MICHAŁ HELLER

POCZĄTEK JEST WSZĘDZIE. NOWA HIPOTEZA POCHODZENIA WSZECHŚWIATA

(wyd. orygin. 2002)

SPIS TREŚCI:

Uwagi bibliograficzne

Spis treści / Dalej

WSTĘP

Jednym z największych osiągnięć XX wieku jest niewątpliwie stworzenie kosmologii – nauki o Wszechświecie w jego największej skali, zarówno przestrzennej, jak i czasowej. Wszechświat interesował człowieka od zawsze, ale aż do początku minionego stulecia wiedza o nim tonęła w domysłach i niepewności. Gdy zaczynał się XX wiek, nie wiedziano jeszcze na pewno, czy istnieją galaktyki i czy fizykę newtonowską można stosować poza naszym Układem Słonecznym bez żadnych "dodatkowych poprawek". Potem nastąpił gwałtowny rozwój – równolegle w teorii i obserwacjach. Istotny postęp stanowiła ogólna teoria względności i zbudowane na jej podstawie pierwsze modele kosmologiczne. To one przepowiedziały, że Kosmos nie jest tworem statycznym, lecz rozszerza się od supergęstego stanu, który – może zbyt pospiesznie – utożsamiono z początkiem Wszechświata. W tym samym mniej więcej czasie zaczęto badać pierwsze, zidentyfikowane już ponad wszelką wątpliwość, galaktyki i wkrótce Edwin Hubble ustalił, że uciekają one od siebie nawzajem z ciągle rosnącymi prędkościami. To był pierwszy ważny fakt o znaczeniu kosmologicznym – Wszechświat się rozszerza.

Druga połowa XX stulecia przyniosła dalsze osiągnięcia zarówno teoretyczne, jak i obserwacyjne. W teorii stosowano coraz bardziej wyrafinowane metody matematyczne, a dzięki ogromnemu postępowi technicznemu (era komputerów, elektroniki i sztucznych satelitów) możliwe stały się też coraz precyzyjniejsze badania obserwacyjne Wszechświata. Napływ danych – teoretycznych i obserwacyjnych – stał się tak duży, że zaczął powstawać wiarygodny obraz wielkoskalowej struktury i ewolucji Wszechświata. Przełomowym stało się odkrycie, w połowie lat sześćdziesiątych, mikrofalowego promieniowania tlą, zinterpretowanego jako pozostałość po Wielkim Wybuchu. Badanie fizycznych właściwości tego promieniowania pozwoliło kosmologom zrekonstruować procesy, jakie dokonywały się w bardzo młodym Wszechświecie. Lata siedemdziesiąte i osiemdziesiąte były świadkiem konsolidowania się standardowego modelu kosmologicznego. Ostatnia dekada stulecia przyniosła postęp w technikach obserwacyjnych, który przeszedł wszelkie oczekiwania. Misja satelity COBE i Kosmicznego Teleskopu Hubble'a – pierwszego dużego obserwatorium astronomicznego na okołoziemskiej orbicie – stały się wręcz symbolami tego postępu. Satelita COBE wykonał bardzo precyzyjne pomiary mikrofalowego promieniowania tła, co pozwoliło sporządzić mapę Wszechświata z okresu znacznie wyprzedzającego powstanie pierwszych galaktyk. Teleskop Hubble'a ciągle jeszcze dostarcza rewelacyjnych zdjęć Kosmosu; znajduje się wśród nich słynne "głębokie pole Hubble'a", na którym widać formowanie się najstarszych galaktyk. Z dużym poczuciem bezpieczeństwa możemy powiedzieć, iż przekazujemy następnym stuleciom dobrze ustalony obraz Wszechświata w Jego największej dostępnej nam skali: od bardzo gęstych, wczesnych etapów, kiedy to m.in. zadecydował się atomowy i chemiczny sktad dzisiejszego Kosmosu; poprzez fazę, w której w przestrzeni dominowało promieniowanie elektromagnetyczne; epokę powstawania galaktyk i ich gromad; aż do ery. którą możemy nazwać "kosmicznym dziś" – to w niej powstały planety i zapoczątkowana została biochemiczna ewolucja.

Nie znaczy to, oczywiście, że nie ma już problemów nierozwiązanych. Wręcz przeciwnie, działa tu prawidłowość dobrze znana z historii nauki: każda tajemnica wyrwana przyrodzie stawia nowe znaki zapytania. Ogólny obraz Wszechświata odznacza się dziś dużym stopniem wiarygodności, ale "w Jego ramach wciąż pozostaje do rozwiązania wiele kwestii technicznych. Wymienię tylko niektóre z nich: Jaki jest wiek Wszechświata? Czy Wszechświat jest "otwarty", czy "zamknięty"? Czy stała kosmologiczna różni się od zera?

Czy rozszerzanie się Wszechświata przyspiesza się, czy opóźnia? Czym jest tzw. ciemna materia? Zapewne wkrótce niektóre z tych zagadek zostaną rozwiązane, a w ich miejsce pojawią się nowe. Z pewnością standardowy model czekają jeszcze kryzysy i wielkie sukcesy. Będą o nich pisać autorzy książek popularnonaukowych XXI wieku.

W tej książce interesuje mnie inny krąg zagadnień związanych z kosmologią. Oprócz problemów technicznych kosmologia zawsze miała i ma problemy filozoficzne; jest w nie uwikłana w sposób nieunikniony. Co więcej, im lepiej poznajemy Kosmos, tym bardziej natarczywe stają się te uwikłania. Jeśli świat miał początek, to co było przedtem? Co to znaczy "przedtem"? Jaka jest więc natura czasu? To tylko mała próbka pytań; jeśli się ich nawet nie stawia, to tkwią gdzieś w podtekstach naukowych rozważań. I kosmolog nie może zostawić tych pytań filozofom, bo przecież zrozumienie Wszechświata jest jego zadaniem. Zrozumieć Wszechświat to znaczy wyjaśnić go za pomocą praw fizyki, ale pytanie, skąd się wzięły prawa fizyki, prowadzi kosmologa prosto do rozważań filozoficznych.

Nic więc dziwnego, że jest dziś na rynku księgarskim aż tyle książek – pisanych przez kosmologów, fizyków i astronomów – w których często znajdziemy więcej filozofii niż wyników badań naukowych. Można postawić zarzut, że jest to niekiedy filozofia amatorska, że wielu autorom wydaje się, iż z chwilą gdy opuszczają bezpieczny teren teorii naukowych, mogą sobie pozwolić na rozluźnienie rygorów ścisłości. Niemniej mamy do czynienia ze zjawiskiem w znacznej mierze nieuniknionym, albowiem z kolei zawodowi filozofowie, gdy biorą się do kosmologii, wykazują znaczny stopień ignorancji (przejawiającej się głównie w tym, że słowne komentarze uczonych przyjmują za naukowe teorie). W morzu książek złych lub przeciętnych można, oczywiście, znaleźć perły, które warto czytać i analizować. Mam na myśli głównie książki tych autorów, którzy sami dokonali wiele w fizyce lub kosmologii. Ci przede wszystkim dobrze wiedzą, o czym piszą. A ponadto dokonania w nauce zwykle wyrastają z inspiracji, bardzo często mających podłoże filozoficzne. Nawet jeżeli nie jest to filozofia profesjonalna, to w każdym razie ma charakter twórczy, przynajmniej w tym sensie, że doprowadziła ona do wartościowych pomysłów.

Tak to już jest, że gdy ktoś odpowiednio długo i z zaangażowaniem zajmuje się pracą badawczą w kosmologii, prędzej czy później chwyta za pióro lub zasiada do komputera, by spisać przemyślenia, które nieuchronnie rodzą się na marginesie tej pracy. Kosmologia bowiem – jak już wyżej próbowałem pokazać – ma to do siebie, że, z jednej strony, ogromem horyzontów, na jakie się otwiera, pobudza do rozmyślań, wybiegających poza sztywne ramy naukowej metody, a z drugiej strony, w samym sercu jak najbardziej naukowych dociekań stawia pytania, których nie da się rozstrzygnąć bez wycieczek w obszar filozofii. Taka była geneza i tej książki, którą teraz oddaję do rąk Czytelnika.

Fascynacje kosmologią zwykle dotyczą jej wizualnej strony. Wystarczy przyjrzeć się uważniej zdjęciu odległej galaktyki, by doznać filozoficznego zachwytu – kimże jesteśmy w porównaniu z tymi milionami lat świetlnych. A obejrzenie zdjęć przekazanych przez orbitalny teleskop Hubble'a dostarcza także głębokich przeżyć artystycznych, związanych z pięknem, ale i potęgą kosmicznych otchłani. Patrząc coraz dalej, widzimy to, co działo się w coraz odleglejszej przeszłości. Już tylko krok do Początku...

Takie były kiedyś i moje fascynacje kosmologią. Są nadal. Ale dołączyły do nich inne, może Jeszcze głębsze. Piękno Wszechświata tkwi także w matematyce. Nie jest tak, że nastawia się teleskop na wybrany punkt nieba, uruchamia urządzenie rejestrujące fotony (bo już dawno zarzucono zwykłe klisze fotograficzne) i zdjęcie galaktyki lub kwazara gotowe. Cały ten proces ma charakter matematyczny przynajmniej w takim stopniu, w jakim matematyczny jest program, który służy do

jego przeprowadzenia. A zresztą same obrazki okazałyby się bezużyteczne, gdyby nie zawierały informacji, które daje się odszyfrować tylko dzięki zmatematyzowanym modelom. Dla kogoś, kto z tymi modelami przestaje na co dzień, Wszechświat wydaje się bardziej myślą zaklętą w matematyczne formuły niż układem, ciał materialnych czy wielkim zbiornikiem energii. Co więcej, modele matematyczne sięgają tam, gdzie dotychczas nie sięga żaden teleskop. Historia nauki świadczy o tym, że informacje uzyskane w ten sposób trzeba brać na serio. Bardzo często, gdy uda się zbudować instrumenty przedtem nieosiągalne, ukazują one dokładnie to, co matematyczne modele już dawno przepowiedziały.

Matematyczne modele są nie mniej piękne niż zdjęcia z teleskopu Hubble'a. Już Einstein mawiał, że istnieją dwa kryteria prawdziwości zmatematyzowanych teorii: ich zgodność z doświadczeniem i wewnętrzne piękno. Mamy tu więc do czynienia ze swoistym efektem selekcji: można by sądzić, że Wszechświat wybiera tylko piękne modele.

Wszystko to sprawia, że uprawianie kosmologii (czy w ogóle fizyki teoretycznej) jest głębokim, wręcz egzystencjalnym przeżyciem. W każdym razie takim jest dla mnie. I właśnie tym przeżyciem chcę się podzielić z Czytelnikiem na stronicach niniejszej książki. Przyświecają mi dwa cele. Przede wszystkim chciałbym przekazać coś z tego doświadczenia, jakie się zdobywa, obcując z matematycznym pięknem rządzącym Wszechświatem. Żeby to przedsięwzięcie miało szansę powodzenia, potrzebna jest współpraca ze strony Czytelnika. Matematyka odsłania swoje piękno tylko tym, którzy nie boją się wysiłku ścisłego myślenia. Każdy, kto (często nie bez odcienia dumy w glosie) twierdzi, że już w szkole podstawowej miał kłopoty z matematyką, i kto w ten sposób usprawiedliwia swoją niechęć do zrozumienia najprostszych reguł pojęciowych, niech wie, iż pozbawia się "dodatkowego zmysłu", dzięki któremu głębiej widzi się rzeczywistość. A jeżeli zrozumie się najprostsze reguły, to reszta przychodzi już łatwo.

Drugi mój cel jest następujący. Jak już wspomniałem, badania kosmologiczne, zwłaszcza obracające się wokół początku i pochodzenia Wszechświata – co w tej książce interesuje mnie szczególnie – nieuchronnie prowadzą do rozważań filozoficznych. Ale tu czyha niebezpieczna pułapka, w którą wpada wielu autorów książek o kosmologii, a za nimi rzesze czytelników. Najprostsze zagadnienia kosmologiczne wymagają subtelnych i niekiedy bardzo wyrafinowanych metod matematycznych, natomiast wielu autorom wydaje się, że do rozstrzygnięcia trudnych kwestii filozoficznych, w które uwikłana jest kosmologia, wystarczy zdrowy rozsądek. W efekcie Czytelnik otrzymuje rozwiązania tyleż proste, co naiwne, a niekiedy prezentowane z taką swadą i przekonaniem, jakby to były rozstrzygnięcia jedynie możliwe. Chciałbym, żeby ta książka stanowiła przestrogę – a może nawet odstraszała – przed pułapką zbyt łatwej filozofii (na kosmologiczny użytek). Pragnę pokazać, jak bardzo pojęcia filozoficzne, takie jak czas, przestrzeń, przyczyna, są uwikłane w nasze potoczne doświadczenie językowe. Gdy budujemy teorie i modele matematyczne, zwłaszcza dotyczące fundamentalnego poziomu fizyki teoretycznej, aparat matematyczny wymusza na nas odchodzenie od zdroworozsądkowych pojęć. Tylko w ten sposób udało nam się spenetrować świat rządzony prawami mechaniki kwantowej. I cala historia fizyki nowożytnej uczy nas, że nie ma innej drogi prowadzącej do zrozumienia natury Wszechświata na najbardziej podstawowym poziomie.

Pojawia się tu niezwykle trudna kwestia. W świecie bardzo odległym od świata naszego codziennego języka matematyka radzi sobie doskonale. Ale jak przetłumaczyć abstrakcyjne struktury matematyczne na język, w którym się porozumiewamy? A przecież na taki język jesteśmy skazani, gdy tworzymy filozoficzne koncepcje. Jedyna metoda, którą można się posłużyć, polega na bardzo starannej, wręcz rygorystycznej interpretacji matematycznych struktur. Potwierdzeniem tej tezy niech będzie przykład z mojego osobistego doświadczenia. Od dawna interesowałem się matematyczną teorią osobliwości, zwłaszcza tzw. osobliwości początkowej, która jest geometrycznym odpowiednikiem Wielkiego Wybuchu, znanego wszystkim z popularnych opracowań. Nie miejsce tu. by wyjaśniać naturę zagadnienia, na dalszych stronicach niniejszej książki poświęcam tej sprawie wiele uwagi. Dość stwierdzić, że znane metody geometryczne załamywały się podczas wszelkich prób ich zastosowania do opisu początkowej osobliwości, l wówczas dość przypadkowo zapoznałem się z zupełnie nowym działem matematyki, zwanym geometrią nieprzemienną. Moja przygoda rozpoczęła się z chwilą, gdy wraz z moim przyjacielem i współpracownikiem, profesorem Wiesławem Sasinem. spróbowaliśmy potraktować model kosmologiczny razem z osobliwościami jako przestrzeń nieprzemienną. Dało to początek wielu wspólnym pracom, w których nie tylko metodami geometrii nieprzemiennej badaliśmy strukturę osobliwości, lecz również zaproponowaliśmy pewien model połączenia (zunifikowania) ogólnej teorii względności z mechaniką kwantową, także oparty na metodach nieprzemiennych.

Nie twierdzimy, że nasz model jest ostatecznym rozwiązaniem tego jednego z najważniejszych problemów współczesnej fizyki teoretycznej. Z pewnością zawiera zbyt wiełe uproszczeń. a niezbędne do Jego ulepszenia metody obliczeniowe nie zostały jeszcze stworzone. W każdym razie prace nad nim ukazują nową drogę poszukiwań i, być może, są krokiem we właściwym kierunku. Niezależnie jednak od dalszych losów naszego modelu (jego sukcesów lub fiaska?), odgrywa on ważną rolę dydaktyczną. Uczy – może lepiej niż inne znane nam modele – jak istotną rolę odgrywa matematyka w uogólnianiu pojęć należących do naszego zwyczajnego wyposażenia i przystosowywaniu ich do sytuacji, w których nasze potoczne doświadczenie okazuje się całkowicie bezużyteczne. Bo czy można sobie wyobrazić sytuację, w której takie elementarne pojęcia, jak "zajmować pewne miejsce w przestrzeni", "zdarzać się w pewnej chwili", – być indywiduum, dobrze oddzielonym od innych indywiduów", stają się zupełnie bezsensowne? Już od dawna fizycy podejrzewali, że pierwotna epoka Wszechświata była aczasowa i aprzestrzenna. Wskazywały na to rozmaite modele i próby tworzenia fundamentalnych teorii fizycznych. Okazuje się, że wykorzystywana w zaproponowanym przez nas modelu geometria nieprzemienna w zasadzie nie dopuszcza żadnych pojęć lokalnych, a więc takich Jak "miejsce w przestrzeni" czy "chwila w czasie". A mimo to da się na jej podstawie skonstruować piękną fizykę – fizykę bez pojęcia czasu (w jego zwyczajnym sensie jako zbioru chwil). I bynajmniej nie jest to fizyka bezruchu, zastoju, statyczności. Istnieje w niej autentyczna dynamika, ale dynamika uogólniona w porównaniu do tych treści, które zwykle wiążemy z ideą dynamiki.

