

Andrzej Koleżyński

Kosmologiczna strzałka czasu

Zagadnienie strzałki czasu, wyróżnionego kierunku na osi czasu, wiąże się nierozzerwalnie z intuicyjną asymetrią pomiędzy przeszłością i przyszłością: doświadczamy temporalnego porządku świata na każdym kroku – jeśli dwa zdarzenia nie są równoczesne, to jedno z nich jest wcześniejsze od drugiego, jeśli jedno ze zdarzeń jest przyczyną drugiego, to jest wcześniejsze od niego (pomijamy tutaj problemy związane z uzgodnieniem kolejności zachodzenia zdarzeń, obserwowanych przez różnych obserwatorów, występujące w teorii względności). Co więcej, inaczej widzimy nasz dostęp do przeszłości (jest przez nas pamiętana) i przyszłości (możemy ją tylko starać się przewidywać). Problemy ze strzałką czasu pojawiają się, gdy zaczynamy szukać fizycznych wyjaśnień tej intuicyjnej asymetrii. Natychmiast też napotykamy trudność, wynikającą z naszej antropocentrycznej perspektywy – różnica pomiędzy przeszłością i przyszłością jest tak głęboko zakorzeniona w naszym języku i umysłach, że bardzo trudno jest nam zapomnieć o tych asymetrycznych założeniach. Dyskusje filozoficzne na ten temat, są zwykle umieszczane pod nazwą „problemu kierunku czasu”, tak jakbyśmy byli w stanie znaleźć wyłącznie fizyczne kryterium, jednoznacznie definiujące kierunek czasu, identyfikowany z tym, co nazywamy „przyszłością”. Niestety w fizyce nie ma niczego, co odróżniałoby w sposób niearbitralny przeszłość od przyszłości, tak jak my je pojmujemy. Mogłoby się wydawać, że fizyka niejawnie zakłada to rozróżnienie, używając asymetrycznych wyrażen czasowych, np. „stożek świetlny przyszłości”, „warunki początkowe” itp., tak wszakże nie jest. W dyskusjach dotyczących strzałki czasu, koncepcjami najczęściej przywoływanymi są nieodwracalność i niezmienniczość względem czasu (symetria). Niezmienniczość względem czasu jest własnością

praw – mówiąc w uproszczeniu, prawo jest symetryczne względem czasu, jeśli opisujące je równanie nie zmienia się pod wpływem zamiany t , na $-t$. Nieodwracalność natomiast, jest własnością procesu – proces jest nieodwracalny (ponownie mówiąc w uproszczeniu), jeśli jest obserwowany zawsze w takim samym czasowym porządku, a nigdy odwrotnie.

Problem nieodwracalności wiąże się z następującym pytaniem: w jaki sposób procesy nieodwracalne, można wyjaśnić za pomocą symetrycznych względem czasu praw? Jak to możliwe, że na poziomie makroskopowym, obserwujemy zjawiska asymetryczne w czasie (np. możemy obserwować topnienie kostek lodu w szklance z wodą, ale spontaniczne tworzenie się kostek lodu z wody już nie; mieszanie się gazów o różnych temperaturach i ustalanie się stanu równowagi, ale nie proces odwrotny), podczas gdy prawa dynamiczne, rządzące w skali mikro zachowaniem składników takich układów są niezdolne do odróżniania przeszłości od przyszłości? Jak czasowa symetria praw, może prowadzić do czasowej asymetrii procesów? W odpowiedzi na te pytania, może nam pomóc termodynamika, przy pomocy pojęcia entropii.

