektralnych w kierunku fal krótszych, spowodowane efektem Dopplera dla zbliżającego się źródła.

QSO (quasi-stellar objects) — klasa obiektów astronomicznych o wyglądzie przypominającym gwiazdy, ale o bardzo dużych przesunięciach widma ku czerwieni. Czasami nazywane są *kwazarami* albo — gdy są źródłami radiowymi — *quasi-gwiezdnyimi źródłami (quasi-stellar sources)*. Prawdziwa ich natura dotychczas nie jest znana.

Rayleigha-Jeansa, prawo — prosta relacja między gęstością energii (na jednostkę długości fali) i długością fali, obowiązująca w zakresie fal długich. Zgodnie z tym prawem gęstość energii jest proporcjonalna do odwrotności czwartej potęgi długości fali.

Rekombinacja — łączenie się jąder atomowych i elektronów w atomy. W kosmologii termin ten stosowany jest szczególnie do określenia procesu powstawania atomów wodoru i helu w temperaturze około 3000 K.

Rodnik cyjanowy — związek chemiczny CN, utworzony z węgla i azotu. Jego występowanie w przestrzeni międzygwiezdnej stwierdzono na podstawie absorpcji światła widzialnego.

Rozkład Plancka — rozkład energii w zależności od długości fali dla promieniowania w równowadze termicznej, czyli dla promieniowania ciała doskonale czarnego.

Równowaga termiczna — stan, w którym w pewien zakres prędkości, spinów itp. w każdej chwili wkracza dokładnie tyle cząstek, ile go opuszcza. Stan równowagi termicznej osiągnąć musi każdy układ fizyczny, w którym przez wystarczająco długi okres nie wystąpią żadne zakłócenia.

Rok świetlny — odległość, jaką światło przebywa w ciągu roku, równa $9,4605 \times 10^{12}$ kilometrów.

Ruch własny — przesunięcie pozycji ciał astronomicznych na nieboskłonie, spowodowane ich ruchem w kierunkach prostopadłych do linii widzenia. Ruch własny mierzony jest w sekundach łuku na rok.

Spin — liczba kwantowa, która opisuje stan rotacyjny cząstki elementarnej. Zgodnie z regułami mechaniki kwantowej spin może przyjmować tylko niektóre, wyróżnione wartości równe liczbie całkowitej lub połowie liczby całkowitej przemnożonej przez stałą Plancka.

Stała struktury subtelnej (stała sprzężenia) — podstawowa stała liczbową fizyki atomowej i elektrodynamiki kwantowej, zdefiniowana jako kwadrat ładunku elektronu podzielony przez iloczyn stałej Plancka i prędkości światła. Oznaczana jest symbolem a . Wynosi 1/137,036.

Stefana-Boltzmana, prawo — prawo mówiące, że gęstość energii promieniowania ciała doskonale czarnego jest wprost proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury.

Supernowe — potężne wybuchy gwiazd, podczas których cała gwiazda z wyjątkiem wnętrza zostaje rozpylona w przestrzeń. Supernowa wytwarza w ciągu kilku dni taką ilość energii, jaką Słońce wypromieniuje w ciągu miliona lat. Ostatni wybuch supernowej w Galaktyce został zaobserwowany przez Keplera (oraz przez nadwornych astronomów koreańskich i chińskich) w 1604 roku w gwiazdozbiorze Wężownika; przypuszcza się jednak, że radioźródło Cas A jest pozostałością jeszcze młodszej supernowej.

Szczególna teoria względności — nowy pogląd na przestrzeń i czas, przedstawiony przez Alberta Einsteina w 1905 roku. Podobnie jak w mechanice Newtona teoria ta zawiera zbiór matematycznych transformacji wiążących ze sobą w taki sposób współrzędne czasoprzestrzenne różnych obserwatorów, aby prawa natury były dla nich takie same. Jednakże transformacje czasoprzestrzeni w szczególnej teorii względności mają tę istotną cechę, że pozostawiają prędkość światła niezmienną, niezależnie od prędkości ruchu obserwatora. Układ zawierający cząstki o prędkościach zbliżonych do prędkości światła jest określany jako

relatywistyczny i musi być opisywany zgodnie z zasadami szczególnej teorii względności.

Srednia droga swobodna — średnia odległość, na jaką przesunię się dana cząstka między kolejnymi zderzeniami z innymi cząstkami. Średni czas swobodny jest to średni okres między zderzeniami.

Temperatura progowa — temperatura, powyżej której dany typ cząstek będzie obficie wytwarzany przez promieniowanie ciała doskonale czarnego. Temperatura ta równa jest iloczynowi masy cząstki i kwadratu prędkości światła, podzielonemu przez stałą Boltzmanna.

Temperatura maksymalna — hipotetyczna góra granica temperatury wprowadzona w niektórych teoriach silnych oddziaływań. Określana jest na mniej więcej 2×10^{12} K.

Temperatura krytyczna — temperatura, w której następuje przejście fazowe.

Teoria stanu stacjonarnego (Steady State) — teoria kosmologiczna opracowana przez Bondiego, Golda i Hoyle'a, która zakłada, że własności Wszechświata nie zmieniają się w czasie; aby więc gęstość Wszechświata była stała, musi być wciąż wytwarzana nowa materia.

Teorie cechowania (gauge theories) — klasa teorii pola, które są obecnie intensywnie badane jako prawdopodobne teorie oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych. Teorie takie są niezmiennicze ze względu na przekształcenia symetrii, których działanie zależy od położenia punktu w czasoprzestrzeni. Angielska nazwa tych teorii pochodzi od słowa *gauge*, oznaczającego miarę.

Tryt — niestabilny, ciężki izotop wodoru, ^3H . Jądro trytu składa się z jednego protonu i dwóch neutronów.

Typowe galaktyki — określenie stosowane przez nas do galaktyk, które nie wykazują ruchów własnych i dlatego poruszają się zgodnie z ogólnym strumieniem materii, powodowanym przez ekspansję Wszechświata. To samo znaczenie nadano tu określeniom *typowa cząstka* lub *typowy obserwator*.

Wodór — najlżejszy i najbardziej rozpowszechniony pierwiastek chemiczny. Jądro zwykłego wodoru składa się z jednego protonu. Istnieją również dwa cięższe izotopy wodoru: deuter i tryt. Atom dowolnego izotopu wodoru zawiera tylko jeden elektron; brak tego elektronu w dodatnio naładowanych jonach wodorowych.

Celem poniższych uzupełnień jest zapoznanie Czytelnika z matematycznymi podstawami omówionych wcześniej problemów. Lektura tych uzupełnień nie jest jednak konieczna do zrozumienia rozważań stanowiących treść tej książki.

1. Efekt Dopplera

Przypuśćmy, że grzbietu fal odrywają się od źródła światła w równych interwałach oddzielonych okresem T . Jeżeli owe źródło oddala się od obserwatora z prędkością V , to między kolejnymi grzbietami fal przebędzie ono odległość VT . Czas przechodzenia grzbietu fali od źródła do obserwatora wydłuży się zatem o wielkość VT/c , gdzie c oznacza prędkość światła. Tak więc czas pomiędzy przybyciem kolejnych grzbietów fal do obserwatora wyniesie

$$T' = T + \frac{VT}{c}$$

Długość fali światła emitowanego ze źródła to

$$\lambda = cT,$$

a długość fali światła przybywającego do obserwatora to

$$\lambda' = cT'.$$

Tak więc stosunek tych dwóch długości fal wynosi

$$\lambda'/\lambda = T'/T = 1 + \frac{V}{c}$$

Takie samo rozumowanie stosuje się do źródła poruszającego się w kierunku obserwatora, przy czym jednak V należy zastąpić $-V$ (odnosi się to nie tylko do fal światła, lecz do każdego rodzaju sygnałów falowych).