Nie wyprzedzajmy jednak biegu wydarzeń. O rym wszystkim dowiemy się w dalszych rozdziałach niniejszej książki. Tu jeszcze raz pragnę tylko podkreślić jej filozoficzne przesianie. Żyjemy w świecie makroskopowym i wszystkie nasze pojęcia oraz język, który je wyraża, kształtowały się w oddziaływaniu z makroskopowym światem. Stworzyło to w nas niemal instynktowne przekonanie o konieczności absolutyzowania zarówno pojęć, jak i języka; uważamy, że te same pojęcia i ten sam jeżyk odnoszą się również do obszarów wykraczających poza nasze makroskopowe doświadczenie. Tymi samymi kategoriami myślimy o świecie "nieskończenie małych" (mikrofizyka) i o świecie "nieskończenie wielkich" (kosmologia). Co więcej, jesteśmy nawet skłonni rozciągać te same kategorie pojęciowe i językowe także w stosunku do Boga, jeżeli zdecydujemy się o Nim myśleć lub mówić. A tymczasem jest to błąd. Już mechanika kwantowa powinna nas była nauczyć, że badając świat kwantów, trzeba niekiedy rezygnować z przyzwyczajeń myślowych i językowych. Z trudem przyjmowaliśmy tę lekcję, próbując za pomocą różnych interpretacji dopasować rozważania o strukturach matematycznych mechaniki kwantowej do naszych myślowych stereotypów. Wszelkie próby stworzenia teorii bardziej podstawowej niż mechanika kwantowa są z tego punktu widzenia bezwzględnie jednoznaczne. Jeżeli chcemy odnieść sukces, musimy dać się prowadzić matematyce. Jej nieubłagana logika wiedzie nas, ciągiem kolejnych uogólnień, do pojęciowej siatki coraz bardziej odległej od naszych myślowych przyzwyczajeń, ale znacznie lepiej pasującej do struktury świata. Wciąż uczymy się pokory. Po prostu musimy przyznać, że Wszechświat nie jest skrojony na naszą miarę.

Szczególnie dydaktyczne znaczenie mają pod tym względem pojęcia związane z czasem. Całe nasze życie jest zanurzone w czasie i cały nasz język poddaje się jego rygorom. Gdybyśmy usunęli z języka wszystkie czasowniki, wyrażanie myśli byłoby prawie niemożliwe lub przynajmniej bardzo kalekie. A tymczasem wszystko zdaje się wskazywać na to, że na swoim najbardziej podstawowym poziomie Wszechświat jest bezczasowy. Duża część tej książki sprowadza się do "zmagania z czasem", poszukiwania sposobu na oswojenie naszego myślenia o czasie z tym, czego nie potrafimy w uczasowionym języku wyrazić, a z czym matematyka radzi sobie doskonale.

W tym filozoficznym przesianiu zawiera się też pewna nuta optymizmu: nasze życie naznaczone jest przemijaniem, ale przemijanie nie musi być fundamentalną cechą rzeczywistości. Upływ czasu nie rządzi wszechwładnie całym Wszechświatem.

I jeszcze wyjaśnienie, dlaczego zdecydowałem się na tytuł Początek jest wszędzie. Bo jak inaczej mówić o "początku", jeżeli w pierwotnej fazie Wszechświata nie było czasu i przestrzeni, a znaczenia słów "tu", "tam", "teraz", "przedtem" są ze sobą dokładnie wymieszane? Zresztą zgodnie z naszym obecnym, makroskopowym punktem widzenia, do początku wiodą nas dwie drogi: albo wykorzystując nasze teorie, cofamy się w czasie aż do supergęstego stanu, w którym obowiązywał reżim nieprzemienny; albo kierujemy się w głąb. penetrując coraz to mniejsze odległości, aż dotrzemy do poziomu, w którym pojęcie odległości przestrzennej traci sens, i wówczas jesteśmy już u początku, w nieprzemiennym reżimie. Początek istotnie jest wszędzie, byle tylko teoretyczną myślą – a może kiedyś także odpowiednio potężnym doświadczeniem – docierać odpowiednio głęboko. Teraz dla Czytelnika są to tylko mgliste intuicje. Mam nadzieję, że w trakcie lektury staną się one bardziej zrozumiałe.

Nie muszę dodawać, że lektura tej książki nie okaże się łatwą i lekką rozrywką. Oczywiście, bardzo zależało mi, by wykład był przystępny, ale Czytelnik ze swej strony musi się zdobyć na wysiłek myślenia. Jeżeli się nań zdobędzie, mam nadzieję, że pomogę Mu przeżyć piękną intelektualną przygodę.

I jeszcze jedno. W książce podejmującej zagadnienia naukowe ważne są odnośniki do oryginalnych prac. Odgrywają one rolę swoistej dokumentacji. Nawet Jeżeli Czytelnik nie jest przygotowany, by samodzielnie studiować te prace, ma prawo wiedzieć, gdzie i kiedy się ukazały. Może on być także zainteresowany ich chronologią, a nawet zapragnąć je przekartkować w jakiejś naukowej bibliotece. Nie wspominając już o tym, że książki popularnonaukowe niekiedy czytają także fachowcy, którzy – zainteresowani jakimś szczegółem – mogą zechcieć coś sprawdzić lub poszerzyć swoje wiadomości. Mając to na uwadze, na końcu książki umieściłem Uwagi bibliograficzne do każdego rozdziału. Znajdują się tam odsyłacze do wszystkich prac wzmiankowanych w tekście oraz informacje o innych książkach lub monografiach, które mogą ułatwić dalsze studia.

kwiecień 2002

ROZDZIAŁ 1
CO TO JEST WSZECHŚWIAT?

Niebezpieczne konwencje

Rozważanie dotyczące filozoficznych zagadnień kosmologii musi rozpocząć się od pytania, co to jest Wszechświat [słowo "Wszechświat" piszę dużą literą jako imię własne, gdy oznacza ono nasz Wszechświat; w pozostałych wypadkach pisze je małą litera, podobnie jak przyjęto się pisać "nasza Galaktyka" i "inne galaktyki"]. Lub nieco bardziej skromnie: Co należy rozumieć przez słowo "Wszechświat", kiedy pojawia się ono w tekstach kosmologicznych lub w wypowiedziach kosmologów? Jak zwykle gdy idzie

0 rozumienie wyrazów, w każdym ustaleniu mieści się duży element konwencji. Jednak tym razem od tej konwencji zbyt wiele zależy, by nie przejmować się jej skutkami. Niech następujący przykład będzie uzasadnieniem tego twierdzenia.

Od lat trzydziestych ubiegłego stulecia teoria względności

kosmologia relatywistyczna były w Związku Radzieckim naukami zakazanymi. Znany rosyjski kosmolog Jaków B. Zeldowicz wspomniał mi kiedyś mimochodem, że Aleksander A. Friedman, którego jeszcze wielokrotnie spotkamy na kartach tej książki, "miał szczęście, ponieważ umarł wcześniej na zarazę, panującą wówczas w Piotrogrodzie". Uwagę tę zrozumiałem znacznie później, gdy w Związku Radzieckim wolno już było pisać na ten temat i gdy dowiedziałem się, że dwom innym uczonym, kolegom Friedmana, również zajmującym się teorią względności i kosmologią, Matwiejowi P. Bronsztejnowi i Wsiewolodowi K. Frederiksowi nie było sądzonym przeżyć tragicznej granicy 1938 roku. Bronsztejn został rozstrzelany w 1938 roku, a Frederiks zmarł w wiezieniu. Długie lata w lagrach spędzi! również Jurij A. Krutkow, Który w historii kosmologii zapisał się tym, że w 1923 r. podczas długiej rozmowy z Einsteinem przekonał go o poprawności słynnej pracy Friedmana z 1922 roku (w pracy tej Friedman po raz pierwszy znalazł rozwiązania równań Einsteina opisujące rozszerzające się modele Wszechświata). Problem polegał na tym, że ówcześnie znane modele kosmologiczne przedstawiały Wszechświat jako skończony przestrzennie (zamknięty) i czasowo (rozpoczynający ewolucję od tzw. początkowej osobliwości), co było sprzeczne z twierdzeniami filozofii marksistowsko-leninowski ej, według której Wszechświat winien być nieskończony i wieczny. Polityczne represje skutecznie zahamowały rozwój kosmologii w Związku Radzieckim na kilka dziesięcioleci.

Dopiero w latach sześćdziesiątych sytuacja zaczęła zmieniać się na lepsze dzięki... zręcznemu manewrowi terminologicznemu, wymyślonemu przez wpływowego fizyka radzieckiego, Abrama L. Zelmanowa. Pisząc o kosmologii, zamiast terminu "Wszechświat" używał on określenia "Metagalaktyka". Metagalaktyka to według niego tylko obserwowalna cześć Wszechświata i jedynie nią zajmuje się kosmologia. Wszechświat jest natomiast domeną filozofii marksistowskiej. Niektórzy "postępowi" kosmologowie zachodni podchwycili nowy termin, uznając go za mniej obciążony filozoficznymi skojarzeniami, ale bardziej świadomi rzeczy ich rosyjscy koledzy natychmiast powrócili do terminu "Wszechświat", gdy tylko warunki polityczne na to pozwoliły. Dziś określenie "Metagalaktyka" odchodzi w zapomnienie.

Przykład ten, zaczerpnięty z najnowszej historii, wymownie pokazuje, że konwencje terminologiczne nie tylko wpływają niekiedy na decyzje polityków, ale miewają też istotne skutki dla badań naukowych. Trywialne stwierdzenie, że to czy Wszechświat miał początek, czy nie, zależy od tego, co nazwiemy Wszechświatem, wywiodło w pole radzieckich decydentów.

Inne uwikłania terminologiczne mogą nie być aż tak oczywiste, ale i te, które nie budzą wątpliwości, dość często stają się pułapkami, zwłaszcza gdy są bezkrytycznie powielane w popularnych publikacjach. Dlatego też warto nieco dokładniej zastanowić się nad znaczeniem terminu "Wszechświat" pojawiającym się w różnych kontekstach współczesnej kosmologii.

"Nasze prawa fizyczne"

Wystarczy rzut oka na dzieje kosmologii, by się przekonać, że pojęcie Wszechświata, ewoluując, rozszerza swój zakres. To, co wczoraj było Wszechświatem, jutro będzie tylko jego małą częścią. Jeszcze Newton nasz układ planetarny nazywał "systemem świata": wkrótce potem układ ten stał się mało znaczącym detalem, zagubionym w gwiezdnych przestworzach. A gdy w XX wieku odkryto świat galaktyk, dotychczasowy Wszechświat, czyli zbiorowisko gwiazd, stał się tylko "naszą Galaktyką". Dziś wiemy, że galaktyki uciekają od siebie. Wszechświat się rozszerza, ale już znacznie wcześniej można było stwierdzić, że rozszerza się również samo pojęcie Wszechświata. Ekspansja tego pojęcia jest miernikiem wzrostu naszej wiedzy.

Nic więc dziwnego, że Hermann Bondi w swoim podręczniku kosmologii, napisanym w połowie ubiegłego stulecia i będącym właściwie pierwszą książką, która zawierała obszerniejsze analizy metakosmologiczne, usiłował podać takie określenie Wszechświata, ażeby je uniezależnić od przyszłych osiągnięć kosmologicznych. Rzecz charakterystyczna, określenie, jakie zaproponował Bondi, zostało sformułowane przez niego w postaci pytania: "Jaki jest największy zbiór obiektów, do których nasze prawa fizyczne mogą być zastosowane w sposób konsystentny i tak, aby otrzymać pozytywne wyniki?". W pytaniu tym tkwi założenie, że "nasze prawa fizyczne" (także te, których jeszcze nie znamy) obowiązują wszędzie i zawsze; do tego stopnia, iż tę ich cechę można przyjąć za definicyjną cechę Wszechświata. Warto również zauważyć, że takie rozumienie natury Wszechświata wprowadza metodę ekstrapolacji już do samego jego pojęcia. Największy bowiem układ, do którego można stosować nasze prawa fizyczne w sposób konsystentny, nie poddaje się bezpośrednio naszemu badaniu; układ ten konstruujemy, uogólniając znane nam prawa fizyki na coraz większe obszary przestrzeni i czasu. Co więcej, aby ekstrapolacja ta była kosmologiczna, musi być maksymalna – interesuje nas największy układ, do jakiego można ekstrapolować znane nam prawa fizyki. Ponadto ekstrapolacja musi być wykonana w sposób konsystentny, to znaczy jej wynik, czyli teoria kosmologiczna, ma stać się immanentną częścią fizyki, a nie tylko jej "dobudówką". Ekstrapolacja winna również prowadzić do konsystentnych wyników. Należy sądzić, że – zgodnie z ogólną metodologią nauk empirycznych – Bondiemu chodziło o to, by z kosmologicznej ekstrapolacji wynikały przewidywania, które będzie można porównać z (przyszłymi) obserwacjami.

Czy jednak prawa fizyki są niezmienne? Czy ekstrapolując nasze prawa fizyczne na odległe obszary przestrzeni i czasu, nie popełniamy błędu człowieka, który swoje podwórko uważa za typowe dla całego kontynentu? Od dawna pojawiały się spekulacje na temat zmienności praw fizyki, ale jedno z pierwszych, bardziej fizycznie uzasadnionych rozumowań dotyczących tego przypuszczenia pochodzi od Paula Diraca. Jego rozumowanie jest następujące: Stosunek natężenia pola elektrycznego do grawitacyjnego (na przykład w oddziaływaniu między elektronem i protonem) sięga 10^{39}. Ale stosunek promienia obserwowalnego Wszechświata do promienia protonu także wynosi 10^{39}. Co więcej, od czasów Eddingtona wiadomo również, że liczba atomów w obserwowalnym Wszechświecie jest równa około 10^{2x39} (we wszystkich tych liczbach idzie tylko o rząd wielkości). Czy to przypadek, że w wykładnikach tych wielkich liczb pojawia się liczba 39 (lub jej podwojenie)?

Fizycy nie lubią takich przypadków. Zwykle świadczą one o jakichś głębszych prawidłowościach.

Dirac zauważył, ze przecież jeżeli Wszechświat się rozszerza, to promień jego obserwowalnej części (równa się on w przybliżeniu prędkości światła pomnożonej przez czas, jaki upłynął od Wielkiego Wybuchu) rośnie i jest rzeczywiście kwestią przypadku, iż żyjemy w epoce, w której stosunek promienia obserwowalnego Wszechświata do promienia protonu wynosi akurat 10^{39}. Ale jeżeli przyjąć, że stała grawitacji (i konsekwentnie natężenie pola grawitacyjnego) maleje odwrotnie proporcjonalnie do wieku Wszechświata, to przypadkowość ta znika: w dowolnej epoce owe "dziwne" stosunki liczbowe, w których pojawia się liczba 10^{39}, będą zachowane.

Czy można zatem definiować Wszechświat jako największy układ, w którym obowiązują nasze prawa fizyczne, jeżeli znane nam obecnie prawa niekoniecznie były zawsze takie same i w przyszłości również mogą ulec zmianie? Zapewne można, pod warunkiem że nasze prawa fizyczne rozumie się odpowiednio szeroko – jako zespól podlegających ewolucji prawidłowości, w obecnej epoce pokrywających się z tymi prawidłowościami, które dziś nazywamy naszymi prawami fizycznymi i które odkrywamy w laboratoriach.

Na razie nie ma jednak potrzeby martwić się ewentualną zmiennością praw fizyki. Wszystkie dotychczasowe próby empirycznego stwierdzenia tej zmienności dały negatywne wyniki. Na przykład choćby stosunkowo nieznaczna zmienność w czasie stałej grawitacji powinna ujawnić się w obserwowalnych efektach związanych z ewolucją gwiazd, a nawet w geologicznych zjawiskach występujących na naszym globie. Niczego takiego nie dostrzeżono.

Wyjaśnienie dziwnych zbieżności, w jakich występuje liczba 10^{39}, zawdzięczamy Robertowi Dicke'emu. Rzeczywiście, żyjemy w wyjątkowej epoce, w której stosunek promienia obserwowalnego Wszechświata do promienia protonu wynosi 1039, ale w innej epoce nie moglibyśmy żyć. Nie moglibyśmy żyć znacznie wcześniej, gdyż wtedy gwiazdy nie zdążyłyby wytworzyć węgla, który – Jak zauważył Dicke – "Jest niezbędny do tego, by wyprodukować fizyków"; nie moglibyśmy również żyć znacznie później, wówczas bowiem gwiazdy nie wytwarzałyby już wystarczającej ilości ciepła niezbędnej do tego, by podtrzymywać życie oparte na chemii węgla.

Jest jeszcze jeden ważny argument świadczący o tym, że nasze prawa fizyczne są reprezentatywne dla Wszechświata. Otóż współcześnie nie można już twierdzić, iż obserwacyjnie kontrolujemy jedynie nasze bezpośrednie sąsiedztwo astronomiczne. Bardzo odległe obiekty widzimy takimi, jakimi były w epoce, kiedy wyemitowały promień światła wpadający teraz do naszego detektora (teleskopu, radioteleskopu). Własność ta pozwala dziś oglądać rodzące się galaktyki, a badania mikrofalowego promieniowania tlą dają nam wgląd w procesy fizyczne, które odbywały się we Wszechświecie kilkaset tysięcy lat po Wielkim Wybuchu, gdy zaczątki przyszłych gromad galaktyk istniały w postaci nieznacznych zagęszczeń gorącej, jednorodnej plazmy. Jeżeli zważyć, że obecny wiek Wszechświata sięga 10^{10} lat, to łatwo stwierdzić, że poznaliśmy aż dziewięćdziesiąt kilka procent całej kosmicznej historii (licząc od Wielkiego Wybuchu). Gdyby w trakcie kosmicznej historii prawa fizyki ulegały zmianie, winno by się to objawić niespójnościami w naszym obrazie świata. Gdyby na przykład niektóre stałe fizyczne zmieniły się tylko o jedną cześć na sto miliardów, z pewnością zauważylibyśmy to, biorąc pod uwagę dzisiejszą dokładność obserwacji. Historia Kosmosu okazuje się niezwykle wrażliwa na zmiany niektórych ważnych dla niej parametrów, na przykład stałych fizycznych. Można tu mówić o "argumencie ze zgodności": na podstawie znanych nam praw fizyki rekonstruujemy najwcześniejsze stany Wszechświata; dedukujemy z nich – znowu odwołując się do praw fizyki – wnioski dotyczące obecnego stanu Wszechświata i okazuje się, że wnioski te zgadzają się z wynikami obserwacji.