Koncepcja entropii pojawiła się w naukach fizycznych w XIX wieku, za sprawą termodynamiki i rozwoju fizyki statystycznej. Pojęcie to zostało wprowadzone do termodynamiki, do opisu stanu równowagi i ewolucji układów termodynamicznych. Rozwój teorii podążał dwiema, dosyć odległymi pojęciowo drogami, które połączyły się ostatecznie ze sobą dzięki pracom Boltzmann'a. Historycznie starsza droga, za punkt wyjścia obrała makroskopowy obraz układu termodynamicznego, opisując go za pomocą niewielkiej liczby zmiennych rzeczywistych: temperatury, ciśnienia, objętości właściwej, gęstości masy itp., których wartości określały własności makroskopowe układu w stanie równowagi termodynamicznej. Clausius, korzystając z wcześniejszych prac Carnota, wprowadził po raz pierwszy w 1867 roku matematyczną wielkość S , którą nazywał *entropią*. Wielkość ta opisywała wymianę ciepła, jaka wystę-

puje w procesach cieplnych poprzez wyrażenie postaci:

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

Q oznacza tutaj ilość ciepła, a T jest temperaturą (w skali Kelvina), w której opisywany proces wymiany ciepła zachodzi. Dalsze prace na tej drodze prowadzili m. in. Gibbs, Planck.

Druga droga, za punkt wyjścia obrała mikroskopowy obraz przyrody, w którym zjawiska makroskopowe są wyprowadzane z dynamiki układów mikroskopowych: dowolny stan makroskopowy, reprezentowany jest przez wiele mikrostanów, tzn. różne konfiguracje ruchów cząsteczkowych. Dodatkowo, różne stany makroskopowe, mogą być osiągnięte przez znacząco różne liczby odpowiadających im mikrostanów. Stanem równowagowym jest ten stan makroskopowy, którego pojawienie się jest najbardziej prawdopodobne, tzn. ma on największą liczbę odpowiadających mu mikrostanów. Tę drogę obrali m.in. Boltzmann i Maxwell. Boltzmann twierdził, że zdefiniowana przez Clausiusa entropia, związana z układem termodynamicznym w stanie równowagi, jest proporcjonalna do logarytmu naturalnego z liczby mikrostanów W , tworzących dany makroskopowy stan równowagowy:

$$S = k \ln W$$

Warto zauważyć, że pojawia się tutaj (nie wprost wyrażona) idea, relacji pomiędzy zakodowaną informacją, opisującą mikrostany i złożonością układu.

Oba opisane podejścia do zagadnienia entropii, doprowadziły do głębszego wejrzenia w naturę procesów termodynamicznych (jak również innych, mikroskopowych procesów nieprzewidywalnych), a w następnych latach wywarły istotny wpływ na wiele gałęzi matematyki (procesy stochastyczne, informacja i kodowanie, analiza danych, układy dynamiczne i teoria ergodyczna itp.).

Gdy Boltzmann rozwinął probabilistyczną wersję swojej teorii, musiał zmierzyć się z nowym wyzwaniem – jak wyjaśnić wyso-

ce nieprawdopodobny, aktualny stan naszego świata? Aby odpowiedzieć na to pytanie, Boltzmann (przy pomocy drugiej zasady termodynamiki) zaoferował pierwsze kosmologiczne podejście do problemu: wszechświat dąży do stanu równowagi, w którym jego entropia osiągnie maksimum. Odtąd tradycyjna dyskusja dotycząca strzałki czasu w kosmologii, zwykle wiązała kierunek czasu od przeszłości do przyszłości, z gradientem entropii wszechświata – zakładano, że jedynym sposobem rozróżnienia dwóch kierunków temporalnych, jest zastosowanie drugiej zasady termodynamiki. Termodynamika dostarcza fundamentalnego kryterium dla czasowej asymetrii, a wszystkie strzałki czasu (jeśli, jak niektórzy twierdzą, takowe istnieją), muszą w jakimś sensie wywodzić się z tej jednej, entropicznej. Hans Reichenbach¹, w swojej klasycznej pracy *The Direction of Time*, zdefiniował kierunek czasu w przyszłość, poprzez wzrost entropii w większości głównych podsystemów układu (systemów izolowanych przez pewien czas od systemu globalnego). Zdawał on sobie jednak świetnie sprawę, (podobnie zresztą jak Boltzmann) z tzw. paradoksu odwracalności Loschmidta i paradoksu Zermello. Paradoks Loschmidta dotyczy niemożności zastosowania doskonale symetrycznych czasowo praw dynamiki, do wyjaśnienia asymetrycznych procesów makroskopowych i drugiej zasady termodynamiki. Załóżmy, że potrafimy opisać ruch wszystkich cząsteczek gazu w pojemniku, umieszczonych początkowo w jednej jego części. Po jakimś czasie, wszystkie cząsteczki będą rozmieszczone jednorodnie w całej objętości pojemnika. Każda cząsteczka opisana jest w pełni symetrycznym względem czasu równaniem, możemy więc bez przeszkód zamienić znak czasu w tym równaniu i otrzymamy opis układu, w którym, zgodnie z równaniami opisującymi ruchy poszczególnych cząsteczek, cząsteczki te dążą do skupienia się w jednej części pojemnika. Z punktu widzenia praw ruchu, wszystko jest w należytym porządku, obie sytuacje są jednakowo uprawnione, ale w rzeczywistości drugiej sytuacji nigdy