Na przykład galaktyki w gromadzie Panny oddalają się od naszej Galaktyki z prędkością około 1000 kilometrów na sekundę, prędkość światła wynosi zaś 300 000 kilometrów na sekundę — długość fali λ' dowolnej linii spektralnej z gromady Panny jest więc większa niż jej normalna wartość λ zgodnie ze wzorem

$$\lambda'/\lambda = 1 + \frac{1000 \text{ km/s}}{300\,000 \text{ km/s}} = 1,0033$$

2. Gęstość krytyczna

Rozważmy sfére o promieniu R zawierającą wiele galaktyk. Musimy założyć, że wartość R jest większa niż odległość pomiędzy gromadami galaktyk, mniejsza jednak niż „promień” Wszechświata. Masa takiej sfery równa jest jej objętości pomnozonej przez gęstość materii kosmicznej ρ .

$$M = \frac{4\pi R^3}{3} \rho$$

Teoria grawitacji Newtona określa energię potencjalną E_p każdej typowej galaktyki na powierzchni takiej sfery jako

$$E_p = -\frac{mMG}{R} = -\frac{4\pi mR^2\rho G}{3}$$

gdzie m to masa galaktyki, a G to stała grawitacji Newtona.

$$G = 6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}^2$$

Prędkość tej galaktyki określona jest przez prawo Hubble'a jako

$$V = HR$$

gdzie H oznacza stałą Hubble'a. Jej energia kinetyczna E_k jest więc

$$E_k = \frac{1}{2} mV^2 = \frac{1}{2} mH^2 R^2$$

Całkowita energia tej galaktyki równa jest sumie energii kinetycznej i potencjalnej

$$E = E_p + E_k = mR^2 \left[\frac{1}{2} H^2 - \frac{4}{3} \pi \rho G \right]$$

Wielkość ta nie ulega zmianie w trakcie rozszerzania się Wszechświata.

Jeżeli E jest ujemne, to galaktyka nigdy nie ucieknie do nieskończoności, gdyż w bardzo dużych odległościach jej energia potencjalna stanie się tak znikoma, że całkowita energia będzie tylko energią kinetyczną, która jest zawsze dodatnia. Jeżeli natomiast E jest dodatnie, to galaktyka, posiadając pewną energię kinetyczną, może oddalić się do nieskończoności. Tak więc warunkiem osiągnięcia przez galaktykę dokładnie prędkości ucieczki jest zerowanie się E , skąd

$$\frac{1}{2} H^2 = \frac{4}{3} \pi \rho G$$

Oznacza to, że gęstość musi osiągnąć wartość

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

Jest to tzw. gęstość krytyczna. Wzór ten stosowany jest również wtedy, gdy materia we Wszechświecie jest relatywistyczna, ponieważ ρ możemy interpretować jako całkowitą gęstość energii podzieloną przez c^2 .

Na przykład, jeżeli przyjmiemy wartość H równą 15 kilometrom na sekundę na milion lat świetlnych, to — biorąc pod uwagę, że rok świetlny odpowiada $9,46 \times 10^{12}$ kilometrom — otrzymamy

$$\begin{aligned} \rho_c &= \frac{3}{8\pi(6,67 \times 10^{-3} \text{cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}^2)} \left(\frac{15 \text{km}/\text{s}}{9,46 \times 10^{12} \text{km}/\text{lt yr}} \right)^2 = \\ &= 4,5 \times 10^{-30} \text{g/cm}^3 \end{aligned}$$

Ponieważ na gram przypada $6,02 \times 10^{23}$ cząstek jądrowych, zatem obecna wartość gęstości krytycznej wynosi około $2,7 \times 10^{-6}$ cząstki jądrowej na cm^3 , czyli 0,0027 cząstki na litr.

3. Skale czasowe ekspansji

Rozważmy teraz zmiany parametrów Wszechświata w czasie. Przypuśćmy, że w chwili t typowa galaktyka o masie m znajduje się w odległości $R(t)$ od pewnej dowolnie wybranej galaktyki. Całkowita energia (kinetyczna plus potencjalna) tej powej galaktyki wynosić będzie

$$E = mR^2(t) \left[\frac{1}{2} H^2(t) - \frac{4}{3} \pi \rho(t) G \right]$$

gdzie $H(t)$ i $\rho(t)$ to wartości „stałej” Hubble'a i kosmicznej gęstości masy w chwili t . E musi być naprawdę stała; przekonamy się jednak, że $\rho(t)$ wzrasta, gdy $R(t) \rightarrow 0$ co najmniej tak szybko jak $1/R^3(t)$, toteż $\rho(t) \times R^2(t)$ rośnie co najmniej tak szybko jak $1/R(t)$ przy $R(t) \rightarrow 0$. Aby energia E była stała, wyrażenia w nawiasie muszą się znosić, toteż dla $R(t) \rightarrow 0$

$$\frac{1}{2} H^2(t) \rightarrow \frac{4}{3} \pi \rho(t) G$$

Charakterystyczny czas ekspansji t_e jest po prostu odwrotnością stałej Hubble'a, czyli

$$t_e(t) = \frac{1}{H(t)} = \sqrt{\frac{3}{8\pi\rho(t)G}}$$

Na przykład, gdy gęstość masy równa była 3,8 miliarda gramów na centymetr sześcienny (tak jak w pierwszym kadrze naszego filmu z piątego rozdziału) czas ekspansji wynosił

$$t_e = \sqrt{\frac{3}{8\pi(3,8 \times 10^9 \text{g/cm}^3)(6,67 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}^2)}} = 0,022 \text{s}$$

Zastanówmy się teraz, jak zmieniało się $\rho(t)$ wraz ze zmianą $R(t)$? Jeżeli gęstość masy jest określona przede wszystkim przez masy nukleonów (okres dominacji materii), to całkowita masa wewnętrz poruszającej się kuli o promieniu $R(t)$ jest wprost proporcjonalna do liczby nukleonów wewnętrz tej kuli, czyli musi pozostać stała

$$\frac{4\pi}{3} \rho(t) R(t)^3 = \text{const}$$

tak więc $\rho(t)$ jest odwrotnie proporcjonalne do $R(t)^3$

$$\rho(t) \sim 1/R(t)^3$$

(Symbol „~” oznacza „jest proporcjonalne do...”). Jeśli jednak gęstość masy jest określona przez masę równoważną energii promieniowania (era dominacji energii), to $\rho(t)$ jest proporcjonalne do czwartej potęgi temperatury. Ponieważ temperatura zmienia się tak jak $1/R(t)$, więc $\rho(t)$ będzie odwrotnie proporcjonalne do $R(t)^4$.

$$\rho(t) \sim 1/R(t)^4$$

Aby zwięźle przedstawić wnioski z powyższego rozumowania zapiszmy je w następujący sposób:

$$\rho(t) \sim [1/R(t)]^n,$$

gdzie

$$n = \begin{cases} 3 & \text{era dominacji materii} \\ 4 & \text{era dominacji promieniowania} \end{cases}$$

Warto zauważyć, że zgodnie z oczekiwaniem $\rho(t)$ wzrasta co najmniej tak szybko jak $1/R(t)^3$ dla $R(t) \rightarrow 0$.