Możemy więc przyjąć, że – w granicach błędów obserwacyjnych – znane nam prawa fizyki nie zmieniły się, począwszy od Wielkiego Wybuchu. Ale... może jest sens mówić o prawach fizyki poza Wielkim Wybuchem? Co wtedy?

Wszechświaty Lindego i Smolina

Jeszcze niedawno pytanie postawione na końcu poprzedniego podrozdziału uznano by za absurdalne. Panowało przekonanie, że osobliwość początkowa (matematyczny odpowiednik Wielkiego Wybuchu) wyznacza kres fizycznych dociekań. Ale wszelkie granice stawiane ludzkiemu poznaniu prędzej czy później są przekraczane, nawet gdy jest to wbrew regułom uznanej metodologii. I dobrze, że tak się dzieje. Zasady metodologii również ewoluują. Powołaniem nauki jest nigdy nie poddawać się w walce o coraz większe zdobycze poznawcze. Zwłaszcza że tym razem na możliwość wyjścia poza granicę Wielkiego Wybuchu wskazywały wyniki badań fizycznych.

Wśród fizyków teoretyków panuje dziś przekonanie, że podstawowe oddziaływania fizyczne: grawitacyjne. Jądrowe słabe i silne oraz elektromagnetyczne, są efektem złamania symetrii pierwotnego oddziaływania, które panowało niepodzielnie w Wielkim Wybuchu. Kolejne łamania pierwotnej prasyrnetrii miały charakter przejść fazowych, podobnych na przykład do przechodzenia cieczy w stan stały lub gazowy. Tym razem jednak przejścia fazowe dotyczyły samej przestrzeni lub "próżni", która w miarę gwałtownego spadania temperatury rozpadała się na poszczególne "fazy" (oddziaływania), co równocześnie określało masy cząstek fundamentalnych związanych z tymi fazami. Sam proces przejścia fazowego odbywa się zgodnie – f. danymi a priori prawami fizyki, ale efekty tego procesu zależą również od pewnych przypadkowych okoliczności; podobnie jak wzory lodu na szybie zależą od czysto przypadkowych czynników, chociaż proces zamarzania podlega ścisłym prawom fizyki. Rodzi się zatem pytanie, czy to, że mamy dziś akurat takie a nie inne cztery oddziaływania fizyczne (a więc ostatecznie taką a nie inną fizykę), nie jest wynikiem jakichś zupełnie przypadkowych okoliczności, które zaistniały we wczesnym Wszechświecie? l czy gdyby te okoliczności były tylko trochę inne, mielibyśmy dziś zupełnie inną fizykę?

Ale jak można stwierdzić, które własności Wszechświata są przypadkowe, a które podstawowe, skoro Wszechświat jest nam dany w jednym egzemplarzu i nie mamy go z czym porównać? Pozostaje eksperymentowanie myślowe: może istnieją inne wszechświaty, w których ta sama pierwotna prasymetria zostaje łamana w nieco inny sposób, prowadząc do całkowicie odmiennej fizyki i zupełnie różnej od naszej kosmicznej historii?

Z początkiem lat osiemdziesiątych narodziła się, i wkrótce stała się modna, idea inflacyjnej kosmologii. Pomysłodawcą był Alan H. Guth, ale koncepcja została dość szybko przyjęta i rozwinięta przez innych badaczy. Według inflacyjnego scenariusza, gdy Wszechświat był bardzo młody, mniej więcej 10^{-35} sekundy po Wielkim Wybuchu, jego ekspansja doznała gwałtownego przyspieszenia, na skutek czego Wszechświat zwiększył swe rozmiary 10^{30} razy (lub znacznie więcej według późniejszych, poprawionych scenariuszy). To właśnie nazywa się fazą inflacji (rozdęcia). Powodem owego rozdęcia miałaby być energia zawarta w próżni, zanim ta ostatnia uległa przejściu fazowemu, które dało początek obecnym silnym oddziaływaniom jądrowym. Równania Einsteina na taki proces zezwalają i jest niewątpliwą zasługą Gutha. że zwrócił na to uwagę. Proces inflacji kończy się, gdy próżnia przechodzi w normalniejszy stan (normalniejszy z naszego dzisiejszego punktu widzenia); wydzielają się wówczas ogromne ilości ciepła. Niewykluczone, że świadectwem tego procesu jest mikrofalowe promieniowanie tła o temperaturze 2,7 K, wypełniające obecnie całą przestrzeń kosmiczną.

Pomysł inflacyjnego Wszechświata pozostaje nadal wysoce spekulatywny. Dla wielu kosmologów jest to jednak koncepcja atrakcyjna (choć ma ona także zdecydowanych przeciwników), głównie z tego względu, że rozwiązuje kilka trudności modelu standardowego. Trudności owe wiążą się z tym, że nasz Wszechświat jest wysoce "zsynchronizowany": gęstość zawartej w nim materii pozostaje bardzo zbliżona do tzw. gęstości krytycznej (charakterystycznej dla modelu przestrzenie płaskiego), dzięki czemu jego ekspansja następuje niemal w dokładnie takim tempie, jakie jest niezbędne do tego, by mogły powstać galaktyki i ich gromady; odległe obszary Wszechświata mają wiele identycznych cech, chociaż – gdyby nie inflacja – nigdy w przeszłości nie zaistniałaby między nimi przyczynowa zależność. Model inflacyjny przezwycięża te trudności za jednym zamachem: "zsynchronizowanie" Wszechświata jest następstwem jego niesłychanego rozdęcia; kiedyś, przed rozdęciem, cały obserwowany dziś Wszechświat zajmował maleńką objętość, wewnątrz której wszystko łączyły przyczynowe więzi (obszerniej na ten temat będzie mowa w rozdziale 11; tam też zostanie zaproponowane inne rozwiązanie wspomnianych trudności).

Dyskusję na ten temat jako jeden z pierwszych podjął rosyjski kosmolog Andriej Linde. Swoją propozycję nazwał chaotyczną inflacją. Zgodnie z jego pomysłem inflacja wcale nie musiała być czymś jednorazowym. Każdą osobliwość powstałą w wyniku kolapsu odpowiednio masywnego obiektu możemy traktować jako "mały Wielki Wybuch", dający początek nowemu wszechświatowi. Inflacja zachodząca w tym wszechświecie – -dziecku może go rozdąć do wielkich rozmiarów. Przejścia fazowe nowej próżni w każdym nowym wszechświecie – na skutek przypadkowych czynników, od których takie przejścia fazowe zawsze zależą – prowadzą do innych oddziaływań fundamentalnych i, co za tym idzie, do innych scenariuszy kosmologicznych. Zbiór wszystkich wszechświatów jest wieczny, choć poszczególne wszechświaty mogą trwać przez ograniczony czas. Nasz Wszechświat też powstał w wyniku oderwania się od wszechświata-matki. Pączkujące w ten sposób wszechświaty są bardzo różne: jedne żyją krótko, prawie natychmiast zapadając się do końcowej osobliwości, inne istnieją dziesiątki miliardów lat lub jeszcze dłużej; tempo ekspansji jednych jest małe, innych wielkie; jedne mają charakter jednorodny, inne są bogate w struktury. Nasz Wszechświat ma tak "dobrane" parametry, by na jednej z jego planet mogło powstać życie, ponieważ w innych wszechświatach, w których panują niesprzyjające po temu warunki, nie zaistnielibyśmy i nie moglibyśmy badać takich wszechświatów (jest to przykład rozumowania antropicznego).

Pomysł Lindego rozwinął Lee Smolin. Wiodącym jest ciągle pytanie, dlaczego nasz Wszechświat jest taki, Jaki jest; w szczególności, dlaczego jest on taki, że mogliśmy w nim powstać i ewoluować. Ewolucją biologiczną rządzi prawo doboru naturalnego. Czy jakiegoś podobnego prawa nie da się zastosować do procesu rodzenia się nowych wszechświatów? Zdaniem Smolina jest to możliwe, ale trzeba w tym celu przyjąć nowe założenie. Należy mianowicie założyć, że prawa fizyki w każdym nowo narodzonym wszechświecie-dziecku nieznacznie różnią się od praw fizyki obowiązujących we wszechświecie-matce (podobnie, warunkiem ewolucji biologicznej jest zachodzenie małych zmian w zestawie genów potomstwa w porównaniu z zestawem genów rodziców). Mechanizm ten zapewni, że po wielu pokoleniach w zbiorze wszystkich wszechświatów będą dominować te wszechświaty, które wydają najwięcej potomstwa, czyli te, które tworzą najwięcej czarnych dziur, mogących stać się zaczątkami nowych wszechświatów. Smolin stara się dowieść, że taki wszechświat musi przypominać nasz Wszechświat. Jesteśmy więc efektem działania nie tylko doboru naturalnego w sensie biologicznym, lecz również doboru naturalnego występującego w skali wszystkich wszechświatów.

Chcąc uprawdopodobnić swoją kosmologiczną wizję, Smolin podkreśla, że wynika z niej przynajmniej jedno empiryczne przewidywanie. Otóż nasz Wszechświat musi zawierać wiele czarnych dziur. Gdyby się okazało, że tak nie jest. nie należałby on do wszechświatów, które wydają liczne potomstwo. Nie trzeba podkreślać, że tego rodzaju empiryczne przewidywanie istotnie różni się od empirycznych testów, jakich zwykle wymagamy od teorii fizycznych.

Kilka uwag metodologicznych

Z poprzedniego podrozdziału wynika, że pojęcie Wszechświata uległo kolejnemu uogólnieniu: Wszechświat to już nie największy zbiór, w którym obowiązują te same prawa fizyki, lecz taki zbiór wszechświatów [w dawnym znaczeniu), że w każdym z nich obowiązują różne prawa fizyki. Nasuwa się pytanie, czy wraz z tym uogólnieniem nie opuściliśmy bezpiecznego terenu nauki, kontrolowanego obserwacją i eksperymentem, i nie wkroczyliśmy już w obszar spekulacji. Niewątpliwie status metodologiczny standardowego modelu kosmologicznego (popularnie zwanego modelem Wielkiego Wybuchu), w którym warstwa teoretyczna i warstwa obserwacyjna są ze sobą ściśle związane, zasadniczo różni się od statusu rozważań Lindego czy Smolina. Dociekań tych uczonych nie powinniśmy jednak zbywać uwagą, że to już nienaukowa teoria, gdyż nauka – nawet rygorystycznie rozumiana, do swojego naturalnego rozwoju wymaga pewnego rodzaju spekulatywnej czy filozoficznej otoczki. Pojęcia i problemy z tej otoczki, z jednej strony, żywią się pojęciami i zagadnieniami naukowymi, a z drugiej, stymulują naukę oraz stwarzają nowe pytania, które czasem doprowadzają do wartościowych teorii naukowych. Nie jest również wykluczone, że pytania takie wiodą do stopniowego rozszerzania samego pojęcia nauki. Proces ten obserwuje się nawet w tak ścisłej dziedzinie nauki jak współczesna fizyka teoretyczna. Renomowane czasopisma poświęcone tej dziedzinie są pełne matematycznie bardzo eleganckich prac, które nie mają – i przez wiele dziesięcioleci nie będą miały – żadnego związku z obserwacjami lub doświadczeniem. Dotyczy to na przykład większości prac, których celem jest znalezienie teorii unifikującej grawitację z pozostałymi oddziaływaniami fizycznymi. Nie chcę przez to powiedzieć, ze poszukiwanie teorii unifikującej ma ten sam walor metodologiczny co spekulacje Lindego i Smolina (sądzę, że podstawowa różnica między teoriami unifikacyjnymi a spekulacjami Lindego i Smolina polega na tym, iż pierwsze stanowią organiczną część współczesnej fizyki teoretycznej, podczas gdy drugie są najwyżej dodatkiem do niej). Pragnę jedynie zwrócić uwagę na to, że nie można nie doceniać roli, jaką w rozwoju nauki odgrywają zarówno spekulacje naukowe, jak i rozważania luźno związane z nauką.

Nie wyklucza to bynajmniej, że tego rodzaju spekulacje mają podłoże filozoficzne i światopoglądowe. Czytając prace Lindego i Smolina (zwłaszcza popularne), trudno ustrzec się wrażenia, iż ważnym motywem ich napisania była chęć neutralizacji filozoficznego lub nawet teologicznego wniosku, jaki często wiąże się z modelem Wielkiego Wybuchu, a mianowicie, że świat miał początek. W scenariuszach proponowanych przez obydwu autorów poszczególne wszechświaty mają swoje początki, swoje narodziny z wszechświata matki, ale zbiór wszystkich wszechświatów jest tworem odwiecznym, ciągle odradzającym się w kolejnych pokoleniach. Wprawdzie poszukiwanie w badaniach kosmologicznych argumentów przemawiających bądź za stworzeniem świata przez Boga, bądź przeciw niemu jest nadużywaniem kosmologii do celów wykraczających poza jej zadania, ale znowu trzeba pamiętać, że niekiedy i takie dociekania stają się motywem wartościowych badań.

Nasz Wszechświat i inne wszechświaty

Nie jest wszakże tak, że pojecie zbioru wszechświatów pojawia się tylko w filozoficznej lub światopoglądowej otoczce kosmologii. Twierdzę, że pojęcie to, w ściśle określonym znaczeniu, jest milcząco akceptowanym narzędziem wszystkich badań kosmologicznych, a na pewno teoretycznych.

Często pod adresem kosmologii wysuwa się pewien zarzut, związany z metodologiczną odrębnością tego działu nauki od innych gałęzi fizyki. Chodzi mianowicie o to, że obiekt badań kosmologicznych, Wszechświat, jest nam dany niejako w jednym egzemplarzu (nawet jeżeli istnieją inne wszechświaty – jak w koncepcji Lindego czy Smolina – są one "obserwacyjnie rozłączne" z naszym Wszechświatem), podczas gdy do zastosowania metody empirycznej potrzeba wielu egzemplarzy tego samego typu. Prawa fizyki są zwykle wyrażane za pomocą równań różniczkowych. Równania takie kodują w matematycznym jeżyku strukturę zbudowaną z relacji zachodzących pomiędzy wieloma zjawiskami. Ogólne rozwiązanie równania różniczkowego (lub układu równań różniczkowych) wyławia z tej struktury zespół relacji charakterystycznych dla pewnej podklasy zjawisk. Chcąc w owej podklasie zidentyfikować konkretne zjawisko, jeden szczególny przypadek całej podklasy, musimy nałożyć na ogólne rozwiązanie odpowiednie warunki początkowe lub brzegowe. Wielość badanych "obiektów" jest więc milczącym założeniem matematyczno-empirycznej metody (wyraz "obiektów" ująłem w cudzysłów, ponieważ w fizyce teoretycznej bada się raczej struktury niż obiekty).

Aby odpowiedzieć na ten zarzut, trzeba go najpierw wzmocnić. Metoda modelowania praw przyrody za pomocą równań różniczkowych zakłada nie tyle wielość badanych obiektów, co ich nieskończoną liczbę. Równania różniczkowe wymagają bowiem różniczkowalności (różnych klas) przestrzeni, na której działają, co właśnie zakłada nieskończoną liczbę elementów tej przestrzeni (warto przypomnieć, że różniczkowalność to właściwość mocniejsza niż ciągłość; krzywa jest ciągła, jeżeli można ją narysować bez odrywania ołówka; krzywa jest różniczko-walna, jeśli można narysować wektor styczny do tej krzywej w dowolnym jej punkcie, nie da się tego zrobić, jeżeli krzywa ma punkty załamania lub szpice). A zatem kosmologia nie znajduje się w gorszej sytuacji niż inne działy fizyki teoretycznej. Wprawdzie w innych obszarach fizyki badacz ma na ogół do dyspozycji więcej niż jeden obiekt danego typu (choć na przykład astrofizyk konstruujący model Słońca ma tylko jeden obiekt badań – naszą Gwiazdę Dzienną), nigdy jednak nie jest to liczba nieskończona, czego rygorystycznie wymaga teoria równań różniczkowych.

Jak więc z tą trudnością radzi sobie matematyczno-empiryczna metoda badania świata? Genialnie prosto. Tworzy sama dla siebie nieskończoną liczbę badanych obiektów. Czyni to, interpretując każde rozwiązanie równania różniczkowego (wraz z identyfikującymi je warunkami początkowymi lub brzegowymi) jako oddzielny obiekt, a rozwiązań tych jest – w ogólnym przypadku – nieskończenie wiele. Zwykle tak zinterpretowane rozwiązanie równania różniczkowego nosi nazwę modelu danego obiektu. W ten sposób tworzy się nieskończenie wiele wszechświatów, słońc, procesów spadania kamieni czy przepływów cieczy przez rurę. Zbiór wszystkich możliwych modeli danego typu określa się mianem przestrzeni rozwiązań i właśnie ta przestrzeń jest domeną teoretycznych badań, w których oczywiście królują metody matematyczne.

Potem jednak przychodzi czas na badania empiryczne lub obserwacyjne (na przykład w astronomii l kosmologii). Ich zasadniczym celem jest wyróżnienie tej podklasy modeli, która najwierniej opisuje badany fragment lub aspekt rzeczywistości. Warto jednak zwrócić uwagę, że efektem takich badań nigdy nie jest wyróżnienie tylko jednego modelu. Na skutek nieuniknionych błędów pomiarowych do otrzymanych wyników zawsze pasuje wiele – teoretycznie, nieskończenie wiele – modeli.