¹ Reichenbach, H. (1956), *The Direction of Time*, University of California Press, Berkeley.

nie obserwujemy. Zarówno równania kinetyczne, jak i II zasada termodynamiki są powszechnie akceptowanymi prawami fizycznymi, popartymi wieloma danymi eksperymentalnymi, a mimo to wydają się być ze sobą sprzeczne.

Drugi paradoks jest odrobinę trudniejszy do wyjaśnienia. Aby to uczynić, musimy wprowadzić pojęcie przestrzeni fazowej. Stan każdego klasycznego układu cząstek, możemy opisać za pomocą zbioru wartości położeń i pędów, określonych dla każdej cząstki. Stan ten w specjalnej wielowymiarowej przestrzeni, zwanej przestrzenią fazową, jest reprezentowany przez pojedynczy punkt. Jeśli dokonamy podziału przestrzeni fazowej w taki sposób, że w każdej komórce (części tej przestrzeni) znajdują się punkty opisujące mikrostany odpowiadające identycznym stanom makroskopowym, to okaże się, że niektóre z tych komórek są nieporównywalnie większe od innych, a największa komórka odpowiada makroskopowemu stanowi równowagi. Dla takiej przestrzeni fazowej, paradoks Zermello można przedstawić następująco: jeżeli stan układu termodynamicznego zmienia się przypadkowo, „podróżując” po całej przestrzeni fazowej, to istnieje skończone prawdopodobieństwo, że układ znajdzie się w stanie o bardzo niskiej entropii. Jednakże takich sytuacji nie obserwujemy – rozbita szklanka nie zmienia się w całą szklankę, jajecznicza nie zmienia się z powrotem w jajko, mimo, że teoretycznie takie zdarzenia mogłyby zajść.

Oba paradoksy można podsumować następująco: jeśli dla układu znajdującego się w stanie o entropii mniejszej niż maksymalna, jest niezwykle prawdopodobne, że ewoluuje w przyszłości do stanu o wyższej entropii, to równie niezwykle prawdopodobne jest, że układ ten ewoluował z przeszłości, w której znajdował się w stanie o większej entropii. Z drugiej strony, jeśli w układzie izolowanym, dla dowolnego stanu układu, układ w przyszłości ponownie znajdzie się w tym samym, lub bardzo mu bliskim stanie, to entropia nie może monotonicznie maleć w funkcji czasu. Z tego powodu, Reichenbach miał świadomość, że z jego definicji nie wynika istnienie globalnego