Stała Hubble'a jest proporcjonalna do $\sqrt{\rho}$, a zatem

$$H(t) \sim [1/R(t)]^{n/2}.$$

Wynika stąd, że prędkość typowej galaktyki będzie

$$V(t) = H(t) R(t) \sim [R(t)]^{1-n/2}$$

Z elementarnego rachunku różniczkowego wynika, że jeśli prędkość jest proporcjonalna do odległości w jakiejś potędze, to czas niezbędny do przemieszczenia się z jednego punktu do drugiego jest proporcjonalny do zmiany wielkości stosunku odległości do prędkości. W szczególności, jeśli V jest proporcjonalne do $R^{1-n/2}$, to zachodzi następująca relacja:

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{n} \left[\frac{R(t_1)}{V(t_1)} - \frac{R(t_2)}{V(t_2)} \right]$$

albo

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{n} \left[\frac{1}{H(t_1)} - \frac{1}{H(t_2)} \right]$$

$H(t)$ możemy zastąpić $\rho(t)$

$$t_1 - t_2 = \frac{2}{n} \sqrt{\frac{3}{8\pi G}} \left[\frac{1}{\sqrt{\rho(t_1)}} - \frac{1}{\sqrt{\rho(t_2)}} \right]$$

Tak więc niezależnie od wartości n , czas jest proporcjonalny do zmian odwrotności pierwiastka kwadratowego z gęstości.

Na przykład gęstość energii w okresie dominacji promieniowania po anihilacji elektronów z pozitronami wynosiła

$$\rho = 1,22 \times 10^{-35} [T(\text{K})]^4 \text{ g/cm}^3$$

Wtedy też $n = 4$. Tak więc czas potrzebny do ochłodzenia Wszechświata od 100 milionów do 10 milionów stopni wynosił

$$t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{8\pi(6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{gs})}} \times \left[\frac{1}{\sqrt{1,22 \times 10^{-35} \times 10^{28} \text{ g/cm}^3}} - \frac{1}{\sqrt{1,22 \times 10^{-35} \times 10^{22} \text{ g/cm}^3}} \right] = 1,90 \times 10^6 \text{ s} = 0,06 \text{ roku}$$

Mówiąc po prostu: czas potrzebny do obniżenia gęstości do danej wartości ρ wynosi

$$t = \frac{2}{n} \sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho}} = \begin{cases} 1/2 te & \text{przewaga promieniowania} \\ 2/3 te & \text{przewaga materii} \end{cases}$$

(Jeżeli $\rho(t_2) \gg \rho(t_1)$, to drugi człon we wzorze na $t_1 - t_2$ można pominać).

Gęstość masy fotonów i neutrin w temperaturze 3000 K wynosiła

$$\rho = 1,22 \times 10^{-35} \times [3000]^4 \text{ g/cm}^3 = 9,9 \times 10^{-23} \text{ g/cm}^3$$

Jest to liczba tak niewielka w porównaniu z gęstością w temperaturze 10^8 K (lub 10^7 K , czy 10^6 K), że łatwo można obliczyć, iż czas potrzebny do ochłodzenia wczesnego Wszechświata do temperatury 3000 K, przy $n = 4$, wynosi po prostu

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{8\pi(6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g} \cdot \text{s}^2)(9,9 \times 10^{-23} \text{ g/cm}^3)}} = 2,1 \times 10^{13} \text{ s} = 680000 \text{ lat.}$$

Wykazaliśmy, że czas potrzebny do obniżenia gęstości Wszechświata od bardzo dużych wielkości do danej wartości ρ jest proporcjonalny do $1/\sqrt{\rho}$, podczas gdy sama gęstość jest proporcjonalna do $1/R^n$. Wobec tego czas jest proporcjonalny do $R^{n/2}$ albo w innym zapisie

$$R \sim t^{2/n} = \begin{cases} t^{1/2} & \text{okres przewagi promieniowania} \\ t^{2/3} & \text{okres przewagi materii} \end{cases}$$

Jest to słusne tak długo, dopóki energia kinetyczna i energia potencjalna nie zmniejszą się do wartości porównywalnych z energią całkowitą, która stanowi ich sumę.

Jak już wspomniano w rozdziale drugim, dla każdego czasu t , liczonego od początku, istnieje horyzont w odległości rzędu ct , spoza którego żadna informacja nigdy nie może do nas dotrzeć. Teraz widzimy, że $R(t)$ maleje przy $t \rightarrow 0$ wolniej niż dystans do horyzontu, a więc każda „typowa” cząstka może znaleźć się poza horyzontem.

4. Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Rozkład Plancka określa energię du promieniowania ciała doskonale czarnego na jednostkę objętości w wąskim zakresie długości fal od λ do $\lambda + d\lambda$ jako

$$du = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} d\lambda \left/ \left(e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1 \right) \right.$$

gdzie T — temperatura, k — stała Boltzmanna ($1,38 \times 10^{-16}$ erg/K), c — prędkość światła (299,729 km/s), $e = 2,718\dots$, a h — stała Plancka ($6,625 \times 10^{-27}$ erg · s).

Dla fal długich mianownik w rozkładzie Plancka można zastąpić

$$e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1 \approx \left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)$$

Rozkład Plancka dla fal długich przybierze wtedy postać:

$$du = \frac{8\pi kT}{\lambda^4} d\lambda$$

Jest to wzór Rayleigha-Jeansa. Jeśliby wzór ten był słuszny dla dowolnie krótkich fal, to $du/d\lambda$ zbliżałoby się do nieskończoności wraz z $\lambda \rightarrow 0$, a całkowita gęstość energii zawartej w promieniowaniu ciała doskonale czarnego byłaby nieskończona.

Na szczęście we wzorze Plancka du osiąga maksimum przy długości fali równej $0,2014052 \text{ hc}/kT$, a następnie szybko spada dla jeszcze mniejszych długości fal.

Całkowita gęstość energii w promieniowaniu ciała doskonale czarnego jest określona całką

$$u = \int_0^\infty \frac{8\pi hc}{\lambda^5} d\lambda \left/ \left(e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1 \right) \right.$$

Rozwiązań tego rodzaju całki można znaleźć w tablicach całek określonych; wynik tego całkowania jest następujący

$$u = \frac{8\pi^5 (kT)^4}{15(hc)^3} = 7,56464 \times 10^{-15} [T(^0 K)]^4 \text{ erg/cm}^3$$

Jest to prawo Stefana-Boltzmanna.