Historia fizyki nowożytnej pokazuje, że cala ta procedura jest niezwykle skuteczna. Odkąd fizycy zaczęli się nią posługiwać, historia tej dyscypliny naukowej stała się ciągiem wielkich sukcesów. Ale skuteczność metody badania przyrody mówi coś o samej przyrodzie. Rozważmy na przykład równanie różniczkowe modelujące przepływ cieczy przez rurę. Konstruujemy przestrzeń rozwiązań tego równania. Dane rozwiązanie, z odpowiednimi warunkami początkowymi lub brzegowymi, modeluje pewien konkretny przepływ cieczy przez (tę a nie inną) rurę. Sąsiednie rozwiązanie w przestrzeni rozwiązań, a wiec rozwiązanie dowolnie mało różne od poprzedniego, modeluje proces przepływu dowolnie mało różny od przepływu modelowanego przez poprzednie rozwiązanie, na przykład proces przepływu dokładnie taki sam jak poprzednio, ale z nieco większą prędkością. Skoro ten zabieg prowadzi do sukcesów, przyroda musi odznaczać się tym, że małe zaburzenie danego procesu prowadzi do małych zmian w jego przebiegu. I tak, małe zaburzenie prędkości przepływu cieczy przez rurę daje w rezultacie proces niewiele różny od niezaburzonego. Ta właściwość przyrody nazywa się jej strukturalną stabilnością. Gdyby przyroda jej nie miała, bylibyśmy prawdopodobnie skazani na "badanie" jej za pomocą jakichś słownych opisów lub metaforycznych porównań, o ile w ogóle moglibyśmy zaistnieć jako względnie stabilne struktury. Nie znaczy to jednak, że w przyrodzie nie występują obszary strukturalnej niestabilności. Są to zwykle ważne obszary, w których dokonują się przejścia fazowe związane z powstawaniem nowych struktur. Wszystko wskazuje na to, że warunkiem koniecznym powstawania nowych struktur w przyrodzie i ich ewolucji jest współistnienie obszarów strukturalnie stabilnych z obszarami strukturalnie niestabilnymi. Jednakże przyrody pozbawionej obszarów strukturalnej stabilności nie dałoby się prawdopodobnie badać metodami empirycznymi. Przykład z przepływem cieczy przez rurę jest szczególnie pouczający, ponieważ równania modelujące ten proces tracą własność strukturalnej stabilności, gdy przepływ staje się turbulentny.

Zastosujmy powyższe rozważania do kosmologii. Równaniami, które – jak mamy powody sądzić – właściwie kodują strukturę Wszechświata w wielkiej skali, są równania pola ogólnej teorii względności. Każde rozwiązanie tego układu równań (z odpowiednimi kosmologicznymi warunkami początkowymi lub brzegowymi) interpretujemy jako pewien model Wszechświata – model kosmologiczny. Dla uproszczenia model taki zwykle nazywamy po prostu wszechświatem. Zbiór wszystkich tego rodzaju modeli (rozwiązań) będziemy nazywać przestrzenią wszechświatów. Prace kosmologiczne zazwyczaj dotyczą pewnych obszarów owej przestrzeni (choć na ogól nie stwierdzają tego explicite), a w ostatnich latach przedmiotem intensywnych badań stała się struktura samej przestrzeni wszechświatów.

Jeżeli patrzymy na kosmologię z perspektywy przestrzeni wszechświatów, zarysowuje się ciekawa różnica między badaniami obserwacyjnymi a teoretycznymi. O ile kosmologia obserwacyjna zmierza do wyróżnienia w przestrzeni wszechświatów jak najmniejszego podzbioru tych modeli, które z najlepszym przybliżeniem pasują do wyników obserwacji, o tyle kosmologia teoretyczna wykazuje tendencje ekspansywne. Dąży ona mianowicie do objęcia swoimi badaniami jak największych obszarów przestrzeni wszechświatów. Kolejne prace teoretyczne odkrywają coraz to nowe, dotychczas nieznane rozwiązania lub badają własności wspólne wielu rozwiązaniom w coraz to nowych regionach tej niezwykle bogatej przestrzeni. Czasem jest to sztuka dla sztuki i wówczas teoretyczne prace z kosmologii bardzo przypominają czystą matematykę, ale na ogól lepsze poznanie przestrzeni wszechświatów przyczynia się do lepszego zrozumienia natury naszego Wszechświata.

Widzimy wiec, że pojecie zbioru wszechświatów pojawia się nie tylko w spekulacjach Lindego. Smolina czy innych uczonych, zajmujących się "wieloma światami", lecz również stanowi precyzyjne i niezbędne narzędzie badań kosmologicznych. Horyzonty kosmologiczne znacznie wykraczają poza horyzonty wyznaczone zdolnością rozdzielczą największych teleskopów.

Konkluzje

Pora na pierwsze podsumowanie. Przede wszystkim trzeba podkreślić, że dyskusje nad znaczeniem słowa "Wszechświat" nie bardzo interesują kosmologów. Oni po prostu uprawiają swoją dyscyplinę. Termin "Wszechświat" żyje w ich pracach – chciałoby się powiedzieć – samodzielnym życiem, pojawia się w trakcie rozwiązywania problemów, występuje w warstwie komentarzy i interpretacji. To raczej filozof nauki przeanalizuje potem prace kosmologiczne, by sformułować wnioski dotyczące funkcjonowania pojęcia Wszechświata we współczesnej kosmologii. Postaramy się wejść teraz w jego rolę. Wnioski, jakie sformułujemy, będą dotyczyć raczej pojęcia Wszechświata niż terminu "Wszechświat". Termin jest elementem języka. Jeżyk stanowi oczywiście ważne narzędzie nauki, ale nie można nauki redukować do języka {co często czynią filozofowie wywodzący się z tradycji analitycznej). Nauka to twórczy proces, w którym główną rolę odgrywa stawianie i rozwiązywanie problemów. A w tym ważniejsze okazują się pojęcia niż terminy.

Spróbujmy zatem sformułować wnioski z przeprowadzonych rozważań.

Wszechświat jest pojęciem teoretycznym. Jak wiadomo, w fizyce nie ma stwierdzeń pozbawionych elementu teoretycznego. Zdanie "Masa tego kawałka węgla wynosi l gram" jest bliskie doświadczeniu, ale łatwo w nim odnaleźć znaczną składową teoretyczną. Samo pojęcie masy powstało w wyniku długiej ewolucji wielu teoretycznych koncepcji. W analogicznym sensie pojęcie Wszechświata jest odległe od doświadczenia (obserwacji). Jak zauważyliśmy, w kosmologii pojawia się ono w bardzo "technicznych" znaczeniach, gdy na przykład mówimy, że wszechświat jest rozwiązaniem równań Einsteina.

Wszechświat jest pojęciem granicznym. Pojęcie Wszechświata pojawia się nie tylko w teoriach kosmologicznych w znaczeniu technicznym, lecz również w filozoficznej otoczce kosmologii. Pojęcie to zawsze zawiera intuicję "czegoś największego", co niekiedy wykracza poza granice aktualnego stanu wiedzy kosmologicznej, na przykład w koncepcjach Lindego i Smolina Wszechświat jest zbiorem wszechświatów. Także Wszechświat w znaczeniu technicznym formalizuje intuicję czegoś największego, choć nie wykraczającego poza aktualne granice nauki. Jeżeli jednak pamiętać o tym, że nauka ciągle poszerza swoje horyzonty i że w strefie granicznej miedzy Już-nauką i jeszcze-nie-nauką następuje "wrzenie problemów", występują tu hipotezy i domysły, z których jedynie nieliczne mają szansę okrzepnięcia, to staje się oczywiste, że granica między kosmologią a jej filozoficzną otoczką jest rozmyta i niejednoznaczna. Pojęcie Wszechświata dziedziczy tę rozmytość i niejednoznaczność.

Wszechświat jest pojęciem dynamicznym. Przez dynamikę rozumiem tu coś więcej niż tylko udział w ewolucji naukowych teorii. Pojęcie Wszechświata rodzi się i przeobraża w swoistej walce problemów, które stanowią osnowę tej ewolucji.

Nie ma więc sensu spierać się o słowa i za wszelką cenę definiować pojęcia Wszechświata lub terminu "Wszechświat". Każda taka definicja będzie z konieczności silnie umowna i na pewno prędzej czy później (raczej prędzej niż później) zmieni się na skutek postępu nauki. Pojęcia naukowe żyją własnym życiem i są w znacznej mierze niezależne od wysiłków filozofów nauki, zmierzających do tego, by twórcze procesy związane z uprawianiem nauki uporządkować i wtłoczyć w ramy przejrzystego schematu.

Na koniec trzeba jeszcze rozpatrzyć jeden, dość częsty zarzut. Wielu myślicieli marzących o ideale ścisłości domaga się precyzyjnego definiowania wszystkich używanych terminów. Bez tego – jak twierdzą – język staje się mętny, oparty na mglistych intuicjach, co prowadzi do nieporozumień. W nauce nie ma miejsca na tego rodzaju niedbalstwo. Granice ścisłości języka są granicami nauki. To samo dotyczy odpowiedzialnego filozofowania.

Ścisłość powinna być jednak dostosowana do rodzaju języka. W językach formalnych – w logice i matematyce – precyzyjne definicje są absolutnie konieczne; ich brak prędzej czy później ujawnia się w występowaniu sprzeczności. W dobrze ustalonych teoriach fizycznych również bardzo ważne są definicje podstawowych pojęć. Co więcej, winny to być definicje operacyjne, to znaczy powinny stanowić przepis na zmierzenie wielkości odpowiadającej danemu pojęciu. Bez takich definicji teoria nie ma szans na konfrontację z doświadczeniem, a wiec jej status jako teorii fizycznej jest co najmniej wątpliwy. Ale już w fizyce ścisłość trzeba dostosowywać do potrzeb (warto przy okazji zauważyć, że spełnienie tego żądania nierzadko wymaga geniuszu). Znane są przypadki, kiedy narzucenie badaniom fizycznym niewłaściwego stopnia ścisłości zamraża badania i blokuje postęp. Na przykład zbyt wczesne podjęcie prób zaksjomatyzowania teorii względności (aksjomatyzacja jest uważana w logice i matematyce za szczyt ścisłości] na kilka dziesięcioleci zatrzymało rozwój pewnego kierunku badań związanego z tą teorią. Dopiero znalezienie przez Kurta Godła w 1949 roku słynnego rozwiązania równań Einsteina z zamkniętymi krzywymi czasowymi, które łamało aksjomaty uprzednio narzucane teorii względności, zwróciło uwagę na ogromne, nieprzeczuwalne dotychczas bogactwo tej teorii i otworzyło nowy, niezwykle płodny kierunek badań.

A język potoczny? Jakże daleki jest od ścisłości, a jak skutecznie na ogół nim się posługujemy (co nie znaczy, że niekiedy nie należy go uściślać). Dzieje się tak najprawdopodobniej dlatego, że język potoczny ma wbudowany w swoją strukturę specjalny "mechanizm", polegający na tym, że małe zaburzenie znaczenia jakiegoś wyrażenia powoduje na ogól jedynie małe zaburzenie jego rozumienia. Dzięki temu dwóch użytkowników języka może się ze sobą skutecznie porozumiewać. Tę cechę języka można nazwać jego strukturalną stabilnością. Jeżeli w jakimś obszarze języka brak strukturalnej stabilności, to znaczy jeżeli znaczenia wyrażeń są zbyt ostro od siebie oddzielone, wówczas niewielka zmiana znaczenia może powodować dużą zmianę rozumienia i porozumienie staje się niemożliwe. Wydaje się. że bywa to powodem braku porozumienia między starszym i młodszym pokoleniem, a także między przedstawicielami różnych szkół filozoficznych. W obu wypadkach pozornie bliskie siebie wyrażenia mają zupełnie odmienne znaczenia (w ocenie różnych odbiorców). Niekiedy nawet dwaj rozmówcy inaczej pojmują to samo wyrażenie. Występuje wówczas bardzo siina niestabilność strukturalna języka. Narzucanie językowi zbytniej ścisłości powoduje czasem utratę naturalnej stabilności strukturalnej języka, a co za tym idzie – utratę możliwości porozumienia. Wydaje się, że dotyczy to dzieł tych filozofów, które wszyscy rozumieją inaczej, choć każdy utrzymuje, iż to on właśnie dotarł do oryginalnego sensu zamierzonego przez autora.

Język fizyki również ma pewien rodzaj mechanizmu pilnującego jego ścisłości. Jest nim matematyka. W teoriach fizycznych warstwa językowa (odpowiednio uściślonego – lub niekiedy nie! – języka potocznego) jest tylko komentarzem do wzorów, czyli do struktur matematycznych. Wyrażeniom językowym należy przypisywać takie znaczenia, by były one zgodne z daną strukturą matematyczną. Fizycy na ogół doskonale zdają sobie sprawę, jakie to znaczenia. A gdy (chwilowo?) nie wiedzą, wówczas powstają spory o interpretację danej teorii fizycznej. W większości wypadków sens wyrażeń językowych da się wyczytać ze wzorów i wówczas fizycy często pozwalają sobie na celową nieścisłość wypowiedzi, swoistą zabawę słowną. Jest to o tyle nieszkodliwe (choć niektórych słuchaczy lub czytelników może wprowadzać w błąd), że na żądanie dobry fizyk zawsze uściśli swoją wypowiedź niemal z dowolnym stopniem precyzji.

To samo dotyczy terminów "Wszechświat" lub "wszechświaty", jeżeli występują one w warstwie słownego komentarza do wzorów, należących do matematycznej struktury kosmologicznych teorii, a nie tylko do filozoficznej otoczki kosmologicznych badań. Ale tu również należy zachować czujność. Autorzy owych filozoficznych rozważań także chętnie podają wzory, co jednak wcale nie musi oznaczać, że znajdują się na terenie odpowiedzialnej teorii naukowej.

ROZDZIAŁ 2
CZAS I HISTORIA

Względność historii

Zadziwiające, jak wiele naszych utrwalonych przekonań opiera się na... przesądach. Mało kto przeczyłby temu, że Wszechświat ma swoją historie. Bo przecież wszystko ma swoją historię. Pojecie historii stało się jednym z podstawowych pojęć czasów nowożytnych. Można by zaryzykować twierdzenie, że myślenie w kategoriach historii zostało w jakiś sposób wbudowane do świadomości nowożytnego człowieka. Oczywiście, historię często oskarża się o brak obiektywności – nie ma bowiem dwu identycznych sprawozdań z ciągu tych samych zdarzeń – ale jedynie zagorzały idealista byłby skłonny twierdzić, że ciąg jakichś zdarzeń zawdzięcza swoje istnienie tylko temu, że bada go historyk.

Historie ludzi swymi korzeniami tkwią w fizycznym świecie, i to nie tylko w tym sensie, iż świat jest sceną, na której owe historię się dzieją, ale także ze względu na to, że prawa fizyki nakładają ścisłe ograniczenia na każdy ciąg zdarzeń, a więc i na ludzkie historie. Co więcej, najwyraźniej czas, ten nieubłagany miernik historii, jest również określony prawami fizyki. Prawa fizyki klasycznej istotnie potwierdzają nasze błędne przekonanie, że wszystko musi mieć swoją historie, a nawet więcej – że poszczególne historie (ludzi, planet, galaktyk...) są częściami jednej wielkiej historii, którą mamy prawo nazywać historią Wszechświata, Rzecz jednak w tym, że prawa fizyki klasycznej nie są prawami fundamentalnymi, lecz jedynie przybliżeniem, pewnego rodzaju przypadkiem granicznym praw bardziej podstawowych; z jednej strony (niejako od dołu) praw mechaniki kwantowej i teorii pól kwantowych, z drugiej zaś (niejako od góry) praw ogólnej teorii względności, czyli Einsteinowskiej teorii grawitacji. Fascynujące z filozoficznego punktu widzenia byłoby przyjrzenie się nieco dokładniej, w jaki sposób te bardziej fundamentalne prawa wpływają na rozumienie samego pojęcia historii fizycznego świata. W tym rozdziale ograniczymy się do rewizji pojęcia historii wymuszonej przez osiągnięcia ogólnej teorii względności, pozostawiając kwestie związane z fizyką kwantową do rozważenia w dalszych partiach książki. Już teraz przekonamy się, z jak wielu "klasycznych przesądów" trzeba będzie zrezygnować.

Historią można nazwać każdy proces rozwijający się w czasie, o ile jest on ujmowany przez obserwatora (historyka). Związek czasu z historią wydaje się oczywisty: przemijający charakter czasu tworzy ontologiczną podstawę dla historii. Tu dotykamy sedna problemu. W ogólnej teorii względności – w zasadzie, to znaczy poza bardzo szczególnymi przypadkami – nie ma jednego czasu, i co za tym idzie, nie ma jednej historii danego procesu. Stan ruchu obserwatora zmienia jego stosunek do obserwowanego procesu, a właśnie ten stosunek jest konstytutywnym elementem historii.

Typowy przykład stanowi proces kolapsu grawitacyjnego. Gdy odpowiednio masywna gwiazda wyczerpie swoje paliwo jądrowe, zaczyna się zapadać pod wpływem własnego pola grawitacyjnego. Z punktu widzenia obserwatora współzapadającego się z gwiazdą, na przykład znajdującego się na jej powierzchni, historia procesu rozegra się w skończonym czasie (chociaż oczywiście sam obserwator tego procesu nie przeżyje, gdyż na długo przed jego zakończeniem zostanie zgnieciony przez przypływowe siły grawitacyjne). Wieńczy ją końcowa osobliwość, która jest w pewnym sensie czasowym odwróceniem osobliwości Wielkiego Wybuchu. Ale gdy ten sam proces ogląda obserwator zewnętrzny, czyli pozostający w bezpiecznej odległości od kolapsującej gwiazdy, proces trwa nieskończenie długo, jedynie asymptotycznie zbliżając się do granicy, spoza której już nie ma powrotu.