kierunku czasu we wszechświecie. Paul Davies² zmodyfikował definicję Reichenbacha, zakładając, że podsystemy nie są niezależne, jak u Reichenbacha, ale pojawiają się jako wynik łańcucha, czy też hierarchii podsystemów, ekspandujących do coraz rozleglejszych obszarów wszechświata. Stąd początki strzałki czasu, ustalenie jej kierunku, zawsze odnoszą się wstecz do kosmologicznych warunków początkowych. Strzałka czasu istnieje wyłącznie dlatego, że wszechświat miał na początku entropię mniejszą niż maksymalna. Takie podejście opiera się na dwóch założeniach: możliwości przeniesienia wprost pojęcia entropii z termodynamiki do kosmologii oraz istnienia globalnego czasu we wszechświecie. Oba te założenia powodują spore trudności. Definicja entropii w kosmologii, wciąż jest zagadnieniem niezwykle kontrowersyjnym i nie ma jednolitej opinii fizyków odnośnie tego, jak zdefiniować globalną entropię wszechświata. Zwykle posługujemy się entropią powiązaną z materią i promieniowaniem, gdyż nie wiadomo do końca, jak zdefiniować entropię związaną z polem grawitacyjnym. Drugie założenie stwarza rzeczywiste problemy, gdy uwzględnimy ogólną teorię względności – czas staje się jednym z wymiarów czterowymiarowej struktury czasoprzestrzennej, opisującej nasz wszechświat i trudno za jego pomocą opisywać dynamikę, w sposób analogiczny jak w fizyce klasycznej.

Niezależnie od powyższych uwag, jedno wydaje się być pewne – jeśli druga zasada termodynamiki jest prawdziwa w skali całego wszechświata (a wszystko wskazuje na to że tak właśnie jest), to wszechświat musiał na początku charakteryzować się nieprawdopodobnie niską entropią.

Wśród kosmologów panuje obecnie powszechna zgoda, co do tego, że wszechświat na początku był bardzo jednorodny i izotropowy. Obserwacje niejednorodności temperatury mikrofalowego promieniowania tła pokazują, że ok. 300 000 lat po Wielkim Wybuchu,

² Davies, P. C. W. (1994), „Stirring Up Trouble”, in Halliwell, J. J., Pérez-Mercader, J. and Zurek, W. H. (eds.), *Physical Origins of Time Asymmetry*, Cambridge University Press, Cambridge.

wszechświat był w stanie bliskim równowadze termodynamicznej, a niejednorodności temperatury i gęstości były rzędu jednej stutysięcznej. Naiwnie można by sądzić, że skoro wszechświat był na początku w stanie bliskim maksymalnej entropii, a druga zasada wymaga, aby stan początkowy odpowiadał minimum entropii, to druga zasada nie może być zachowana. Równocześnie dzięki grawitacji, niewielkie niejednorodności gęstości energii i temperatury zaczęły narastać i ostatecznie doprowadziły do powstania takich struktur, jak galaktyki, gwiazdy i planety. Ta ewolucja w kierunku większej niejednorodności zarówno gęstości energii (materii) i temperatury, zgodnie z wcześniejszym stwierdzeniem, wydaje się łamać drugą zasadę termodynamiki poprzez zmniejszenie entropii. Rozwiązaniem tego pozornego paradoksu jest entropia grawitacyjna. Wielkość ta, została po raz pierwszy wprowadzona przez Rogera Penrose'a w latach siedemdziesiątych XX wieku, w trakcie badania przez niego własności pierwotnej osobliwości wszechświata. Wielkość ta jest interpretowana jako wewnętrzna entropia pola grawitacyjnego i uwzględnia jego zawsze przyciągającą naturę, przez co entropia ta rośnie zawsze, gdy dochodzi do zagęszczenia materii pod wpływem pola grawitacyjnego. Jeśli teraz suma zwykłej entropii termodynamicznej, oraz entropii grawitacyjnej rośnie podczas grawitacyjnego zapadania gazu, druga zasada termodynamiki pozostaje zachowana.

Czym jednak jest entropia grawitacyjna? Jak ją zdefiniować? Pewien ogłąd daje nam przeprowadzona przez Hawkinga i Benkesteina analiza układów charakteryzujących się statycznymi lub stacjonarnymi czasoprzestrzeniami z horyzontem zdarzeń. W przypadku czarnych dziur, entropia jest proporcjonalna do powierzchni horyzontu zdarzeń danej czarnej dziury i wewnątrz niej ma wartość maksymalną. Zatem zapadająca się grawitacyjnie gwiazda tworząca czarną dziurę, osiąga równowagę z maksymalną możliwą dla niej entropią. Wciąż nie wiadomo jednak, czy dla układów z niestacjonarnymi czasoprzestrzeniami (a takie układy są dla nas najbardziej interesujące), można w sposób analogiczny zdefiniować entropię