Rozkład Plancka można łatwo zinterpretować, stosując pojęcie kwantów światła, czyli fotonów. Każdy foton ma energię określoną wzorem

$$E = hc/\lambda.$$

Dlatego też liczba fotonów dN promieniowania ciała doskonale czarnego w jednostce objętości w wąskim zakresie długości fal od λ do $\lambda + d\lambda$ wynosi

$$dN = \frac{du}{hc/\lambda} = \frac{8\pi}{\lambda^4} d\lambda \left/ \left[e^{\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right)} - 1 \right] \right.$$

Całkowita liczba fotonów na jednostkę objętości wynosi więc

$$N = \int_0^\infty dN = 60,42198 \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 = 20,28 [T(^0 K)]^3 \text{ fotony/cm}^3,$$

a średnia energia fotonu równa jest

$$E_s = u/N = 3,73 \times 10^{-16} [T(^0 K)] \text{ erg}$$

Rozważmy teraz promieniowanie ciała doskonale czarnego w rozszerzającym się Wszechświecie. Przyjmijmy, że rozmiary Wszechświata zmieniają się f razy na jednostkę czasu. Długości fal będą zmieniać się proporcjonalnie do rozmiarów Wszechświata, osiągając nową wartość

$$\lambda' = f\lambda$$

Po ekspansji gęstości energii du w nowym zakresie długości fal od λ' do $\lambda' + d\lambda'$ jest mniejsza niż pierwotna gęstość energii du w starym zakresie długości fal od λ do $\lambda + d\lambda$; dzieje się tak z dwóch powodów:

1. Ponieważ objętość Wszechświata wzrosła f^3 razy, to liczba fotonów na jednostkę objętości musi zmniejszyć się $1/f^3$ razy (o ile ich ogólna liczba nie uległa zmianie).
2. Energia każdego fotonu jest odwrotnie proporcjonalna do długości jego fali, toteż zmniejsza się $1/\lambda$ razy.

Wynika stąd, że gęstość energii zmniejsza się $1/f^4$ razy, czyli

$$du' = \frac{1}{f^4} du = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 f^4} d\lambda' \left[e\left(\frac{hc}{kT\lambda'}\right) - 1 \right]$$

Jeżeli przepiszymy ten wzór podstawiając nową długość fali λ' , to otrzymamy

$$du' = \frac{8\pi hc}{\lambda'^5} d\lambda' \left[e\left(\frac{hc}{kT\lambda'}\right) - 1 \right].$$

Otrzymany wzór jest jednak dokładnie taki sam jak stare równanie dla du z zastosowaniem λ i $d\lambda$ — z wyjątkiem tego, że T zastąpiono nową temperaturą

$$T' = T/f$$

Tak więc stwierdzamy, że swobodnie rozszerzające się promieniowanie ciała doskonale czarnego jest wprawdzie nadal opisywane wzorem Plancka, ale z temperaturą zmniejszającą się odwrotnie proporcjonalnie do skali ekspansji.

5. Masa Jeansa

Niezbędnym warunkiem utworzenia ze zlepka materii układu grawitacyjnie związanego jest taki wzrost jego energii po-

tencjalnej, aby przewyższała ona wartość wewnętrznej energii termicznej. Energia potencjalna takiego zlepka o promieniu r i masie M wynosi mniej więcej

$$Ep \approx -\frac{GM^2}{r}$$

Wewnętrzna energia na jednostkę objętości jest proporcjonalna do ciśnienia p , toteż całkowita energia wewnętrzna równa będzie około

$$E_w \approx pr^3$$

Tak więc proces grawitacyjnego zgęszczania się masy będzie rozwijał się, jeżeli

$$\frac{GM^2}{r} \gg pr^3$$

Przy ustalonej gęstości ρ możemy wyrazić r w jednostkach M , korzystając ze wzoru

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho r^3$$

Warunek grawitacyjnego zgęszczania się masy można więc zapisać w postaci

$$GM^2 \gg p(M/\rho)^{4/3}$$

albo

$$M \gg M_J$$

gdzie M_J to (z dokładnością do współczynnika liczbowego) wielkość zwana masą Jeansa:

$$M_J = \frac{p^{3/2}}{G^{3/2} \rho^2}$$

Na przykład gęstość masy tuż przed rekombinacją wodoru wynosiła $9,9 \times 10^{-22} \text{ g/cm}^3$, a ciśnienie było równe

$$p \approx \frac{1}{3} c^2 \rho = 0.3 \text{ g/cm.s}^2$$

Masa Jeansa wynosiła wówczas

$$M_J = \left(\frac{0,3 \text{ g/cm s}^2}{6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{g} \cdot \text{s}^2} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{9,9 \times 10^{-22} \text{ g/cm}^3} \right)^2 = \\ = 9,7 \times 10^{51} \text{ g} = 5 \times 10^{18} M_{\odot}$$

gdzie M_{\odot} oznacza masę Słońca. (Dla porównania masa Galaktyki wynosi około $10^{11} M_{\odot}$). Po rekombinacji ciśnienie spadło 10^9 razy, a więc masa Jeansa zmniejszyła się do

$$M_J = (10^{-9})^{2/2} \times 5 \times 10^{18} M_{\odot} = 1,6 \times 10^5 M_{\odot}$$

Interesujące, że jest to mniej więcej masa dużych gromad kulistych.

6. Temperatura i gęstość neutrin

Dopóki zachowana jest równowaga termiczna, nie zmienia się też wartość parametru zwanego „entropią”. Entropia na jednostkę objętości S określona jest (w przybliżeniu) w temperaturze T jako

$$S \sim N_T T^3$$

gdzie N_T to efektywna liczba rodzajów cząstek w równowadze termicznej o temperaturze progowej poniżej T. Aby całkowita entropia pozostała wielkością stałą, S musi być proporcjonalne do odwrotności trzeciej potęgi rozmiarów Wszechświata. Tak więc, jeżeli R jest odlegością pomiędzy parą tyciowych cząstek, to

$$SR^3 \sim N_T R^3 = \text{const}$$

Tuż przed anihilacją elektronów i pozytonów (około 5×10^9 K) neutrina i antyneutrina nie były już w stanie równowagi termicznej z resztą Wszechświata, toteż jedynymi cząstkami występującymi w równowadze były elektryny, pozytony i fotony. Na podstawie tab. I (s. 180) możemy określić efektywną sumaryczną liczbę rodzajów cząstek przed anihilacją jako

$$N_0 = \frac{7}{2} + 2 = \frac{11}{2}$$

Natomiast po anihilacji elektronów z pozytonami jedynymi cząstkami, które pozostały w równowadze, były fotony. Efek-

tywna liczba rodzajów cząstek była więc wówczas równa po prostu

$$N_1 = 2$$

Z prawa zachowania entropii wynika, że

$$\frac{11}{2} (TR)_0^3 = 2(TR)_1^3$$

Tak więc ciepło wytworzone podczas anihilacji elektronów z pozytonami zwiększyło iloczyn TR

$$\frac{(TR)_0}{(TR)_1} = \left(\frac{11}{4} \right)^{1/3} = 1,401 \text{ raza}$$

Przed anihilacją temperatura neutrin T_y była taka sama jak temperatura fotonów T. Od tego jednak momentu T_y zmniejszała się po prostu jak $1/R$, toteż $T_y R$ dla wszystkich późniejszych okresów było równe wartości TR przed anihilacją

$$(T_y R)_1 = (T_y R)_0 = (TR)_1$$

Wnioskujemy stąd, że gdy zakończył się proces anihilacji, temperatura fotonów była wyższa od temperatury neutrin

$$(TT)_1 = \frac{(TR)_1}{(T.R)_1} = \left(\frac{11}{4} \right)^{1/3} = 1,401 \text{ raza}$$

Neutrina i antyneutrina nadal wnosiły poważny wkład do gęstości energii kosmicznej, nawet wtedy, gdy utraciły równowagę. Efektywna liczba rodzajów neutrin i antyneutrin wynosi $7/2$ lub też $7/4$ efektywnej liczby rodzajów fotonów (istnieją bowiem dwa stany spinowe fotonów), a jednocześnie czwarta potęga temperatury neutrin jest mniejsza $(4/11)^{4/3}$ razy od czwartej potęgi temperatury fotonów. Tak więc stosunek gęstości energii neutrin i antyneutrin do gęstości energii fotonów wynosi

$$\frac{u_{\nu}}{u_{\gamma}} = \frac{7}{4} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3} = 0,4542.$$