Owo dziwne zachowanie się czasu wynika z tego, że w teorii względności pojecie czasoprzestrzeni jest bardziej podstawowe niż pojęcia czasu i przestrzeni wzięte oddzielnie. Stosunki czasoprzestrzenne pozostają takie same w każdym (lokalnym) układzie odniesienia, podczas gdy rozkład czasoprzestrzeni na czas i przestrzeń jest odmienny w różnych układach odniesienia. Ten matematycznie prosty fakt ma daleko idące konsekwencje dla naszego obrazu świata. Nad niektórymi z nich zastanowimy się w niniejszym rozdziale.

Czy istnieje globalna historia Wszechświata?

Pojęcie czasoprzestrzeni jest podstawowym narzędziem badawczym w teorii względności. Powstaje ono z geometrycznego połączenia dwu "rozciągłości" – jednowymiarowej rozciągłości czasu i trójwymiarowej rozciągłości przestrzeni. Krzywa w przestrzeni jest śladem ruchu punktu materialnego, ale krzywa w czasoprzestrzeni to jego historia, ponieważ zawiera informacje nie tylko o przebytej drodze, lecz również o czasie, w jakim poszczególne etapy tej drogi zostały przebyte.

Zgodnie z podstawową ideą ogólnej teorii względności pole grawitacyjne utożsamia się z zakrzywieniem czasoprzestrzeni, ale aby przekształcić te ideę w model fizyczny, należy wyrazić ją w języku matematyki. Geometryczną strukturę czasoprzestrzeni opisuje pewna wielkość matematyczna, zwana tensorem metrycznym lub metryką czasoprzestrzeni; równocześnie jednak w fizycznej warstwie teorii przyjmuje się, że metryka przedstawia pole grawitacyjne (ściślej, składowe tensora metrycznego interpretuje się jako potencjały pola grawitacyjnego). A zatem ta sama wielkość matematyczna odpowiada za geometrię czasoprzestrzeni i za pole grawitacyjne. Źródłami pola grawitacyjnego są masy, energie, pędy. Ich rozkład w czasoprzestrzeni opisuje inna wielkość matematyczna, określana jako tensor energii-pędu. Przyrównanie pewnego wyrażenia matematycznego zbudowanego z tensora metrycznego [i jego pochodnych) do tensora energii-pędu daje słynne równania pola ogólnej teorii względności, zwane również równaniami Einsteina. Rozwiązanie równań pola determinuje składowe tensora metrycznego – a więc równocześnie i zakrzywienie czasoprzestrzeni, i potencjały pola grawitacyjnego – w zależności od rozkładu źródeł pola grawitacyjnego w czasoprzestrzeni. Określona w ten sposób struktura czasoprzestrzeni może być bardzo skomplikowana. Albo ściślej: wyznaczona tak struktura czasoprzestrzeni niekiedy bywa stosunkowo prosta. Tu właśnie mają źródło kłopoty z czasem.

Zwykle czas identyfikuje się jako jedną ze współrzędnych w danym układzie współrzędnych (układ współrzędnych jest matematycznym odpowiednikiem układu odniesienia) i problem sprowadza się do tego, że – poza szczególnie prostymi przypadkami – całej czasoprzestrzeni nie da się pokryć jednym układem współrzędnych. A zatem na ogół potrzeba wielu czasów, by opisać wszystko, co dzieje się w całej czasoprzestrzeni. To prawda, że w obszarze, na którym dwa układy współrzędnych nakładają się na siebie, zawsze możemy "gładko" przejść od jednego układu współrzędnych do innego (i odwrotnie), ale żaden z czasów określonych przez te układy współrzędnych nie jest w fizyczny sposób wyróżniony. Znane paradoksy teorii względności związane z pomiarem czasu w różnych inercjalnych układach odniesienia są szczególnymi przypadkami tych ogólnych prawidłowości.

Czy zatem w kosmologii relatywistycznej można sensownie mówić o jednej, globalnej historii Wszechświata, dziejącej się od początku świata aż do jego końca lub od czasowej minus nieskończoności do czasowej plus nieskończoności, jeżeli nie było początku i nie będzie końca? Odpowiedź przychodzi natychmiast: poza wyjątkowo prostymi rozwiązaniami równań pola pojęcie globalnej historii Wszechświata jest bezsensowne. Ale przecież największe osiągnięcie kosmologii XX wieku to udana próba zrekonstruowania historii Wszechświata od Wielkiego Wybuchu, poprzez epokę nukleosyntezy, erę dominacji promieniowania elektromagnetycznego, powstawanie i ewolucję galaktyk, aż do epoki dzisiejszej. Wszystko więc wskazuje na to, że rozwiązanie równań Einsteina, poprawnie opisujące nasz świat, należy do tego wyjątkowego podzbioru rozwiązań, w których istnieje czas globalny. W rozwiązaniach takich można wybrać jeden układ współrzędnych, pokrywający całą czasoprzestrzeń, i uznać, że czas względem tego układu współrzędnych jest czasem odmierzającym globalną historię Wszechświata. Mamy wiec Interesujący wniosek: nasz Wszechświat, ze względu na posiadanie globalnej historii, jest Wszechświatem wyjątkowym. Lub ściślej: model kosmologiczny z dobrym przybliżeniem opisujący nasz Wszechświat należy do wyjątkowego zbioru wszechświatów, mających globalną historię. Rodzi się frapujące pytanie, jakie warunki musi spełniać model kosmologiczny, aby należeć do tego wyróżnionego podzbioru. Okazuje się, że istnieje cala hierarchia tego rodzaju warunków, taka że spełnienie coraz to mocniejszych warunków należących do tej hierarchii wymusza istnienie coraz lepiej określonego czasu. Nieco dokładniejsza analiza tych warunków pozwoli zrozumieć, w jaki sposób istnienie czasu (i historii} jest wplecione w geometryczną strukturę świata.

Struktura chronologiczna i przyczynowa czasoprzestrzeni

Einstein nauczy} nas, że w teoriach fizycznych powinno się zawsze bardzo starannie odróżniać te wielkości fizyczne, które zależą od wyboru układu współrzędnych, od tych, które od wyboru układu współrzędnych nie zależą. Układy współrzędnych możemy zmieniać do woli. Każdy taki układ jest jakby siatką geograficzną nakładaną na rzeczywistość, żeby ułatwić jej opis. Właściwościami świata, a nie naszego opisu świata, są tylko wielkości niezależne od wyboru układu współrzędnych. Fizycy takie wielkości nazywają niezmiennikami. W poprzednim podrozdziale przekonaliśmy się. że historia Wszechświata nie jest niezmiennikiem (to znaczy, w zasadzie zależy od wyboru układu współrzędnych). Być może w pierwszej chwili zdziwi nas. że niezmiennikami są historie pojedynczych obserwatorów lub pojedynczych cząstek. Ale chwila zastanowienia zniweluje to zaskoczenie. Historie takich obiektów to przecież krzywe w czasoprzestrzeni, a pojęcie krzywej w czasoprzestrzeni jest dobrze określonym pojęciem geometrycznym, które nie zależy od wyboru układu współrzędnych. Właśnie to pojęcie jest podstawowym narzędziem w badaniu struktury czasoprzestrzeni.

Filozofowie często traktują czas i przestrzeń jako rozciągłości (odpowiednio, jedno – i trójwymiarowe) pozbawione wszelkich geometrycznych cech poza wymiarowością. Nic dalszego od prawdy. Czasoprzestrzeń – bo nie powinno się właściwie mówić oddzielnie o czasie i przestrzeni – ma bardzo bogatą strukturę, składającą się z wielu podstruktur. powiązanych ze sobą skomplikowaną siecią relacji. Sieć ta jest przedmiotem intensywnych badań. Musimy teraz, choćby pobieżnie, wniknąć w tę strukturę.

Przede wszystkim, z geometrycznego punktu widzenia, czasoprzestrzeń jest gładką cztero wy miar ową rozmaitością. We współczesnej geometrii przez rozmaitość rozumie się taką przestrzeń, którą można pokryć układami współrzędnych w ten sposób, że jeżeli dwa układy współrzędnych zachodzą na siebie, czyli pokrywają pewien wspólny obszar przestrzeni, to na tym wspólnym obszarze da się gładko przechodzić od jednego układu współrzędnych do drugiego. Czasoprzestrzeń jest rozmaitością cztero wymiarową, ponieważ czas wnosi do niej jeden wymiar, a przestrzeń trzy wymiary.

Co więcej, czasoprzestrzeń jest czterowymiarową rozmaitością mającą metrykę. Wspomnieliśmy wyżej, że metryka ta "wchodzi" do równań pola ogólnej teorii względności. Na danej rozmaitości można definiować rozmaite metryki, w teorii względności musi to być jednak metryka specjalnego typu, zwana metryką Lorentza. Właśnie ta metryka odpowiada za różne (potwierdzone doświadczalnie!) efekty charakterystyczne dla teorii względności. Bez większej przesady można powiedzieć, że cala rewolucja Einsteina sprowadza się do zamiany zwykłej, Euklidesowej metryki przestrzeni na metrykę Lorentza czasoprzestrzeni.

Metryka Lorentza jest także bogatą strukturą. Zawiera wiele zharmonizowanych ze sobą podstruktur. Dwie z nich będą stanowić punkt wyjścia do naszych dalszych analiz: struktura chronologiczna i struktura przyczynowa (kauzalna).

W fizyce znamy dwie klasy zasadniczo różnych od siebie cząstek. Do pierwszej z nich należą cząstki światła, czyli fotony. Charakteryzują się tym, że cała ich energia pochodzi z ruchu. Mówi się, że masa spoczynkowa fotonu równa się zero. Być może podobną cechą odznaczają się neutrina. Wszystkie inne cząstki mają masę spoczynkową różną od zera i współtworzą drugą klasę. Okazuje się, że historie cząstek należących do obu tych klas różnią się zasadniczo pod względem właściwości geometrycznych. Krzywe reprezentujące historie cząstek z zerową masą spoczynkową noszą nazwę krzywych zerowych lub świetlnych. Charakterystyczne cechy geometrii tych krzywych decydują o tym, że w teorii względności prędkość światła (fotonów) nie zależy od wyboru układu odniesienia i jest nieprzekraczalną prędkością przenoszenia sygnałów informacyjnych w przyrodzie. Krzywe reprezentujące historie cząstek z niezerową masą spoczynkową nazywają się krzywymi czasopodobnymi. Geometryczne cechy tych krzywych w teorii względności odpowiadają za ruch cząstek materialnych i obserwatorów (obserwatorów w fizyce często idealizuje się do rozmiarów punktowych). Przyjęło się mówić, że geometria krzywych czasopodobnych wyznacza chronologiczną strukturę czasoprzestrzeni, a łączna geometria krzywych czasopodobnych i zerowych – przyczynową (kauzalną) strukturę czasoprzestrzeni (struktura określona tylko przez geometrię krzywych zerowych w dalszych rozważaniach nie będzie odgrywać większej roli).

Dla dalszych rozważań ważne jest stwierdzenie, że każdy punkt czasoprzestrzeni ma otoczenie normalne. Należy przez nie rozumieć taki obejmujący dany punkt "kawałek" czasoprzestrzeni, w którym struktura chronologiczna i przyczynowa zachowują się poprawnie (bez żadnych patologii). Innymi słowy, każdy punkt czasoprzestrzeni ma otoczenie normalne wówczas, gdy lokalnie, w małym jego otoczeniu, każda czasoprzestrzeń odznacza się poprawnymi właściwościami chronologicznymi i przyczynowymi, ale poza otoczeniem normalnym czasoprzestrzeń może wykazywać wiele rozmaitych patologii. Znaczna ich część uniemożliwia istnienie globalnego czasu. W kolejnym podrozdziale zidentyfikujemy te patologie, a tym samym sformułujemy warunki, które czasoprzestrzeń musi spełniać, by owe patologie wykluczyć i w efekcie zagwarantować istnienie globalnego czasu.

Przyczynowe patologie i istnienie globalnego czasu

Jedna z patologii polega na tym, że czasoprzestrzeń zawiera zamknięte krzywe czasopodobne lub przyczynowe. O takiej czasoprzestrzeni mówimy, że łamie ona warunek chronologiczności lub przyczynowości. We wszechświecie, w którym przynajmniej jeden z tych warunków nie jest spełniony, nie ma czasu globalnego. Globalną historię zastępuje wtedy globalna powtórka lub pętle czasowe. Na tego rodzaju pętli czas jest zamknięty i bieg zdarzeń powtarza się nieskończenie wiele razy w następujących po sobie cyklach. Odkrycie przez Godła w 1949 roku pierwszego modelu kosmologicznego (rozwiązania równań Einsteina) z zamkniętymi krzywymi czasopodobnymi było dla teoretyków wstrząsem. Dziś znamy wiele rozwiązań z podobnymi patologiami przyczynowymi. Jeszcze raz się okazało, że rzeczywistość matematyczna jest bogatsza niż możliwości naszej wyobraźni.

Niektórzy myśliciele uważają zamknięty czas za niemożliwy do przyjęcia, ponieważ prowadzi to do sprzeczności. Wyobraźmy sobie, na przykład, następującą sytuację: ktoś trafia do własnej przeszłości i przed swoim urodzeniem zabija ojca. Jak się do tego ustosunkować? Przede wszystkim musimy sobie uświadomić, że jeżeli jakąś koncepcję da się zrealizować w postaci matematycznego modelu, to (w takim zakresie, w jakim została zrealizowana w modelu) nie zawiera ona sprzeczności. A zatem istnienie rozwiązań równań Einsteina z zamkniętymi krzywymi czasopodobnymi dowodzi, że idea zamkniętego czasu nie jest wewnętrznie sprzeczna. Należy jednak pamiętać, że każda teoria fizyczna opisuje tylko pewną grupę zjawisk. Ogólna teoria względności opisuje jedynie te właściwości świata, które wiążą się z polem grawitacyjnym. Aby opisać powstanie życia i człowieka (lub tylko fizyczne warunki niezbędne do powstania życia i człowieka), z pewnością potrzeba znacznie więcej niż tylko teorii pola grawitacyjnego. Niewykluczone, że gdy kiedyś uda się stworzyć wszystkie zmatematyzowane teorie konieczne do wytłumaczenia życia, nałożą one na teorię grawitacji warunki, które automatycznie wykluczą istnienie zamkniętego czasu, ale tak czy inaczej będą to warunki dodatkowe w stosunku do ogólnej teorii względności. Co więcej, może się okazać, że poszukiwane przez nas warunki istnienia globalnego czasu są równocześnie warunkami koniecznymi do pojawienia się życia i człowieka. Przypuszczenie takie wydaje się słuszne, ponieważ podstawą życia jest chemia węgla, a powstanie węgla we Wszechświecie wymaga długiej historii (kilkunastu miliardów lat); być może. wymaga również otwartości czasu.

Chcąc wykluczyć patologiczne zachowania krzywych przyczynowych, trzeba zachować ostrożność. Mogą bowiem istnieć czasoprzestrzenie, w których wprawdzie nie ma zamkniętych krzywych przyczynowych, ale są "prawie zamknięte" krzywe przyczynowe. Ma to miejsce wówczas, gdy jakaś krzywa przyczynowa powraca "dowolnie blisko do siebie samej". Jest to sytuacja bardzo niebezpieczna, gdyż dowolnie małe zaburzenie, na przykład przemieszczenie mas, może spowodować zamknięcie krzywej przyczynowej. Wykluczenie istnienia krzywych przyczynowych, powracających dowolnie blisko do siebie samych, nazywa się warunkiem silnej przyczynowości.

Na tym jednak kłopoty z przy czy nowością się nie kończą. Można przecież wyobrazić sobie czasoprzestrzeń, w której żadna krzywa przyczynowa nie powraca wprawdzie dowolnie blisko do siebie samej, ale w której pewna krzywa przyczynowa zbliża się dowolnie blisko do innej krzywej przyczynowej, a ta z kolei powraca dowolnie blisko pierwszej krzywej. Pojawia się wówczas zagrożenie przyczynowości. Można je wykluczyć, przyjmując jeszcze ostrzejsze warunki przyczynowości. Brandon Carter wykazał, że istnieje cała (nieprzeliczalna) hierarchia przyczynowych patologii (krzywa □ nieograniczenie zbliża się do krzywej □$_1$ która nieograniczenie zbliża się do krzywej □$_2$, która... itd.. a ostatnia krzywa powraca dowolnie blisko do pierwszej krzywej (□). Wykluczając je, otrzymujemy hierarchię coraz mocniejszych warunków przyczynowości.

Istnienie nieskończonej hierarchii warunków przyczynowych byłoby czymś estetycznie wysoce niezadowalającym, gdyby nie to, że można sformułować warunek, który zawiera całą hierarchię warunków przyczynowych, a ponadto okazuje się niezwykle ważny nie tylko ze względu na temporalne właściwości czasoprzestrzeni, lecz także na samą możliwość uprawiania na niej fizyki (makroskopowej).