gravitacyjną. Rozwiązanie tego problemu wymaga uwzględnienia i wyliczenia wszystkich potencjalnych wkładów do entropii grawitacyjnej: kwantowych, klasycznych, geometrycznych, topologicznych, termicznych, dynamicznych itp. Należy też uwzględnić wpływ potencjalnych zdarzeń zachodzących w trakcie ewolucji wszechświata (np. inflacji). Wszystko to prowadzi do wniosku, że być może cała koncepcja strzałki czasu opiera się na koncepcji entropii grawitacyjnej i stąd odsyła nas do nierozwiązanych, fundamentalnych zagadnień pochodzenia czasu i natury początkowego stanu wszechświata.

Spróbujmy zastanowić się teraz, w jaki sposób można by zdefiniować entropię grawitacyjną. Jak wiadomo, grawitacja ma tendencję do wzmacniania niewielkich niejednorodności w rozkładzie materii (jednorodności te były bardzo małe – rzędu jednej stutysięcznej na początku wszechświata). Jeśli istnieje entropia grawitacyjna, rosnąca wraz ze wzrostem niejednorodności grawitacyjnych, to powinna zerować się (lub mieć wartość bardzo bliską zeru) dla homogenicznej i izotropowej metryki czasoprzestrzeni i przyjmować wartość maksymalną dla czarnej dziury o takiej samej masie. To spostrzeżenie doprowadziło niektórych kosmologów (w tym Rogera Penrose’a) do sformułowania postulatu, że dowolna, proponowana miara entropii grawitacyjnej winna być proporcjonalna do odchylenia wszechświata od modelu Friedmanna-Robertsona-Walkera. Ponieważ entropia wszechświata jest obecnie stosunkowo mała w porównaniu z potencjalnym maksimum, a w przeszłości musiała być jeszcze dużo mniejsza, to (biorąc pod uwagę powyższy postulat) można założyć, że początkowy stan wszechświata miał entropię równą zeru i był wszechświatem FRW z dokładnością do drobnych kwantowych fluktuacji grawitacyjnych.

Na bazie tych obserwacji Penrose zasugerował, aby tensor krzywizny Weyla (jeden z dwóch – obok tensora Ricciego – składowych tensora krzywizny Riemanna; tensor Weyla określa odkształcenia i efekty pływowe czasoprzestrzeni przy zachowanej objętości, a tensor Ricciego zmianę jej objętości) powinien być bardzo mały w

pobliżu początkowej osobliwości, a następnie rosnać, zachowując się jak porządna miara entropii grawitacyjnej. Innymi słowy, Penrose zaproponował, aby jako miarę entropii grawitacyjnej przyjąć tensor Weyla.

Hipoteza krzywizny Weyla, jest asymetryczna względem czasu i stosuje się tylko do osobliwości typu początkowego, jak Wielki Wybuch. W przypadku wszechświata zamkniętego, wartość tensora Weyla wynosi zero na początku i rośnie do nieskończoności, gdy zbliżamy się do osobliwości końcowej, powstałej w wyniku kurczenia się wszechświata, a więc w sposób jednoznaczny określa kierunek upływu czasu. Pomysł Penrose'a, mimo, że interesujący, nie rozwiązuje problemu unikalności naszego wszechświata. Zauważa to sam Penrose, omawiając ten problem w książkach *Nowy umysł cesarza*³ (str. 379) oraz *Road to Reality*⁴ (str. 730) i przedstawiając obrazek Stwórcy, który musi w przestrzeni fazowej wybrać spośród $10^{10^{123}}$ punktów, dokładnie ten jeden, odpowiadający naszemu wszechświatowi. Nie podaje jednak odpowiedzi na pytanie, dlaczego nasz wszechświat miał bardzo małą entropię na początku, ograniczając się do wskazówki, że odpowiedzi na to pytanie należy szukać w (nieistniejącej jeszcze) kosmologii kwantowej.