Prawo Stefana-Boltzmana mówi nam, że gęstość energii fotonów w temperaturze T wynosi

$$u_{\gamma} = 7,5641 \times 10^{-15} \text{ erg/cm}^3 \times [T(\text{K})]^4.$$

Dlatego sumaryczna gęstość energii po anihilacji elektron-pozitron jest równa

$$u = u_\gamma + u_\gamma = 1,4542 u_\gamma = 1,100 \times 10^{-14} \text{ erg/cm}^3 [T(^\circ \text{K})]^4.$$

Jeżeli przeliczymy ją na równoważną gęstość masy, dzieląc przez kwadrat szybkości światła, to otrzymamy

$$\rho = u/c^2 = 1,22 \times 10^{-35} \text{ g/cm}^3 \times [T(^\circ \text{K})]^4.$$

Propozycje lektur uzupełniających

A. Kosmologia i ogólna teoria względności

Bondi, H., *Cosmology*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1960. Wyd. polskie: *Kosmologia*. PWN, Warszawa 1965.

Eddington, A.S., *The Mathematical Theory of Relativity*. II wyd. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1924.

Field, G. B.; Arp, H; Bahcall, J. N., *The Redshift Controversy*. W. J. Benjamin, Inc., Reading, Mass., 1973.

Hawking, S. W.; Ellis, G.F.R., *The Large Scale Structure of Space-Time*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1975.

Hoyle, Fred, *Astronomy and Cosmology — A Modern Course*. W. H. Freeman and Co., San Francisco 1975.

Misner, C. W.; Thorne, K. S.; Wheeler, J. A., *Gravitation*. W. H. Freeman and Co., San Francisco 1973.

O'Hanian, Hans C., *Gravitation and Space Time*. Norton and Company, New York 1976.

Peebles, P. J. E., *Physical Cosmology*. Princeton University Press, Princeton 1971.

The Principle of Relativity. Methuen and Co., Ltd., London 1923. (Zbiór tekstów Einsteina, Minkowskiego i Weyla).

Sciama, D. W., *Modern Cosmology*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1971. Wyd. polskie: *Kosmologia współczesna*. PWN, Warszawa 1975.

Segal, I. E., *Mathematical Cosmology and Extragalactic Astronomy*. Academic Press, New York 1976.

- Tolman, R .C., *Relativity, Thermodynamics, and Cosmology*. Clarendon Press, Oxford 1934.
- Weinberg, Steven, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*. John Wiley and Sons, Inc., New York 1972.

B. Historia współczesnej kosmologii

- Baade, W., *Evolution of Stars and Galaxies*. Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1968.
- Dickson, F. P., *The Bowl of Night*. M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1968.
- Gamow, George, *The Creation of the Universe*. Viking Press, New York 1952.
- Hubble, E., *The Realm of the Nebulae*. Yale University Press, New Haven 1936.
- Jones, Kenneth Glyn, *Messier Nebulae and Star Clusters*. American-Elsevier Publishing Co., New York 1969.
- Kant, Immanuel, *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*. Aufbau Verlag, Berlin 1955.
- Kopty, Alexandre, *From the Closed World to the Infinite Universe*. Johns Hopkins Press, Baltimore 1957.
- North, J. D., *The Measure of the Universe*. Clarendon Press, Oxford 1965.
- Reines, F., red., *Cosmology, Fusion, and Other Matters: George Gamow Memorial Volume*. Colorado Associated University Press, 1972.
- Schlipp, P. A., red., *Albert Einstein: Philosopher — Scientist*. Library of Living Philosophers, Inc., 1951.
- Shapley, H., red., *Source Book in Astronomy 1900—1950*. Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1960.

C. Fizyka cząstek elementarnych

- Feinberg, G., *What is the World Made of? The Achievements of Twentieth Century Physics*. Garden City: Anchor Press/Doubleday, 1977.
- Taylor, J. C., *Gauge Theories of Weak Interactions*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1976.
- Weinberg, Steven, *Recent Progress in Gauge Theories of*

- Weak, Electromagnetic, and Strong Interactions*. „Reviews of Modern Physics” Vol. 46, ss. 255—277 (1974).
- Weinberg, Steven, *Unified Theories of Elementary Particle Interactions*. „Scientific American”, July 1974, ss. 50—59.

D. Różne

- Allen, C. W., *Astrophysical Quantities*. III wyd. The Athlone Press, London 1973.
- Sandage, A., *The Hubble Atlas of Galaxies*. Carnegie Institute of Washington, Washington, D. C., 1961.

Od polskiego wydawcy

Dodatkowa literatura uzupełniająca w języku polskim

- Alfvén H., *Kosmologia i antymateria*. PWN, Warszawa 1973.
- Bonnor W., *Zagadka rozszerzającego się Wszechświata*. PWN, Warszawa 1972.
- Demiański M., *Astrofizyka relatywistyczna*. PWN, Warszawa 1978.
- Heller M., *Wobec Wszechświata*. Znak, Kraków 1970.
- Heller M., *Początek świata*. Znak, Kraków 1976.
- Kuchowicz B., *Kosmochemia*. PWN, Warszawa 1979.
- Landau L., Lifszic E., *Teoria pola*. PWN, Warszawa 1977.
- Ławruchin A. K., Kołesow G. M., *Powstanie pierwiastków chemicznych we Wszechświecie*. PWN, Warszawa 1965.
- Zonn W., *Kosmologia współczesna*. PWN, Warszawa 1968.

Indeks

Absorpcyjne linie, 92—93, 141
Adams, W.S., 92
„Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels” (Kant), 38
Alpher, Ralph, 75, 148—150, 152—153, 155—157
Al-Sufi, patrz: Sufi
Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne, 150
Andromedy gwiazdozbiór, 37, patrz też: mgławica w Andromedzie
Angstrem, 86, 183
Antybariony, 116—117
Antycząstki, 106—107, 112, 120, 152, 183
Antyelektron, 107
Antyhadrony, 162
Antyhiperony, 117
Antykwarki, 162
Antyleptony, 117, 124, 165, 173
Antymateria, 112, 120, 121, 183
Antymezon mi, 117
Antyneutrina, 27, 117, 118, 122—124, 127, 129—134, 143, 144, 148, 149
Antyneutrony, 112, 117, 121
Antyprotony, 107, 112, 117, 121, 152
Arp, Halton, 50

Astronomia podczerwieni, 91, 92
„Astrophysical Journal”, 76
Asymptotyczna swoboda, 166, 183
Atomy, 25, 88, 110, 111, 115, 141, 162, 165, 177
Azot, 92
Baade, Walter, 41, 48
Bariony, 116, 117, 124, 183
Barnarda gwiazda, 31
„Bell System Technical Journal”, 156
Bell Telephone, laboratoria firmy, 67, 70, 73, 75, 90
Bentley, Richard, 53
Berkeley (uniwersytet), 94, 107, 163
Beryl, 142, 153
Beta (β) Centaura, 141
Bethe, Hans, 154
Bevatron (akcelerator), 152
Bilans nukleonów, patrz: stosunek proton—neutron w bilansie nukleonów
Birkhoff, G.D., 58
Birkhoffa, twierdzenie, 58, 59
Boltzmann, Ludwig, 105, patrz też: stała Boltzmana
Bondi, Hermann, 28