Stabilna przyczynowość i struktura Lorentza

Jak zauważyliśmy, metryka (mówi się także o strukturze metrycznej), a w szczególności metryka Lorentza, odgrywa ważną rolę w teorii względności. Metryka Lorentza zawiera nie tylko strukturę chronologiczną i przyczynową czasoprzestrzeni, ale i możliwość wykonywania pomiarów związanych z czasem i przestrzenią. Jeżeli na danej czasoprzestrzeni nie Jest określona żadna metryka, to pojęcia długości i czasowych odstępów nie mają w niej sensu. Nie bez powodu wyrazy "metryka" i "mierzenie" łączy nawet brzmieniowe pokrewieństwo (oba pochodzą od łacińskiego słowa metrum – miara). Ponieważ wykonywanie pomiarów należy do istoty fizyki, można śmiało powiedzieć, że bez struktury metrycznej nie byłoby fizyki. Wykonywanie pomiarów wiąże się z jeszcze inną okolicznością. Każdy pomiar jest obarczony pewnym nieuniknionym błędem. A ponieważ pomiar określa struktura metryczna czasoprzestrzeni (czyli metryka czasoprzestrzeni), nigdy nie możemy być pewni, czy mierząc jakiś odstęp czasowy lub długość w przestrzeni, eksploatujemy daną metrykę Lorentza, czy też jakąś inną metrykę Lorentza, dowolnie bliską wyjściowej metryce, to znaczy dowolnie mało różniącą się od wyjściowej metryki Lorentza na czasoprzestrzeni. Jeżeli więc pomiary czasu i przestrzeni – a od owych pomiarów zależą pomiary wielu innych wielkości fizycznych – mają mieć sens fizyczny, to małe zaburzenia metryki nie powinny prowadzić do dużej zmiany wyników przeprowadzanych pomiarów. Innymi słowy, pomiary czasu i przestrzeni winny być stabilne ze względu na matę zaburzenia metryki Lorentza na czasoprzestrzeni. Gdyby tak nie było, nigdy nie mielibyśmy pewności, czy błędy pomiarowe nie obejmują jakichś możliwych wyników pomiarów, drastycznie różnych od tych, które właśnie otrzymujemy. Istnienie nieuniknionych błędów pomiarowych podważałoby sarną ideę pomiaru. Możliwość uprawiania fizyki zakłada stabilność pomiarów ze względu na małe zaburzenia metryki.

I tu miła niespodzianka. Okazuje się, że jeżeli zażądamy, by również cecha przyczynowości czasoprzestrzeni była stabilna ze względu na małe zaburzenia metryki Lorentza, to nie tylko gwarantujemy spełnienie całej, wykrytej przez Cartera, hierarchii warunków przyczynowości, lecz również wymuszamy na czasoprzestrzeni istnienie globalnego czasu. Wynika stąd, że możliwość wykonywania pomiarów (a więc możliwość uprawiania fizyki), niepatologiczne cechy przyczynowości i istnienie globalnego czasu ściśle się ze sobą łączą, są po prostu różnymi aspektami tej samej struktury czasoprzestrzeni. Przyjrzyjmy się temu ciekawemu wynikowi nieco bliżej.

Mówimy, że czasoprzestrzeń spełnia warunek stabilnej przyczynowości lub jest stabilnie przyczynowa, jeżeli małe zaburzenie metryki Lorentza na tej czasoprzestrzeni nie powoduje powstawania w niej zamkniętych krzywych przyczynowych. Chcąc określić globalny czas w czasoprzestrzeni, musimy użyć zegara, który by taki czas odmierzał. Spójrzmy na swój ręczny zegarek. Jeżeli zegarek ten nigdy się nie cofa (poza tym nie musi iść zbyt dokładnie) i wskazuje datę. to chwilom naszego życia przypisuje niemalejacy ciąg liczb. Przekładając to na język fizyka teoretyka, powiemy, iż zegarek określa niemalejącą funkcję wzdłuż krzywej (w czasoprzestrzeni), która reprezentuje naszą historię. Tego rodzaju funkcję wspólną dla historii wszystkich możliwych obserwatorów nazywa śle funkcją globalnego czasu. Stephen Hawking udowodnił piękne twierdzenie, głoszące, że w czasoprzestrzeni istnieją funkcje globalnego czasu wtedy i tylko wtedy, gdy czasoprzestrzeń ta jest stabilnie przyczynowa.

Zgodnie z twierdzeniem Hawkinga w czasoprzestrzeni stabilnie przyczynowej zawsze istnieje czas globalny, nazywany również czasem kosmicznym. Jest on globalny w tym sensie, że narasta |_od początku do końca Wszechświata") wzdłuż każdej krzywej przyczynowej, a więc wzdłuż historii każdego obserwatora lub każdej cząstki o masie spoczynkowej różnej od zera, ale czasy odmiennych obserwatorów i cząstek nie muszą być ze sobą zsynchronizowane, czyli ich funkcje czasowe mogą narastać w różnym tempie.

Kwestia, czy nasz Wszechświat ma jedną historię, sprowadza się więc do pytania, czy czasoprzestrzeń naszego Wszechświata jest stabilnie przyczynowa. Za pozytywną odpowiedzią przemawia wiele racji. Jedną z nich jest to, że współczesna kosmologia z tak dużym sukcesem rekonstruuje historię Wszechświata, trwającą kilkanaście miliardów lat, a historię taką winien – jak się zdaje – odmierzać globalny czas. Natychmiast jednak rodzi się pytanie, jakie są fizyczne powody tego, że czasoprzestrzeń Wszechświata jest stabilnie przyczynowa, a co za tym idzie, że we Wszechświecie istnieje czas globalny. Nie znamy na nie obecnie odpowiedzi. Stwierdzenie "Bo w innym Wszechświecie nie mogłoby nas być" wydaje się unikiem. W każdym razie będzie ono unikiem dopóty, dopóki nie wyczerpiemy wszystkich możliwości znalezienia odpowiedzi, odwołującej się do bardziej fizycznych racji. A najprawdopodobniej racji tych należy szukać na podstawowym poziomie fizyki, czyli tam, gdzie teoria kwantów łączy się z teorią grawitacji. W tym kierunku będą zmierzać nasze rozważania. Tymczasem jednak wróćmy do głównego wątku niniejszego rozdziału.

Czas i determinizm

W relatywistycznym Wszechświecie, którego czasoprzestrzeń spełnia warunek stabilnej przyczynowości, istnieje czas globalny, ale Wszechświat taki w niewielkim stopniu przypomina newtonowski kosmos z jego absolutnym czasem l absolutną przestrzenią. Jak zauważyliśmy, w relatywistycznym wszechświecie każdy obserwator ma swój własny zegar wskazujący czas kosmiczny, ale zegary różnych obserwatorów nie muszą być ze sobą zsynchronizowane. Co więcej, w takim wszechświecie na ogół nie da się jednoznacznie określić przestrzeni stałego czasu, czyli zbioru zdarzeń, które w całym wszechświecie zachodzą równocześnie w jednej chwili. Ale wymagania przyczynowości można jeszcze bardziej wzmocnić, tak by relatywistyczny wszechświat bardziej upodobnił się do wszechświata fizyki klasycznej. W tym celu wprowadzamy następującą definicję: powierzchnią Cauchy'ego w czasoprzestrzeni nazywa się jej podzbiór, oznaczmy go przez S, który każda krzywa przyczynowa przecina tylko raz. Można uznać, że punkty przecięcia krzywych przyczynowych ze zbiorem S wyznaczają tę samą chwile, a ponieważ dotyczy to wszystkich krzywych przyczynowych, mamy te samą chwilę w całym wszechświecie. Powierzchnię Cauchy'ego można zatem uznać za przestrzeń równego czasu, niejako migawkowe zdjęcie wszechświata w jednej chwili.

Powierzchnia Cauchy'ego ma jeszcze inne ważne znaczenie. Wszechświat mechaniki klasycznej był deterministyczny: wyznaczenie położeń i pędów wszystkich cząstek we wszechświecie w pewnej chwili jednoznacznie określało całą historię wszechświata [w przeszłości i w przyszłości). Innymi słowy, we wszechświecie klasycznym zawsze istniała powierzchnia Cauchy'ego, na której należało znać tylko położenia i pędy wszystkich cząstek, czyli dane Cauchy'ego, by wyliczyć całą historię kosmosu. Natomiast we wszechświecie relatywistycznym na ogół nie ma powierzchni Cauchy'ego. Wszechświat taki na ogól nie jest więc deterministyczny, czyli nie można w nim zadać danych Cauchy'ego, które by jednoznacznie określały całą historię tego wszechświata. We wszechświatach relatywistycznych mogą wszakże pojawiać się częściowe powierzchnie Cauchy'ego. Jeżeli na takiej powierzchni zadamy dane Cauchy'ego, to determinują one nie całą czasoprzestrzeń, lecz jedynie pewien jej obszar. Obszar ten jest oddzielony horyzontami Cauchy'ego od tych obszarów, które nie zależą przyczynowo od danych na częściowej powierzchni Cauchy'ego. To wszystko wynika oczywiście z istnienia w teorii względności nieprzekraczalnej prędkości rozchodzenia się oddziaływań fizycznych, którą jest prędkość światła w próżni.

Możemy jednak zmusić czasoprzestrzeń, by stała się deterministyczna, nakładając odpowiedni warunek – warunek globalnej hiperboliczności. Czasoprzestrzeń jest globalnie hiperboliczna (nazwa ta pochodzi z teorii różniczkowych równań hiperbolicznych), jeżeli istnieje w niej globalna powierzchnia Cauchy'ego. Jeśli czasoprzestrzeń jest globalnie hiperboliczna, to można jednoznacznie rozłożyć ją na globalny czas i powierzchnie stałego czasu.

Przyczynowość, determinizm i czas okazują się więc różnymi aspektami tej samej geometrycznej struktury czasoprzestrzeni.

Architektura czasoprzestrzeni

Być może dla naszej potocznej wyobraźni, to znaczy dla wyobraźni nieskażonej bliższym kontaktem z naukami ścisłymi, czas i przestrzeń są tworami bezpostaciowymi, które razem wzięte tworzą coś w rodzaju pustej sceny, gdzie rozgrywają się procesy fizyczne. W nowoczesnej geometrii i współczesnej fizyce, obficie wykorzystującej geometryczne metody, z pewnością tak nie jest. Przekonaliśmy się w tym rozdziale, jak w czasoprzestrzeni wyróżnia się strukturę przyczynową [z jej różnymi warunkami przyczynowymi), strukturę chronologiczną, strukturę deterministyczną (Cauchy'ego) i metryczną strukturę Lorentza. Widzieliśmy także, w jaki sposób wszystkie te struktury współpracują ze sobą. Trzeba tu podkreślić ogromną rolę struktury Lorentza. Nie tylko zawiera ona w sobie wszystkie pozostałe struktury czasoprzestrzeni i je łączy, lecz również dodaje do całości nowe, bardzo pożądane elementy. I czyni to w sposób niesłychanie przemyślny. Struktura Lorentza jest strukturą matematyczną, ale zawiera wszystko, co fizykowi jest potrzebne, między innymi informacje o odległościach przestrzennych, odstępach czasowych, rozchodzeniu się światła i przy czy nowości, o pomiarze kątów oraz o równoczesności, a także o grawitacji – tyle że tę ostatnią informację trzeba od-kodować, rozwiązując równania pola ogólnej teorii względności, czyli inaczej równania Einsteina.

Odkrycie bogatej architektury czasoprzestrzeni jest wspólnym dziełem ogólnej teorii względności i nowoczesnej geometrii. Z odkrycia tego płynie ważna lekcja: jeżeli chcemy zrozumieć podstawy fizyki, jeżeli chcemy zejść do jej fundamentalnego poziomu, musimy zmierzyć się z matematycznymi strukturami. Być może nie wystarczą struktury już znane. Niewykluczone, że trzeba je będzie zmodyfikować i uogólnić lub odkryć nowe. Dla fizyki teoretycznej nie ma jednak innej drogi jak tylko królewska droga matematyki.

ROZDZIAŁ 3
ZŁOŚLIWA NATURA OSOBLIWYCH CZASOPRZESTRZENI

Problem osobliwości

Kwestia osobliwości początkowej, czyli geometrycznego odpowiednika Wielkiego Wybuchu, była od samego początku uwikłana w trudności i paradoksy. Można nawet zaryzykować twierdzenie, że zanim problem początkowej osobliwości zaistniał, już pojawiła się próba usunięcia osobliwości z modelu Wszechświata. Pisząc swoją pierwszą pracę kosmologiczną, Einstein zakładał, że Wszechświat Jest statyczny, to znaczy ani się nie rozszerza, ani się nie kurczy, ale równania, którymi się wówczas posługiwał, nie dopuszczały rozwiązań statycznych. Einstein dodał więc do równań człon z pewną stałą, którą nazwał stałą kosmologiczną, by rozwiązanie takie wymusić. Dziś wiadomo, że oryginalne równania Einsteina miały rozwiązania przedstawiające wszechświaty niestatyczne z osobliwościami, Einstein zaś, przez dodanie członu ze stałą kosmologiczną, uzyskał rozwiązanie statyczne bez osobliwości, po czym rozwiązania z osobliwościami odrzucił. A zatem jego zabieg można rozumieć jako próbę usunięcia osobliwości kosmologicznej, zanim się ona pojawiła.

Gdy w latach 1922-1924 Aleksander Friedman znalazł dużą klasę rozwiązań równań Einsteina (ze stałą kosmologiczną!), okazało się, że brak osobliwości w tej klasie rozwiązań jest wyjątkiem. a nie regułą [przy założeniach poczynionych przez Einsteina, z wyjątkiem założenia statyczności świata, jego równania redukują się do jednego równania, zwanego dziś równaniem Friedmana. Friedman znalazł wszystkie rozwiązania tego równania przy pewnych warunkach początkowych]. Problem osobliwości początkowej stanął od razu w całej ostrości i natychmiast wywołał dyskusje, wykraczające daleko poza techniczne zagadnienia kosmologii relatywistycznej.

Friedman w swojej pierwszej pracy kosmologicznej mówił o "czasie, jaki upłynął od stworzenia świata", mając na myśli okres miedzy początkową osobliwością a chwilą obecną. Einstein w rozmowie z Georges'em Lemaitre'em koncepcje początku świata uznał za "budzącą odrazę" (abominable) i "zanadto przypominającą stworzenie świata", by mogła być prawdziwa. Sądził, że osobliwość kosmologiczna pojawia się w modelach Wszechświata jako produkt zbyt daleko posuniętych założeń upraszczających, w szczególności dotyczących jednorodnego i izotropowego rozkładu materii w przestrzeni. W związku z tym podczas kolejnego spotkania z Lemaitre'em Einstein zasugerował, by wyliczyć prosty model z odchyleniami od izotropowości, i nawet zasugerował postać metryki dla takiego modelu. Lemaitre wspomina, że nie miał trudności z przeprowadzeniem odpowiednich rachunków, jednakże – wbrew oczekiwaniom Einsteina – okazało się, że odchylenia od izotropowości nie tylko nie usuwają osobliwości, ale w pewnym sensie wzmacniają tendencje do jej występowania. Mimo to autorytet Einsteina sprawił, że jego pseudo wyjaśnień i e genezy osobliwości utrzymywało się jeszcze przez długi czas.

W "sporze o osobliwości" można wyróżnić dwa nurty. Pierwszy dotyczył raczej technicznych problemów, związanych z geometryczną naturą osobliwości; drugi – filozoficznych, a nawet teologicznych jej interpretacji. W tym drugim nurcie emocje często brały górę nad rzeczowymi argumentami, a pozanaukowe racje urastały do rangi kryterium akceptowania lub odrzucania naukowych modeli. W niniejszym rozdziale (i w kilku następnych) ograniczymy się do kwestii związanych z nurtem technicznym. Filozoficzne aspekty zagadnienia są też ważne, ale ich roztrząsanie winno opierać się na dobrze ustalonych wynikach naukowych i jednym z notorycznych błędów dyskusji toczonych "wokół problemu osobliwości" jest uznawanie częściowych rozwiązań za ostateczne odpowiedzi. By tego błędu nie popełniać, do filozoficznych spekulacji powrócimy dopiero w końcowej części książki, co jednak nie znaczy, że zagadnienia filozoficzne nie będą towarzyszyły omawianym zagadnieniom technicznym. Wówczas jednak, by uniknąć grożących niebezpieczeństw, opatrzymy je metodologicznym komentarzem. Urok uprawiania fizyki teoretycznej polega między innymi na tym, że rozwiązując nawet najbardziej techniczne łamigłówki, zawsze ma się do czynienia z Problemem.

Natura osobliwości

Z dzisiejszej perspektywy wyraźnie widać, że już w pierwszych pracach Friedmana osobliwość ukazała swoją złośliwą naturę. Wyjątkowa bowiem symetryczność modeli Friedmana sprawiała, że problem znikał. Modele te są przestrzennie jednorodne i izotropowe, czyli zakłada się w nich, że w przestrzeni nie ma ani wyróżnionych punktów (jednorodność), ani wyróżnionych kierunków (izotropowość). Dzięki temu w modelach tych można wybrać wyróżniony (bo przystosowany do symetrii modelu) układ współrzędnych, w których istnieje globalny czas Ł odmierzający historię Wszechświata. Równania Friedmana pozwalają w prosty sposób wyliczyć, że gdy czas t zmierza (wstecz) do wyróżnionej chwili t_0, gęstość Wszechświata i tempo jego ekspansji dążą do nieskończoności. To, co dzieje się w chwili t_0, jest osobliwością początkową lub – bardziej fizycznie – Wielkim Wybuchem [nazwa Wielki Wybuch jest znacznie późniejsza, przyjęła się dopiero w latach 60-tych]. W niektórych modelach Friedmana istnieje również osobliwość końcowa, którą określa się w sposób analogiczny.