Istnieje obecnie alternatywne wyjaśnienie niskiej entropii początkowej wszechświata, oparte o standardowy, inflacyjny model kosmologiczny. Brian Greene w swojej pięknej książce pt. „Struktura kosmosu”⁵, szczegółowo omawia ten problem (str. 345 i nast.)

W skrócie idea pomysłu jest następująca: Model Standardowy opisuje w sposób bardzo precyzyjny ewolucję wszechświata od bardzo wczesnych chwil jego powstania. Nie potrafi jednak poradzić sobie z wyjaśnieniem dwóch istotnych, sprawdzonych eksperymentalnie własności naszego wszechświata: jego jednorodności

³ Penrose, R. (2000), *Nowy umysł cesarza. Cienie umysłu, Makroświat, mikroświat i ludzki umysł.*, Wydawnictwo Naukowe PWN.

⁴ Penrose, R. (2005), *Road to Reality. A Complete Guide to the Laws of the Universe*, Alfred A. Knopf Inc.

⁵ Greene B., (2006), *Struktura kosmosu. Przestrzeń, czas i struktura rzeczywistości*, Prószyński i S-ka.

(i związany z nim problem horyzontu) w początkowym okresie po Wielkim Wybuchu i jego płaskości.

Horyzont kosmiczny, to obszar sięgający do najodleglejszych regionów przestrzeni, ale zarazem znajdujących się wystarczająco blisko danego punktu, dla którego definiujemy horyzont, aby dowolne punkty wewnątrz tego obszaru zdążyły wymienić z danym punktem sygnały świetlne w czasie, jaki upłynął od Wielkiego Wybuchu. Problem horyzontu, to wynikająca z obserwacji zagadka, polegająca na tym, że obszary, które nigdy nie mogły się ze sobą komunikować, ani wywierać na siebie jakiegokolwiek wpływu (znajdujące się względem siebie poza horyzontem zdarzeń), z niewiadomych przyczyn osiągnęły niemal jednakową temperaturę (z dokładnością do jednej stutysięcznej).

Drugim problemem, z którym nie radzi sobie Model Standardowy, jest kształt czasoprzestrzeni, a dokładniej jego prawie doskonała płaskość, która wymaga bardzo precyzyjnie określonej całkowitej gęstości masy i energii w całym wszechświecie – gęstości krytycznej, wynoszącej ok. 5 atomów wodoru na metr sześcienny. Gdyby gęstość wszechświata była chociaż trochę większa lub mniejsza od gęstości krytycznej, to krzywizna wszechświata byłaby albo dodatnia (wszechświat zamknięty) lub ujemna (wszechświat otwarty). Dodatkową trudność stanowi bardzo silny wpływ na aktualną gęstość ekspansji wszechświata – przykładowo, jeśli w sekundę po Wielkim Wybuchu wszechświat miał gęstość krytyczną równą 99,99 % gęstości krytycznej, to zgodnie z obliczeniami, do chwili obecnej jego gęstość zmalałaby do ok. jednej stumiliardowej gęstości krytycznej. Wszystkie pomiary obecnej gęstości materii we wszechświecie pokazują, że całkowita ilość masy, energii i ciemnej materii wynosi ok. 30% gęstości krytycznej (brakujące 70 %, jak podejrzewa się stanowi ciemna energia – egzotyczna energia jednorodnie wypełniająca cały wszechświat, odpowiadająca za grawitacyjne odpychanie i obecne przyspieszanie rozszerzania się wszechświata), a więc na początku musiała być prawie idealnie równa wartości gęstości krytycznej.