Bor, 142
Burbidge, Geoffrey, 153
Burbidge, Margaret, 153
Burke, Bernard, 72, 73, 76
Buys-Ballot, Christopher Heinrich Dietrich, 33, 34
Cambridge (uniwersytet), 166
Capella, 35
Cefeidy, 40, 48, 61, 184
CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire), 164
Charakterystyczny czas eksploracji, 49, 50, 78, 129, 131, 132, 137, 184
Chew, Geoffrey, 163
Chrom, 35
Ciężka woda (HDO), 140
Ciśnienie promieniowania, 98, 99
Clerke, Agnes Mary, 39
CN, patrz: rodnik cyjanowy
Collins, J.C., 166
„Copernicus” (sztuczny satelita Ziemi), 140—142
Cornell (uniwersytet), 94, 160
„Cosmic Background Explorer Satellite Newsletter”, 96
Crawford Hill, 67
Cyjanowodór (kwas cyjanowodorowy — HCN), 92
Czarne dziury, 175
Czarne karły (gwiazdy), 175
Cząsteczki (molekuły), 25, 92, 115, 162, 176
Cząstki jądrowe, 184, patrz: nukleony
Częstotliwość, 184
Demokracja hadronowa, 163, 164, 184
Deuter, 27, 133—135, 139—142, 144, 146, 184
Dicke, Robert H., 75, 76, 151, 152, 178
Dirac, Paul Adrian Maurice, 107
Długość fali, 83, 89, 91, 93, 97, 184
Doppler, Johann Christian, 33, 35
Dopplera, efekt, 32—36, 41, 44, 184, 196—197
Droga Mleczna, 36—37, 68, 70, 189, patrz też: Galaktyka
„Echo” (sztuczny satelita Ziemi), 68
„Edda młodsza”, 23, 28, 177
Eddington, Arthur, 55
Einstein, Albert, 54, 55, 57, 82, 84, 157, patrz też: ogólna teoria względności, reguła Einsteina, szczególna teoria względności, wzór Einsteina
Elektronowolt, 85, 184—185
Elektryny, 25—28, 71, 78, 85, 88, 98, 99, 101, 106—110, 112, 115, 117, 118, 122—124, 127—134, 137, 143, 148, 149, 158, 160—162, 165, 168, 172, 176, 177, 184
Energia spoczynkowa, 100, 104—106, 108, 185
Energie reakcji chemicznych, 85
Energie reakcji jądrowych, 85—86, 159
Entropia, 119, 121, 178, 185
Era (okres) dominacji (przewagi) materii, 100, 102
Era dominacji promieniowania, 100, 102—104, 111
Erg, 185

Fale dźwiękowe, 32, 33
Fale grawitacyjne, 172, 175, 186
Fale radiowe, 68—71, 73
Fale świetlne, 26, 32—34, 77
Fermi, Enrico, 153
Feynman, Richard, 160, patrz też: wykresy Feynmanna
Field, George, 63, 93
Folini, J.W., 149, 150, 153
Fotony, 26—27, 35, 77, 78, 80, 82, 84—89, 92, 93, 97—101, 102—110, 118—122, 124, 127—129, 131—135, 137, 141, 143, 144, 148, 158, 160—162, 164, 165, 177, 185, patrz też: stosunek liczby fotonów do liczby nukleonów
Fotosynteza, 85
Fowler, William, 138, 139, 153
Frauenhofer, Joseph, 34
Friedman, Aleksander, 55, patrz też: modele Friedmana

Galaktyka, 37—42, 44, 51, 68—70, 96, 121, 139, 142, 185, patrz też: Droga Mleczna
Galaktyka 3C295; 53
Galaktyki, 28, 32, 38, 39, 41—43, 45, 48, 49, 52, 57, 61, 68, 95, 98, 99, 138, 185, patrz też: „typowe” galaktyki
Gamow, George, 75, 148—150, 152, 153, 155, 157
Gell-Mann, Murray, 164
Gęstość, 185
Gęstość energii, 87, 91, 101, 109, 110, 163, 164, 185
Gęstość energii wczesnego Wszechświata, 128, 131, 132, 137
Gęstość kosmiczna, 56—58

Gęstość krytyczna, 56—58, 62, 63, 97, 175, 185—186, 197—198
Gibbs, Willard, 105
Gold, Thomas, 28
Grawitacja, 53, 54, 57, 98, 119, 123, 129, 170—172
Gromada Virgo, patrz: Virgo
Gromady galaktyk, 45, 50
Gromady gwiazd, 38, 39
Gross, David, 165, 167
Gwiazda polarna, 31
Gwiazdowa teoria nukleosyntezy, 153—154
Gwiazdy, 28, 31—36, 53, 61, 68, 79, 98, 138, 139, 141, 142, 151, 153—155, 175
Gwiazdy neutronowe, 175

Hadrony, 161—168, 186
Hagedorn, R., 164
Hale (obserwatorium), 50
Harvard (obserwatorium), 40
Harvard (uniwersytet), 63, 165
Hayashi, C., 149
Hel, 28, 74, 133, 135—139, 142, 144, 146, 147—149, 151, 153—156, 171, 186
Hel trzy (^3He), 133, 134, 139, 140
Herman, Robert, 75, 148—150, 152, 153, 155—157
Hiperony, 116—117, 162
Hiperony lambda, 161
Hiperony sigma, 161
Hooft, Gerard t', 168
Horyzont, 63—65, 171, 186
Hoyle, Fred, 28, 75, 138, 139, 150, 153—155
Huang, Kerson, 164
Hubble, Edwin, 40, 42, 43, 46—48, 54, 61, patrz też: stała

Hubble'a, prawo Hubble'a, program Hubble'a
Huggins, Sir William, 35
Humason, Milton, 48

Instytut Fizyki im. Lebiediewa w Moskwie, 169
Izotopy uranu (^{235}U i ^{238}U), 51
Izotropowość, 44, 45, 54—55, 65, 95, 145—146, 172, 186

Jasność absolutna, 40, 41, 61—63, 187
Jasność obserwowana, 40, 47, 61, 187
Jądra atomowe, 25, 27, 73, 74, 88, 98, 99, 112, 120, 122, 124, 127, 130, 133—135, 137, 141, 153, 159, 162, 163, 165, 177
Jeans, Sir James, 91, 98, patrz też: masa Jeansa
Jednorodność, 43, 45, 54—55, 65, 145, 146, 169, 172, 187
Jon wodorotlenowy, 187
Jony, 114—115
Johns Hopkinsa, Uniwersytet, 72, 155

Kant, Immanuel, 39
Kelvina skala, 72, 187
Kiržnic, D.A., 169
Komety, 37
Kontrakcja (kurczenie się) Wszechświata, 60, 173, 176—177
Copernik, Mikołaj, 42, 44
Kosmiczne mikrofalowe promieniowanie reliktowe, 75, 80, 88, 90, 91, 93—98, 120, 125, 138, 145, 147—152, 155—157, 176
Kosmiczne tło neutrin, 144, 177