Wydawać by się mogło, że zdanie typu: "gdy t dąży do t_0, pewne wielkości fizyczne dążą do nieskończoności", jest całkiem precyzyjną definicją osobliwości. A jednak nie. Wystarczy uświadomić sobie (por. rozdział 2), że pojecie globalnego czasu w ogólnym przypadku jest pozbawione sensu (poza wyjątkowymi modelami, do których należą modele Friedmana), by zrozumieć, iż zaproponowana definicja nie stosuje się do wszystkich sytuacji. Co więcej, nawet w odniesieniu do modeli Friedmana okazuje się ona niezadowalająca. Sedno problemu tkwi w tym, jaki status ma czasoprzestrzeń w ogólnej teorii względności. W teorii tej nie pełni ona funkcji sceny, na której zachodzą procesy fizyczne, lecz sama jest częścią fizycznego procesu. A zatem osobliwość nie polega na tym, że coś "złego" (osobliwego) dzieje się w jakimś punkcie czasoprzestrzeni, na przykład w jakimś miejscu w przestrzeni i w chwili t_0 globalnego czasu pewne wielkości dążą do nieskończoności. To sama czasoprzestrzeń w jakimś sensie źle się zachowuje. Osobliwość nie znajduje się wiec gdzieś w czasoprzestrzeni. W odniesieniu do osobliwości owo "gdzieś" traci sens. Jak te intuicje wyrazić w języku matematyki?

Proces tworzenia właściwych kryteriów istnienia osobliwości trwał zadziwiająco długo i właściwie – jak przekonamy się w dalszych rozdziałach – nie zakończył się do dziś. Sytuacja jednak z czasem stalą się na tyle jasna, że za pomocą wypracowanego kryterium można było udowodnić wiele twierdzeń o istnieniu osobliwości i uzyskać sporo informacji, dotyczących natury różnych klas osobliwości. Kryterium, o którym mowa, sprowadza się do prostego spostrzeżenia. Wprawdzie w ogólnym przypadku pojęcie historii Wszechświata nie jest niezmiennicze względem wyboru układu współrzędnych, pojęcie historii cząstki lub obserwatora, czyli krzywej przyczynowej w czasoprzestrzeni, jest, jak już wiemy z rozdziału 2, dobrze określonym obiektem geometrycznym, którego istnienie i własności nie zależą od wyboru układu współrzędnych. Jeżeli w jakiejś czasoprzestrzeni wszystkie tego rodzaju historie można dowolnie przedłużać (żadna historia nigdy nie napotka przeszkody), to czasoprzestrzeń ta jest nieosobliwa. Jeżeli w jakiejś czasoprzestrzeni choć jednej takiej krzywej nie da się dowolnie przedłużać (krzywa taka się urywa), oznacza to, że gdzieś istnieje osobliwość lub – lepiej – że czasoprzestrzeń jest osobliwa.

Sprawa wydaje się dosyć oczywista, problem polega tylko na tym. jak rozumieć "przedłużanie". W teorii względności pojęcie długości nie jest pojęciem niezmienniczym [wystarczy przypomnieć sobie, co – zgodnie ze szczególną teorią względności – dzieje się z długością prętów pomiarowych w poruszających się względem siebie inercjalnych układach odniesienia], nie można więc przedłużania traktować jak zwykłego mierzenia długości. Jeżeli jednak zacieśnimy rozważania tylko do geodetyk przyczynowych (a więc do geodetyk czasopodobnych, będących historiami swobodnie spadających cząstek lub obserwatorów, i do geodetyk zerowych, będących obrazami historii fotonów), to pojęciu przedłużania można nadać ścisłe znaczenie, niezależne od wyboru współrzędnych. Numerujemy punkty danej geodetyki (poczynając od dowolnie wybranego jej punktu) za pomocą rosnącego ciągu liczb rzeczywistych – liczby te nazywamy parametrem afinicznym – i powiadamy, że geodetykę da się dowolnie przedłużać, jeżeli parametr afiniczny wzdłuż niej może przybierać dowolnie duże wartości. Przyjęła się następująca terminologia: Czasoprzestrzeń nazywamy przyczynowo geodezyjnie zupełną, jeżeli każdą przyczynową (czyli czasopodobną lub zerową) geodetykę można w niej nieograniczenie przedłużać w powyższym sensie. Czasoprzestrzeń nazywamy przyczynowo geodezyjnie niezupełną, jeżeli istnieje w niej choć jedna przyczynowa geodetyka, której nie da się przedłużać w powyższym sensie. Geodezyjną niezupełność czasoprzestrzeni można uznać za kryterium istnienia osobliwości: jeżeli uda się udowodnić, że jakaś czasoprzestrzeń jest przyczynowo geodezyjnie niezupełna, jest to czasoprzestrzeń osobliwa. Na przykład w modelach Friedmana z osobliwością w Wielkim Wybuchu urywają się wszystkie przyczynowe geodetyki.

Oczywiście, można również mówić o geodezyjnej zupełności lub niezupełności ze względu na geodetyki przestrzennopodobne. Ponieważ jednak krzywe przestrzenno podobne nie mogą być historiami żadnych fizycznych obiektów, ich rozważanie nie wnosiłoby niczego nowego do kwestii istnienia lub nieistnienia osobliwości (zatem w dalszym ciągu mówiąc o geodezyjnej zupełności lub niezupełności, będziemy mieli na myśli zupełność lub niezupełność w sensie przyczynowym).

Zagadnienie osobliwości jest pełne pułapek. Mogłoby się wydawać, że dysponujemy już dobrym kryterium istnienia osobliwości. Wyobraźmy sobie jednak następującą sytuację. Oto teoretyk, dla sobie tytko wiadomych celów, eksperymentując na przykład z jakąś czasoprzestrzenią, odcina jej cześć, to znaczy umawia się, że nie będzie tej części brać pod uwagę w dalszych rozważaniach. W ten sposób powstaje brzeg czasoprzestrzeni, na którym pewne geodetyki się urywają. Czasoprzestrzeń staje się więc geodezyjnie niezupełna. Ale czy osobliwa? Na jej brzegu nic osobliwego się nie dzieje i w każdej chwili teoretyk może z powrotem "dokleić" brakującą część. Pozostają dwa wyjścia z tej sytuacji: albo umówić się, że z rozważanych czasoprzestrzeni nie wolno nic odcinać, albo brzeg, powstający w wyniku odcięcia jakiegoś obszaru, uznać za osobliwość. W starszych pracach faworyzowano pierwsze podejście, okazuje się jednak, że w ogólnym przypadku Jest bardzo trudno stwierdzić, czy czasoprzestrzeń, z jaką właśnie mamy do czynienia, jest cała (nieprzedłużalna, jak mówią teoretycy), czy też coś z niej zostało odcięte. Z tego powodu autorzy nowszych prac uważają, że brzegi powstające po obcięciu są osobliwościami, chociaż "mało szkodliwymi". Nazywa sieje osobliwościami regularnymi. Niekiedy jednak niełatwo odróżnić osobliwość regularną od innych rodzajów osobliwości.

Pozostaje jeszcze delikatny problem "umiejscowienia" osobliwości. Jeżeli nie istnieje ona w żadnym punkcie czasoprzestrzeni, to czy jest w ogóle sens pytać, gdzie się znajduje? A jeżeli powyższe pytanie nie ma sensu, to jakie może być fizyczne znaczenie osobliwości? Wszystko wskazuje na to, że w osobliwościach (przynajmniej w osobliwościach typu Wielkiego Wybuchu) załamuje się cala znana nam fizyka. Inaczej mówiąc, osobliwości wyznaczają brzeg obszaru stosowalności naszej fizyki. Tak się szczęśliwie składa, że właśnie intuicję brzegu udało się sformalizować geometrycznie, i to nie tylko w przypadku osobliwości regularnych. Pomysł polega na tym, by końce "urwanych" przyczynowych geodetyk uznać za definicję brzegu czasoprzestrzeni. Niestety, w tym samym punkcie może się urywać więcej niż jedna geodetyka, ale punkt ten – jako punkt brzegu czasoprzestrzeni – dopiero trzeba zdefiniować. Trudność tę przezwyciężyli Stephen W. Hawking i Robert P. Geroch, grupując przyczynowe geodetyki w pewne klasy (w uproszczeniu: dwie geodetyki należą do tej samej klasy, jeżeli w procesie ich przedłużania, w pewnym ściśle określonym sensie, nieograniczenie się do siebie zbliżają) i przyjmując, że każda taka klasa definiuje jeden punkt brzegu czasoprzestrzeni. Brzeg ten nazwano g-brzegiem czasoprzestrzeni ("g" pochodzi od słowa "geodetyka"). Zgodnie z konstrukcją Hawkinga i Gerocha osobliwości można utożsamić z punktami g-brzegu czasoprzestrzeni. Osobliwości nie należą więc do czasoprzestrzeni, lecz do jej brzegu. Co jest jednak niezmiernie ważne, wszystkie informacje, jakie możemy zdobyć o osobliwościach, czerpiemy, badając to, co się dzieje w czasoprzestrzeni, czyli zachowanie przyczynowych geodetyk w czasoprzestrzeni. Sam brzeg nie jest bezpośrednio dostępny naszym badaniom za pomocą omówionych metod. W tym sensie mówimy, że fizyka zatamuje się na brzegu czasoprzestrzeni.

Twierdzenia o istnieniu osobliwości

Myśl, by geodezyjną niezupełność czasoprzestrzeni wykorzystać jako kryterium istnienia osobliwości, dojrzewała stopniowo w pracach kilku badaczy, między innymi Charlesa Misnera i Wolfganga Kundta, ale dopiero Roger Penrose wykorzystał to kryterium do udowodnienia twierdzenia głoszącego, że osobliwość musi wystąpić w procesie kolapsu grawitacyjnego, spełniającego kilka naturalnych warunków. Chcąc geometrycznie scharakteryzować kolaps grawitacyjny (czarną dziurę), Penrose wprowadził pojęcie powierzchni złapanej (w języku polskim zwanej również niekiedy powierzchnią pułapkową). Jest to taka dwuwymiarowa powierzchnia sferyczna, że wszystkie zerowe geodetyki, zarówno wychodzące na zewnątrz, jak i do wnętrza tej sfery, zbiegają się do siebie. Fizyczny sens takiej konfiguracji sprowadza się do tego, że promienie światła (zerowe geodetyki), wychodzące ze sfery, nie mogą uciec do nieskończoności, lecz z powrotem powracają do sfery. Stad nazwa. Promienie świetlne złapane przez te sferę nie mogą z niej uciec; mogą jedynie zapadać się ku środkowi po zbiegających się geodetykach. W końcu jednak geodetyki te muszą się urwać. Kolaps kończy się osobliwością, co właśnie orzeka twierdzenie Penrose'a.

Wkrótce Hawking przeniósł metody Penrose'a do kosmologii i udowodnił kilka twierdzeń o istnieniu osobliwości w różnych sytuacjach kosmologicznych, ale bez przyjmowania jakichkolwiek upraszczających założeń. Niedługo potem inni badacze, przede wszystkim Geroch i George F. R. Ellis, przyswoili sobie nowe metody i dowodzili kolejnych twierdzeń. Wszystkie te twierdzenia dotyczyły bądź kolapsu grawitacyjnego, bądź rozszerzającego się lub kurczącego wszechświata i wszystkie miały podobna postać: jeżeli pewne warunki, na ogół dość naturalne, są spełnione, to czasoprzestrzeń nie może być geodezyjnie zupełna. Warunki przyjmowane w twierdzeniach o osobliwościach można podzielić na trzy rodzaje:

1) warunki dotyczące globalnej struktury przyczynowej, na przykład niektóre twierdzenia zakładają, że czasoprzestrzeń nie może zawierać zamkniętych krzywych przyczynowych, inne – że spełnia warunek silnej przy czynowości;

2) warunki energetyczne – ograniczają one zachowanie się materii, na przykład silny warunek przyczynowy wyklucza duże ujemne (!) ciśnienia (a więc w normalnych warunkach jest zawsze spełniony, ale czy w pobliżu osobliwości warunki są "normalne"?);

3) warunki zapewniające, że w pewnym obszarze przyciąganie grawitacyjne jest tak silne, iż żadna cząstka lub foton nie może opuścić tego obszaru.

Rozmaite kombinacje tych warunków prowadzą do różnych twierdzeń. Strategia ich dowodzenia jest zawsze identyczna; tak dobiera się warunki twierdzenia i tak się nimi żongluje, by w połączeniu z postulatem geodezyjnej zupełności czasoprzestrzeni otrzymać sprzeczność. Wówczas twierdzenie zostaje udowodnione metodą nie wprost,

Chociaż twierdzenia o osobliwościach różnią się rodzajem przyjmowanych założeń i stopniem ogólności, wyłania się z nich dosyć klarowny obraz: w geometrycznej teorii grawitacji typu ogólnej teorii względności osobliwości nie są czymś wyjątkowym, lecz czymś oczekiwanym. Nie są też ubocznym produktem upraszczających założeń, ale tkwią głęboko w geometrycznej strukturze teorii grawitacji.

Za pewnego rodzaju podsumowanie zaistniałej sytuacji uznajmy twierdzenie udowodnione wspólnie przez Hawkinga i Penrose'a w 1970 r. Autorzy ci pragnęli tak sformułować warunki twierdzenia, by było ono możliwie najogólniejsze i by w jak największym stopniu odnosiło się do naszego Wszechświata. Omówię to twierdzenie w znacznym uproszczeniu, wymuszonym charakterem niniejszej pracy. Dokładne przedstawienie jego założeń wraz z dowodem (trudnym!) Czytelnik znajdzie w mojej książce Osobliwy Wszechświat. (Mniej dociekliwy Czytelnik, którego nie interesuje treść twierdzenia Hawkinga-Penrose'a, może przejść do początku następnego podrozdziału).

Twierdzenie Hawkinga-Penrose'a. Jeżeli w pewnej czasoprzestrzeni spełnione są następujące warunki:

1) warunek chronologiczności,

2) silny warunek energetyczny,

3) warunek typowości i przynajmniej jeden z następujących warunków:

a) w czasoprzestrzeni istnieje powierzchnia złapana,

b) stożek świetlny przeszłości pewnego punktu w czasoprzestrzeni zaczyna się zbiegać,

c) w czasoprzestrzeni istnieje "zamknięta" hiperpowierzchnia S,

to czasoprzestrzeń nie może być przyczynowo geodezyjnie zupełna.

Należy teraz wyjaśnić poszczególne warunki twierdzenia. Warunek 1) dotyczy globalnej struktury przyczynowej; wyklucza on istnienie w czasoprzestrzeni czasopodobnych krzywych zamkniętych. Warunki 2) i 3) zaliczamy do warunków energetycznych. O silnym warunku energetycznym wspomnieliśmy powyżej. Warunek typowości stwierdza, że każda krzywa przyczynowa napotyka gdzieś w czasoprzestrzeni na obszar, w którym działa przypływowa siłą grawitacji. Warunki a), b) i c) zapewniają, że w pewnym obszarze czasoprzestrzeni grawitacja jest tak silna, iż żadna cząstka nie może opuścić tego obszaru. Zwróćmy uwagę, że twierdzenie wymaga, by przynajmniej jeden z tych warunków był spełniony. Warunek a), jak pamiętamy, jest spełniony w sytuacji kolapsu grawitacyjnego; b) w rozszerzających się wszechświatach z odpowiednio dużą gęstością materii, która powoduje, że historie fotonów zbiegają się (w kierunku przeszłości, ale twierdzenie jest również słuszne z odwróconym kierunkiem czasu, a więc dla wszechświatów kurczących się); c) zaś w przestrzennie zamkniętych modelach kosmologicznych; hiperpowierzchnią S jest wówczas w zasadzie każde czasowe cięcie wszechświata; nie istnieje zatem żaden "obszar zewnętrzny", do którego cząstki mogłyby uciekać.

Wydaje się, że twierdzenie Hawkinga-Penrose'a jest na tyle ogólne, że stosuje się do naszego Wszechświata. Warunek 1) jest dosyć łatwy do spełnienia i nic nie wskazuje, żeby w naszym Wszechświecie był on naruszony. Warunek 3) jest typowy dla większości modeli kosmologicznych (stąd jego nazwa) i nie ma powodów sądzić, by nasz Wszechświat wyłamywał się z tej typowości. Dane obserwacyjne wskazują, że któryś z warunków b) lub c) także jest spełniony w naszym Wszechświecie. Pewne zastrzeżenia budzi co najwyżej warunek 2). W standardowej fizyce jest on na pewno spełniony, ale w super-gęstych stanach w pobliżu osobliwości materia może mieć bardzo egzotyczne własności. Niewykluczone, że jest to jedyna furtka, powalająca ominąć wniosek wynikający z twierdzenia Hawkinga-Penrose'a: jeżeli w bardzo wczesnym Wszechświecie silny warunek energetyczny nie był spełniony, to ewolucja naszego Kosmosu nie musiała rozpocząć się od osobliwości. Furtkę tę poszerzają ostatnio coraz częściej pojawiające się doniesienia o istnieniu, i to w dużych ilościach, ciemnej materii. Materia ta nie została jeszcze zidentyfikowana, ale niewykluczone, że ma własności naruszające warunek energetyczny.