Rozwiązanie tych problemów Modelu Standardowego zaproponował Alan Guth, wprowadzając pojęcie inflacji – gwałtownego, trwającego tylko ok. 10^{-35} sekundy, rozszerzania się wszechświata w chwilę po wielkim Wybuchu, wskutek czego wszechświat powiększył się o czynnik skali co najmniej 10^{30} . Taki proces gwałtownego rozszerzania się wszechświata spowodował, że cała dostępna naszej obserwacji część wszechświata, znajdowała się przed etapem inflacji w kontakcie przyczynowym (wyjaśnia to jednorodność wszechświata i problem horyzontu), a gwałtowna ekspansja spowodowała, że nawet jeśli wczesny wszechświat miał gęstość masy/energii odbiegającą od wartości krytycznej i czasoprzestrzeń była zakrzywiona, to w wyniku inflacji, część przestrzeni do której mamy dostęp została rozciągnięta i osiągnęła płaski kształt, a gęstość masy/energii zbliżyła się do wartości krytycznej.

Model inflacyjny pozwala nam wyjaśnić źródło niskiej entropii we wczesnym etapie ekspansji wszechświata. Istnieją silne dowody, że materia była wtedy rozmieszczona w przestrzeni bardzo jednorodnie. Normalnie taki stan charakteryzowałby się wysoką entropią i nie wymagał wyjaśnienia. Gdy jednak do głosu dochodzi grawitacja, jednorodny rozkład materii jest rzadkim, trudnym do wytłumaczenia, nietypowym przypadkiem, o niskiej entropii, ponieważ grawitacja powoduje grupowanie się materii. Gdy uwzględnimy procesy inflacyjne, to okazuje się, że cała czasoprzestrzeń została rozciągnięta tak silnie, że wszelkie zaburzenia i niejednorodności zostały wygładzone. Co więcej, ponieważ objętość wszechświata wzrosła w trakcie etapu inflacyjnego o olbrzymi czynnik, to gęstość wszelkich grudek materii dramatycznie się zmniejszyła. Tak więc, pod koniec wybuchu inflacyjnego, rozmiary wszechświata wzrastają drastycznie, każda niejednorodność krzywizny przestrzeni zostaje rozciągnięta i wygładzona, a wszelkie początkowe zaburzenia w rozkładzie materii zostają rozrzedzone do tego stopnia, że praktycznie tracą znaczenie. Prowadzi to do drastycznego obniżenia całkowitej entropii (w trakcie wybuchu inflacyjnego całkowita entropia wzrasta, ale znacznie mniej niż by mogła – pod

koniec fazy inflacyjnej przestrzeń została rozciągnięta i wygładzona, a więc grawitacyjny wkład do entropii – entropii związanej z możliwością powstania zaburzonego, nieuporządkowanego, niejednorodnego kształtu przestrzeni był minimalny). Pojawienie się w wyniku inflacji ogromnej ilości cząstek materii i promieniowania (ok. 10^{80}) spowodowało, że mimo spadku entropii grawitacyjnej, całkowita entropia wzrosła. Jednakże wybuch inflacyjny, dzięki wygładzeniu przestrzeni i zapewnieniu jednorodnego, gładkiego pola grawitacyjnego i niskiej entropii, wytworzył olbrzymią różnicę między rzeczywistym i możliwym wkładem entropii grawitacyjnej do entropii całkowitej wszechświata. Całkowita entropia wzrosła w wyniku inflacji, ale o niezbyt dużą wartość w porównaniu z możliwym wzrostem jej wartości. Od czasu inflacji, grawitacja próbuje nadrobić tę różnicę entropii – każde zwiększenie zagęszczenia materii, prowadzi do wzrostu entropii grawitacyjnej i powolnego zbliżania się do możliwego maksimum. W tym sensie inflacja jest mechanizmem, który wytworzył rozległy wszechświat o stosunkowo niskiej entropii grawitacyjnej, tworząc zarazem miejsce, w którym przez następne miliardy lat następowało grawitacyjne zagęszczenie materii, obserwowane przez nas obecnie.