„Krab”, mgławica (M1), 38
„Księga Gwiazd Stałych” (al-Sufi), 37
Książyc, 31, 34
Kwanty, 82, 84, 104, patrz też: mechanika kwantowa, teoria kwantów
Kwarki, 164—167, 173, 188
Kwas cyjanowodorowy, patrz: cyjanowodór
Kwazary, patrz: QSO

Laboratorium Fizyczne Palmera (Princeton), 75
Lawrance'a Berkeleya, laboratorium, 113
Leavitt, Henrietta Swan, 40
Lee, Benjamin, 168
Leptony, 117, 122, 124, 161, 162, 164, 165, 173, 188
Liczba barionowa, 116—122, 124, 183, patrz też: parametry niezmienne
Liczba leptonowa, 117—119, 122, 124, 129, 144, 188, patrz też: parametry niezmienne
Liczba Messiera, 188
Linde, A.D., 169
Lit, 142
Lockyer, J. Norman, 139
Lowell (obserwatorium), 41

Magnez, 35
Maryland (uniwersytet), 145
Masa Jeansa, 98—99, 187, 204—206
Masy galaktyczne, 63
Mather, John, 96
Maxwella teoria elektryczności i magnetyzmu, 116
McKellar, A., 92—93
Mechanika klasyczna, 82

Mechanika kwantowa, 82, 84, 107, 177, 187–188
Mechanika statystyczna, 79, 80, 86, 104, 109, 115, 119, 127, 136, 157, 171
Messier, Charles, 37–38
Messiera, katalog, 37–39, 45, patrz też: liczba Messiera
Mezony, 188
Mezony eta, 161–162
Mezony K, 161–162
Mezony mi (miony), 107–108, 117, 127, 158, 162, 188
Mezony pi, 126–127, 158, 161–163, 188
Mezony ro, 163, 166
Mgławica w Andromedzie (M31), 38–42, 70, 189
Mgławice, 38–41, 188
Milne, Edward Arthur, 42
Miony, patrz: mezony mi
Misner, Charles, 145
MIT (Massachusetts Institute of Technology), 72, 94, 96, 151, 164, 165
Model de Sittera, 54–55
Model Einsteina, 54
Model standardowy, 24–30, 124, 138–139, 143–146, 175
Model stanu stacjonarnego, 28–29, 178
Model Wszechświata otwartego, 60, 63, 140, 142
Model Wszechświata zamkniętego, 60, 140–141
Modele Friedmana, 55–58, 60, 185
Molekuły, patrz: cząsteczki
Mount Hamilton (obserwatorium), 48
Mount Wilson (obserwatorium), 40, 48

NASA (National Aeronautics and Space Administration), 96
National Research Laboratory, 155
Naval Bureau of Standards, 155
Neutrino, 26, 27, 117, 122–124, 127–134, 137, 143, 144, 149, 152, 158, 162, 168, 189, patrz też: temperatura i gęstość neutrin, kosmiczne tło neutrin
Neutrony, 27, 98–100, 112, 116–118, 120, 123, 129, 130, 133–135, 147–149, 153, 154, 158, 165, 166, 189, patrz też: stosunek proton–neutron
Newton, Sir Isaac, 53, 57, 98, 157, patrz też: stała Newtona
Nieabelowe teorie cechowania, 166, 168
Nieuoklidesowa geometria, 54
Nukleony (cząstki jądrowe), 97, 98, 101, 112, 116, 120, 127, 129, 130, 135, 137, 141, 142, 143, 148, 161, 165, patrz też: neutrony, protony, stosunek proton–neutron, stosunek liczb fotonów do liczby nukleonów
Nukleosyntez, 74, 111, 135, 147, 148, 150, 177, patrz też: gwiazdowa teoria nukleosyntez
Obszar Rayleigha-Jeansa, 83, 91
Oddziaływanie silne cząstek elementarnych, 122, 159, 160, 162, 163, 167, 168, 170, 189
Oddziaływanie słabe, 123, 168–170, 189

Ogólna teoria względności, 46, 54, 55, 57
Ohm, E.A., 156
Okres przewagi materii, patrz: era dominacji materii
„Original Theory or New Hypothesis of the Universe” (Wright), 36
Orion, patrz: Wielka Mgławica w Orionie
Ostriker, J.P., 63
Palomar (obserwatorium), 48
Panny gwiazdozbiór, 41, 44–45
Parametr spowolnienia, 189
Parametry niezmiennicze, 113–118, 127
Parker, Leonard, 170
Parsek, 190
Parzy cząstka-antycząstka, 107–109, 121, 170
Pauli, Wolfgang, 123, 152, patrz też: reguła zakazu Pauliego
Peebles, P.J.E., 72–76, 138, 150, 155, 178
Penzias, Arno A., 68–74, 76, 80, 83–85, 88–90, 138, 150, 156
Perry, M.J., 166
Planck, Max Karl Ernst Ludwig, 81–82, patrz też: rozkład Plancka, stała Plancka, wzór Plancka
Plejady (M45), 38
Pluton (pierwiastek), 86
Politzer, Hugh David, 165
„Pomiar nadmiernej temperatury anteny przy 4080 Mc/s” (Penzias i Wilson), 76
Pomiar prędkości poprzez obserwację przesunięcia Dopplera, 32, 35
Pozytony, 25–27, 106–110, 112, 117, 122, 127–134, 137, 143, 149, 152, 160, 161, 177, 190
Prawo Hubble'a, 43, 49, 58–59, 186
Prawo Rayleigha-Jeansa, 192
Prawo Stefana-Boltzmanna, 88, 128, 133, 193
Prawo zachowania, 113, 116, 118, 190
Prądy neutralne, 168
Prędkość światła, 46, 52, 96, 104, 190
Prędkość ucieczki, 43, 48, 58, 61, 63, 129, 142
Prędkość Ziemi, patrz: ruch Ziemi
Princeton (uniwersytet), 72, 73, 75, 90, 152, 165
„Proceedings of the Royal Danish Academy”, 150
Program Hubble'a, 61, 63
Promienie gamma, 73
Promienie Roentgena, 73
Promieniowanie, 73, 76, 77, 80–82, 88, 90, 97, 102–106, 109, 128, 138, patrz też: kosmiczne mikrofalowe promieniowanie reliktywe, era dominacji promieniowania
Promieniowanie atmosfery ziemskiej, 95
Promieniowanie ciała doskonałego czarnego, 81–91, 94, 99, 100, 103, 148, 165, 191, 202–204
Promieniowanie kosmiczne, 106, 121, 141, 142, 152, 191
Promieniowanie mikrofalowe, 70, 88, 96, 171, 191