Inflacja wyjaśnia więc niską entropię w początkowym okresie po Wielkim Wybuchu i związany z tym kierunek upływu czasu. Problem strzałki czasu nie zostaje jednak całkowicie rozwiązany – pozostaje pytanie, co spowodowało inflację i pojawienie się strzałki czasu. Jedną z odpowiedzi jest przypadek – przypadkowa fluktuacja we wczesnym wszechświecie powoduje, że pole inflatonowe osiąga w jednym miejscu wystarczającą wartość, dając początek wybuchowi inflacyjnej ekspansji (według obliczeń, wystarczy bardzo mały fragment, o rozmiarach ok. 10^{-26} centymetra, aby inflacja rozciągnęła go do rozmiarów większych niż obserwowany dzisiaj wszechświat). Zamiast więc zakładać, że warunki we wczesnym wszechświecie były odpowiednie, aby ekspansja inflacyjna wystąpiła, dochodzimy do wniosku, że warunki te zostały zapoczątkowane dzięki pojawieniu się niezmiernie małej fluktuacji o masie zaled-

wie 10 kilogramów w zwykłym, niczym niewyróżniającym się, nieuporządkowanym otoczeniu. Takie wyjaśnienie przypomina nieco przypuszczenie sformułowane przez Boltzmann, który sugerował, że wszystko, co widzimy obecnie, zaistniało jako rzadka, ale spodziewana od czasu do czasu fluktuacja wśród całkowitego chaosu. Problem w pierwotnym sformułowaniu tego przypuszczenia polegał jednak na tym, że nie potrafiło ono wyjaśnić, dlaczego ta fluktuacja posunęła się aż tak daleko, by utworzyć wszechświat dużo bardziej uporządkowany niż jest to konieczne, aby chociażby podtrzymać życie, jakie znamy. Co więcej, ponieważ entropia średnio rzecz biorąc rośnie, to takie rozumowanie sugeruje, że o wiele bardziej prawdopodobna byłaby sytuacja, w której cały wszechświat powstał w obecnej postaci chwilę wcześniej – jest to spowodowane tym, że im dawniej wystąpiła fluktuacja, tym niższą entropię musiała osiągnąć, stąd im bardziej cofamy się w czasie, tym bardziej nieprawdopodobna jest wymagana fluktuacja. Inflacyjne ujęcie idei Boltzmann ma tę zaletę, że początkowo mała fluktuacja, w nieunikniony sposób prowadzi do olbrzymiego, uporządkowanego wszechświata, jaki znamy. Idąc dalej tym tokiem rozumowania, można, jak to zaproponował Andriej Linde, wyobrazić sobie sytuację, w której obszarów o odpowiednio dużej fluktuacji jest więcej i nasz wszechświat jest tylko jednym z wielu wszechświatów, jakie powstały i być może wciąż powstają.

Czy zatem problem strzałki czasu został ostatecznie rozwiązany? Jeśli model inflacyjny okaże się być prawdziwy, to w zasadzie tak, chociaż pozostaje jeden, nierozwiązany problem – określenia wielkości prawdopodobieństwa zapoczątkowania inflacji, czego ze względu na brak informacji o tym, jakie warunki panowały w okresie przedinflacyjnym, nie jesteśmy w stanie przekonująco uczynić. Każda próba obliczenia tego prawdopodobieństwa zależy silnie od przyjętych założeń. Ze względu na ten brak, możemy jedynie stwierdzić, że model inflacyjny proponuje formalizm o dużej mocy wyjaśniającej, łączący odległe na pozór problemy – horyzontu, płaskości czasoprzestrzeni, niskiej entropii wczesnego wszechświa-

ta i proponuje jedno, spójne rozwiązanie, dotyczące ich wszystkich. Dopóki jednak nie mamy teorii opisującej wszechświat na samym początku, gdy panowały ekstremalne warunki, w których ogólna teoria względności się załamuje, to pozostaje nam uznać ten model za bardzo prawdopodobne, ale nie ostateczne, wyjaśnienie dynamiki wszechświata i rozwiązanie problemu kierunku czasu. Obecnie istnieje kilka poważnych kandydatów na taką teorię (teoria superstrun, a dokładniej m-bran, teoria twistorów, geometria nieprzemienialna), ale wszystkie te teorie wymagają jeszcze wiele wysiłku pracujących nad nimi fizyków, aby przyjęły taką postać, by można je było uznać za wyjaśniające w sposób satysfakcjonujący i wiarygodny początki naszego Wszechświata.