- Promieniowanie podczerwone, 73, 86, 96, 175, 191
 Promieniowanie ultrafioletowe, 73, 191
 Protony, 27, 97—100, 107, 112, 116—118, 120, 122, 123, 129, 130, 133, 134, 137, 148, 149, 153, 158, 165, 166, 167, 191, patrz też: stosunek proton—neutron
 Przejście fazowe (przemiana fazowa), 167, 169, 191
 Przesunięcie (widma) ku czerwieni, 35, 41, 42, 50—52, 54, 55, 61, 62, 89, 89, 101, 103, 132, 154, 176, 191—192
 Przesunięcie ku fioletowi, 35, 41, 176, 192
 Psy Gończe (Canes Venatici), 39
 QSO (quasi-stellar objects), 50, 142, 192
 Radioastronomia, 91
 Rayleigh, John William Strutt, lord, 91, patrz też: prawo Rayleigha-Jeansa
 Reguła Einsteina, 84—86
 Reguła zakazu Pauliego, 110, 190
 Rekombinacja, 88, 111, 192
 Reliktywe promieniowanie mikrofalowe, patrz: kosmiczne mikrofalowe promieniowanie reliktywe
 Rodnik cyjanowy (CN), 83—84, 92—93
 Rok świetlny, 192
 Roll, P.G., 75—76, 90, 178
 Rotacyjny stan rodnika CN, 84, 92—93
 Rozkład Plancka, 81—83, 90, 91, 94, 192
 Rozkład Rayleigha-Jeansa, 83
 Rozmiary Wszechświata, 49—50, 59—60, 64, 103, 130
 Rozpad beta, 116
 Rozpad neutronu, 118, 123, 130, 134—136, 168
 Rozszerzanie się Wszechświata, 32, 51—53, 56, 59, 60, 64—66, 110, 124, 125, 128—129, 131, 170
 Równowaga termiczna, 78—82, 88—91, 97, 108, 113—115, 119, 121, 124, 125, 127, 128, 131—132, 136, 158, 171, 192
 Ruch własny, 32, 193
 Ruch Ziemi, 96
 Rutherford, Ernest, lord, 51
 Salam, Abdus, 168
 Salpeter, E.E., 153
 Sandage, Allan, 48, 61
 Saturn (planeta), 35
 Schmidt, Maarten, 50
 Shapley, Harlow, 40
 Sitter, W. de, 54, patrz też: model de Sittera
 Skale czasowe ekspansji Wszechświata, 199—202
 Slipher, Vesto Melvin, 41
 Słońce, 35, 53, 86, 96, 107, 139, 140, 142
 Sód, 35
 Spektralne linie, 34, 41, 53, patrz też: absorpcyjne linie
 Spin, 78, 106, 107, 161, 193
 Stała Boltzmanna, 105—106, 108—109, 129, 183—184
 Stała Hubble'a, 47—51, 58, 59, 129, 130, 176, 186
 Stała kosmologiczna, 54—55, 187
 Stała Newtona, 189
 Stała Plancka, 190
 Stała struktury subtelnej, 160—161, 193
 Stan stacjonarny, 62, patrz też: model stanu stacjonarnego, teoria stanu stacjonarnego
 Stanford (uniwersytet), 165
 Stefana-Boltzmanna prawo, patrz: prawo Stefana-Boltzmanna
 Stosunek liczby fotonów do liczby nukleonów, 27, 97—100, 102, 129, 135, 138—141, 145, 148, 149, 151, 154—155, 156, 172, 178
 Stosunek proton—neutron w bilansie nukleonów, 122, 129—132, 134—136, 144, 147, 149
 Stratton, 165
 Sturluson, Snorri, 23
 Suess, Hans, 151
 Sufi, Abdurrahman al-, 37
 Supernowe, 26, 40, 142, 153—154, 193
 Szczególna teoria względności, 46, 104, 107, 193—194
 Szkłowski, I.S., 93
 Sztuczne satelity Ziemi, 94—96, patrz też: „Echo”, „Copernicus”
 Szum elektryczny, 68—71
 Szum mikrofalowy, 70—72, 81, 89
 Szum radiowy, 68—74, 81, 90
 Światło, 26—27, 34—35, 52, 87, 92, patrz też: prędkość światła
 Średnia droga swobodna, 194
 Średni czas swobodny, 78
 Tayler R.J., 75, 150, 154
 Temperatura anteny, 71
 Temperatura i gęstość neutrin, 206—208
 Temperatura kosmiczna, 109—110, 121, 143, patrz też: temperatura Wszechświata
 Temperatura krytyczna, 169, 194
 Temperatura maksymalna, 163, 164, 194
 Temperatura progowa, 106—111, 120, 124, 126—128, 131, 132, 162, 163, 194
 Temperatura równoważna, 71—74, 81, 90, 96, 97, 151
 Temperatura Wszechświata, 25, 27, 103, 108, 111, 127, 131—134, 137, patrz też: temperatura kosmiczna
 Teoria kwantów, 26, 80, 84
 Teoria stanu stacjonarnego, 51, 155, 194, patrz też: model stanu stacjonarnego
 Teoria (kosmologia) „wielkiego wybuchu”, 24, 52, 74, 148, 149, 153, 155, 156, 187
 Teorie cechowania, 168, 169, 194, patrz też: nieabelowe teorie cechowania
 Tlen, 115
 Tremaine, S.D., 63
 Tryt, 133—134, 194
 Turkevich, Anthony, 153
 Turner, Ken, 72
 „Typowe” galaktyki, 42, 44, 49, 52, 56, 57, 63, 89, 96, 194
 UKF (pasmo), 70
 Układ Słoneczny, 31, 36, 37, 41, 96
 Ultrafioletowe linie absorpcyjne, 141

SPIS RZECZY

Wstęp	5
Przedmowa	17
I Wprowadzenie: olbrzym i krowa	23
II Rozszerzanie się Wszechświata	31
III Reliktyowe promieniowanie mikrofalowe	67
IV Przepis na Wszechświat na gorąco	102
V Pierwsze trzy minuty	126
VI Dygresja historyczna	147
VII Pierwsza jedna setna sekundy	158
VIII Epilog: spojrzenie w przyszłość	175
Tablice	180
Słowniczek	183
Suplement matematyczny	196
Propozycje lektur uzupełniających	209
Indeks	212

- Ultrafioletowe światło, 141
 Uran (pierwiastek), patrz: izotopy uranu
 Urey, Harold, 151
 Ursa Major II (Wielka Niedźwiedzica), 48
 Virgo (Panna), gromada, 47, 186
 Wagoner, Robert, 138—139
 Wapń, 35
 Weiss, Rainier, 96
 Węgiel, 92, 153
 Wężownik (*Ophiuchus*), gwiazdozbiór, 92—93
 Widmo, 34, 35, 39, 91, 92, 141, 160, 163
 Wiek Ziemi, 51
 Wiek Wszechświata, 49, 51, 60, 64, 150, 176
 Wielka Mgławica w Orionie (M 42), 38
 Wilczek, Frank, 165, 167
 Wilkinson, D.T., 75—76, 90, 178
 Wilson, Robert W., 68—74, 76, 80, 83—85, 88—90, 138, 150, 156
 Wisconsin (uniwersytet), 170
 Wodór, 28, 63, 73, 74, 85, 114—
 —115, 137, 138, 140, 141, 147, 149, 151, 154, 195
 Wollaston, William Hyde, 34
 Woolf, N.J., 93
 Wright, Thomas, 36—38
 Wszechświat: po 0,11 s., 131; po 1,09 s., 131—132; po 13,82 s., 132—134; po trzech minutach i dwu sekundach, 134; po 34 min. 40 s., 137; po 700 tys. lat, 137—138
 Wykresy Feynmana, 160—161, 169, 185
 Wzór Einsteina: $E = mc^2$, 99, 104—105, 128, patrz też: energia spoczynkowa
 Wzór Plancka dla ciała doskonale czarnego, 81—82, 88—90
 Zakres fal widzialnych, 86
 Zasada Kosmologiczna, 42—45, 48, 55, 95, 145, 146, 187
 Zawartość wczesnego Wszechświata, 27—28, 124—125
 Zeldowicz, J.B., 75, 150, 156, 166
 „Zimne obciążenie”, 69, 94—95
 Zweig, George, 164
 Żelazo, 35