Zamknięcie pewnego etapu

Udowodnienie twierdzenia Hawkinga-Penrose'a zakończyło pewien etap badań zagadnienia osobliwości. Podsumowaniem tego etapu stała się znana monografia, napisana przez Hawkinga i Ellisa, zatytułowana The Large Scalę Structure of Space-Ttme (Wielkoskalowa struktura czasoprzestrzeń^, która ukazała się w 1973 roku. Do dziś jest ona uważana za tekst klasyczny, do którego trzeba się odwoływać nie tylko w pracach dotyczących przyczynowej struktury czasoprzestrzeni i problemu klasycznych osobliwości, lecz również w wielu innych badaniach związanych z geometryczną strukturą ogólnej teorii względności. Dzięki twierdzeniom o istnieniu osobliwości i nowym wynikom w kosmologii obserwacyjnej (głównie dotyczącym obserwacji kwazarów i badania mikrofalowego promieniowania tła) w świadomości fizyków i astronomów utrwalił się pogląd, że w swoim najmłodszym stadium Wszechświat przeszedł przez fazę gwałtownej i supergęstej ewolucji, która najprawdopodobniej rozpoczęta się od osobliwości. Po latach Hawking napisze nie bez cienia goryczy; "Obecnie niemal wszyscy uważają, że Wszechświat – a wraz z nim czas – rozpoczął się od Wielkiego Wybuchu. To odkrycie jest dużo ważniejsze niż detekcja rozmaitych nietrwałych cząstek, ale nie doczekało się Nagrody Nobla".

Problemu osobliwości nie uznano jednak za sprawę zamkniętą. Wręcz przeciwnie – zdawano sobie teraz jeszcze jaśniej sprawę z wielu nadal niewyjaśnionych kwestii, ale tempo badań uległo spowolnieniu. Mimo intensywnej pracy po roku 1973 uzyskano – jak sądzę – jedynie dwie klasy wyników o większym znaczeniu. Po pierwsze, głównie dzięki serii prac Franka Tiplera, udało się osłabić niektóre z warunków twierdzeń o osobliwościach. Po drugie, na skutek żmudnego badania wielu konkretnych rozwiązań otrzymano dość przybliżoną, ale pożyteczną klasyfikację osobliwości; jest ona dziś znana jako klasyfikacja Ellisa-Schmidta. Dla naszych dalszych rozważań pożyteczny będzie bodaj pobieżny rzut oka na te klasyfikację.

Najmniej groźną klasę osobliwości tworzą omówione powyżej osobliwości regularne. Jak pamiętamy, powstają one przez odcięcie pewnego obszaru z czasoprzestrzeni. Pozostałe osobliwości dzieli się na dwie klasy: takie, w których przeszkodę do przedłużania przyczynowych geodetyk stanowi "złe zachowanie się" krzywizny czasoprzestrzeni (gdy na przykład przy zbliżaniu się do osobliwości krzywizna dąży do nieskończoności) – takie osobliwości nazywają się krzywiznowe; oraz takie, w których przeszkodą dla przedłużania geodetyk nie jest "złe zachowanie się" krzywizny czasoprzestrzeni, noszące nazwę osobliwości kwaziregularnych. Geometryczna natura tych drugich jest podobna do osobliwości, jaką jest wierzchołek zwykłego stożka. Zbliżając się po stożku wzdłuż krzywej do wierzchołka, nigdzie nie stykamy się ze "złym zachowaniem się" krzywizny (krzywizna wszędzie jest równa zeru), aż nagle, bez żadnego uprzedzenia, urywa się ona na wierzchołku stożka. Ów brak znaków świadczących o grożącym niebezpieczeństwie jest właśnie charakterystyczny dla osobliwości kwaziregularnych.

Równanie Friedmana pozwala wyliczyć, że zbliżając się do Wielkiego Wybuchu (cofając się w czasie), wszystkie ciała są ściskane, by ostatecznie w osobliwości ulec zgnieceniu – do zera". Okazuje się, że sformalizować tę intuicję jest dosyć trudno. Dokonał tego Tipler, definiując silną osobliwość krzywizny. Definicja ta wymaga jednak zbyt skomplikowanych pojęć geometrycznych, by ją tutaj przytaczać.

Twierdzenia o istnieniu osobliwości mają charakter egzystencjalny, to znaczy mówią jedynie o tym, że przy pewnych założeniach osobliwości istnieją, nie wspominając nic o ich naturze. Na geometryczną naturę osobliwości trochę światła rzuca klasyfikacja Ellisa-Schmidta. Wydaje się jednak, że z technik wypracowanych do dowodzenia twierdzeń o istnieniu osobliwości nic więcej nie da się wycisnąć. Prace w tym nurcie trwają nadal, ale są dziś z pewnością mniej intensywne niż kilkanaście lat temu. Nadal osiąga się wyniki, ale służą one jak się wydaje – doskonaleniu metod geometrycznych niż badaniom Wszechświata, w którym żyjemy. Przykładem jest skądinąd doskonała monografia C. J. S. Clarke'a The Analysis of Space-Time Singularities (Analiza osobliwości czasoprzestrzennych). Niemniej należy pamiętać, że wyostrzanie metod matematycznych jest sprawą pierwszej wagi, nigdy bowiem nie wiadomo, czy lepsze narzędzia nie doprowadzą do pożądanych rezultatów. Ale narzędzia można ulepszać albo dopracowując już istniejące, albo wymyślając całkiem nową zasadę ich funkcjonowania. Ta druga strategia często prowadzi drogą głębokich kryzysów i prób ich przezwyciężania. Pod tym względem złośliwa natura osobliwości nie szczędzi okazji do postępu. W następnym rozdziale przekonamy się, jak kolejna trudność związana z problemem osobliwości skierowała cale zagadnienie na nowe tory.

Wstecz / Spis treści / Dalej

ROZDZIAŁ 4
DRAMAT POCZĄTKU I KOŃCA

Osobliwości – problem nadal otwarty

Udowodnienie twierdzeń o osobliwościach było wielkim sukcesem. Nie tylko dało mocną teoretyczną podstawę hipotezie Wielkiego Wybuchu, coraz lepiej potwierdzanej przez dane obserwacyjne, lecz także znacznie przyczyniło się do rozwoju metod geometrycznych, które wkrótce znalazły zastosowanie w innych działach fizyki relatywistycznej. Z dzisiejszej perspektywy widać również wyraźnie, że udowodnienie owych twierdzeń oznaczało duży postęp w geometrii różniczkowej. Jest to klasyczna – jeżeli tak można powiedzieć – dyscyplina matematyczna, której losy w XX wieku ściśle związały się z teorią względności. Nie pierwszy raz w tym stuleciu teoretycy relatywiści zaszczepili nowe metody w geometrii. Mimo tych sukcesów problem osobliwości nie został rozwiązany. Twierdzenia o osobliwościach mają postać "jeżeli..., to...": "Jeżeli pewne warunki są spełnione we Wszechświecie, to w jego historii była osobliwość". Ale czy warunki te rzeczywiście są spełnione we Wszechświecie? Twierdzenia o osobliwościach odznaczają się precyzją, ale ściśle rzecz biorąc, nie prowadzą do wniosku o istnieniu osobliwości, lecz do wniosku o geodezyjnej niezupełności czasoprzestrzeni. Czy jest to dobre kryterium istnienia osobliwości? I pozostaje wielka zagadka dotycząca natury osobliwości: jakie prawa fizyki każą urywać się pewnym krzywym w czasoprzestrzeni? A może winna jest temu nasza zbyt śmiała ekstrapolacja znanych obecnie praw? Jeżeli na początku działały jakieś inne prawa fizyki, na przykład kwantowej grawitacji, to czy łamały one któryś z warunków twierdzeń o osobliwościach?

Są to ważne pytania. Niektóre z nich sięgają podstaw fizyki. Fizycy kochają ważne pytania i często się nad nimi zastanawiają, ale jeżeli mają do wyboru pytanie, nad którym można tylko rozmyślać, i mniej ambitne zadanie, które być może da się rozwiązać "w skończonym czasie" – jak mawiają – to zwykle podejmują łatwiejsze wyzwanie. Zresztą, nierzadko z małych rozwiązań układa się rozwiązanie ważnego problemu. A jeszcze częściej małe rozwiązania skłaniają do zadawania nowych pytań, które w zupełnie nieoczekiwany sposób przybliżają nas do rozwiązania wielkich problemów.

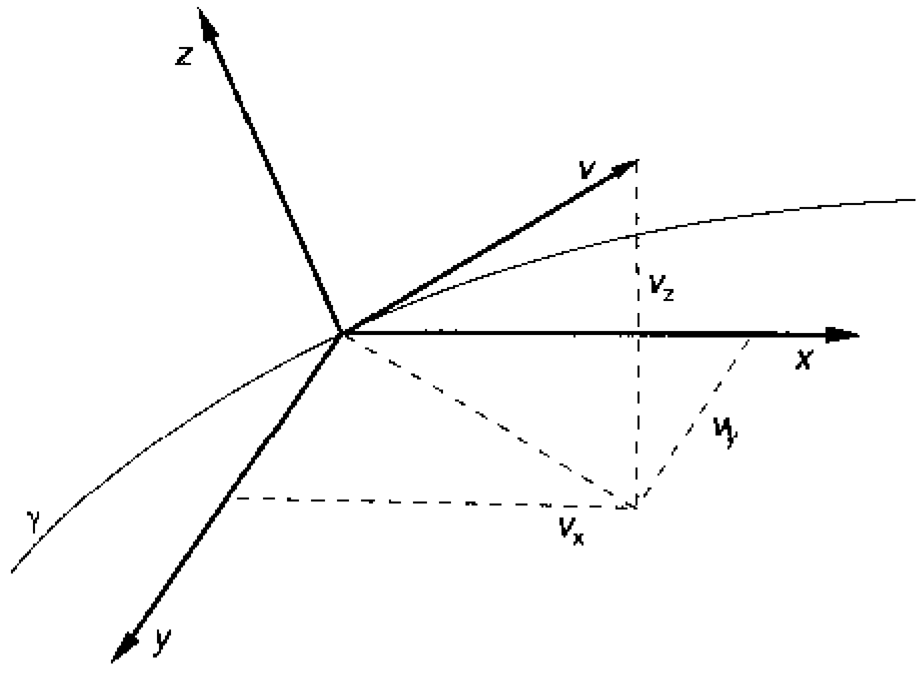
Tak właśnie działo się z osobliwościami. Rozwiązanie pewnych zagadnień o charakterze bardziej technicznym spowodowało kryzys, z którego – jak się wydawało – nie było wyjścia. Ale właśnie kryzysowa sytuacja wymusiła zupełnie nowe podejście do zagadnienia, otwierając szerokie horyzonty. Ten bieg wypadków wyznacza tok dalszego wykładu.

Krzywe ograniczonego przyspieszenia

Wśród sformułowanych powyżej pytań Jedno ma charakter bardziej techniczny od pozostałych, a mianowicie pytanie, czy niezupełność geodezyjna czasoprzestrzeni jest dobrym kryterium istnienia osobliwości. Teoretycy od dawna mieli co do tego poważne wątpliwości, Kryterium to mówi tylko o urywaniu się geodetyk, a przecież w czasoprzestrzeni istnieją także inne krzywe przyczynowe. Czasopodobne geodetyki to historie cząstek swobodnie poruszających się (spadających) w danym polu grawitacyjnym, ale we Wszechświecie działają przecież rozmaite siły, które mogą przyspieszać cząstki. Historiami takich cząstek są krzywe czasopodobne, nie będące geodetykami. Czy można mówić o zupełności czasoprzestrzeni ze względu na takie krzywe? Można, ale trzeba pamiętać, że interesuje nas fizyczny aspekt zagadnienia. Z fizycznego punktu widzenia sens ma tylko ograniczenie wielkie przyspieszenie. Wyobraźmy sobie rakietę z włączonym silnikiem, który nadaje jej przyspieszenie. Rakieta zabiera Jedynie skończoną ilość paliwa i dlatego mówienie o nieskończonym przyspieszeniu jest bezsensowne. Gdyby historia rakiety, lecącej z ograniczonym przyspieszeniem, kończyła się nagle, byłoby to niechybnym znakiem istnienia osobliwości. Gdyby jednak urywała się krzywa o nieograniczonym przyspieszeniu, nie powodowałoby to żadnej katastrofy w fizycznym świecie. Trzeba więc wśród wszystkich krzywych czasopodobnych wyróżnić tylko takie, które są historiami cząstek z ograniczonym przyspieszeniem. To było właśnie owo techniczne zadanie, które należało rozwiązać.

Zrobił to Bernard Schmidt. Zdefiniował on najpierw krzywe (czasopodobne) ograniczonego przyspieszenia, co nie było sprawą trudną, a następnie uogólniony parametr aflniczny. czyli pewien sposób numerowania punktów takich krzywych, co już wymagało pewnej geometrycznej pomysłowości. Krzywą ograniczonego przyspieszenia nazywamy zupełną w sensie Schmidta lub b-zupelną ("b" – od angielskiego słowa boundary, oznaczającego brzeg; por. niżej) i, odpowiednio, mówimy o zupełności (niezupełności) czasoprzestrzeni w sensie Schmidta lub ojej b-zupełności (b-niezupełności). Czasoprzestrzeń uważamy za wolną od osobliwości, jeżeli jest b-zupełna. Na razie wszystko wydaje się proste. Aby jednak zrozumieć trudności, do których doprowadziła konstrukcja Schmidta. należy nieco głębiej wniknąć w jej architekturę.

Najpierw uogólniony parametr afiniczny. Rozważmy dowolną krzywą czasopodobną (ograniczonego przyspieszenia) w czasoprzestrzeni; oznaczmy tę krzywą przez . W dowolnym punkcie krzywej skonstruujmy reper ortonormalny, czyli cztery prostopadle do siebie wektory jednostkowe (reper nazywa się także bazą), Reper taki możemy traktować jako lokalny układ odniesienia. Przenieśmy ten reper wzdłuż całej krzywej . W efekcie, w każdym punkcie krzywej y otrzymamy jeden reper. W takim wypadku mówi się o polu reperów wzdłuż krzywej . Wektor styczny w każdym punkcie krzywej można rozłożyć na składowe względem reperu (lokalnego układu odniesienia) zaczepionego właśnie w tym punkcie. Uogólnionym parameterem afinicznym nazywamy pewną wielkość zdefiniowaną za pomocą tak określonych składowych wektorów stycznych do krzywej . Wzór, który tę wielkość definiuje, jest bardzo podobny do wzoru definiującego długość krzywej w zwykłej geometrii.



Rys. 4.1. Wektor u styczny do krzywej można rozłożyć na składowe względem lokalnego

układu odniesienia (reperu). Czwarty wymiar czasoprzestrzeni został na rysunku pominięty.

Definicja Schmidta wydaje się naturalna, ponieważ jeśli krzywa jest czasopodobną geodetyką, to uogólniony parametr afiniczny automatycznie staje się zwykłym parametrem afinicznym i jeśli rozważamy tylko czasopodobne geodetyki, to problem b-zupełności czasoprzestrzeni redukuje się do problemu jej (czasopodobnej) geodezyjnej zupełności (omawianej w rozdziale 3).

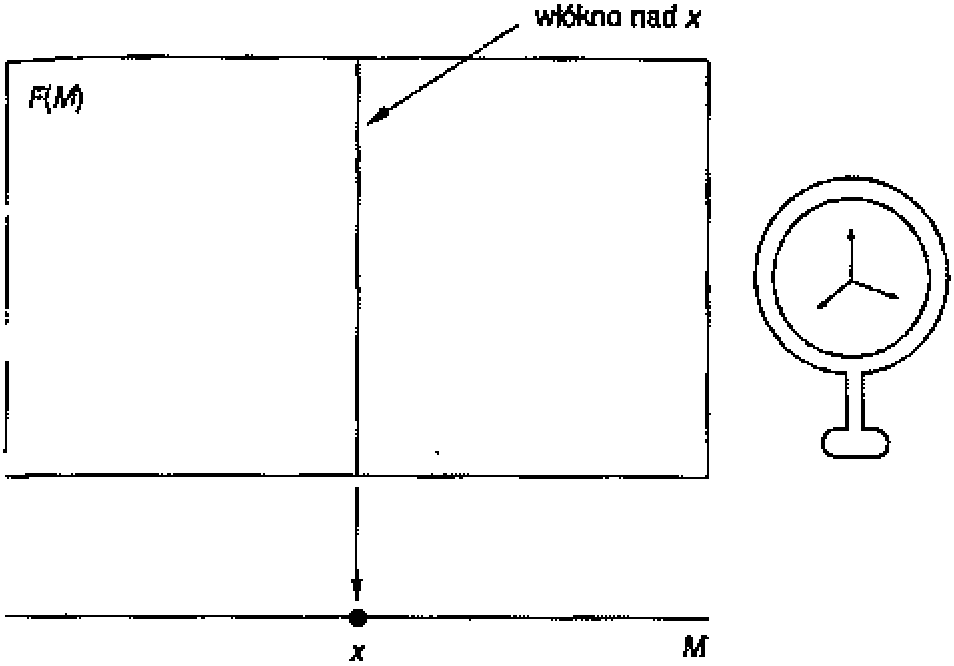
Powstaje pytanie, czy można uogólnić pojęcie geodezyjnego brzegu czasoprzestrzeni (por. rozdział 3) tak, by uogólniony brzeg obejmował również "końce" krzywych ograniczonego przyspieszenia. Schmidt odpowiedział pozytywnie na to pytanie; nowy brzeg czasoprzestrzeni nazwał b-brzegiem (mówi się również o brzegu Schmidta). Jest to bardzo elegancka konstrukcja, która w naszych dalszych rozważaniach odegra ważną rolę. Na jej przykładzie będziemy mieli okazję prześledzić, w Jaki sposób naturalna logika geometrycznych struktur kieruje ewolucją głębokich pojęć fizycznych.

Konstrukcja Schmidta

Konstrukcja brzegu Schmidta jest pięknym przykładem nowoczesnej i eleganckiej matematyki. Mamy ścisłą definicję uogólnionego parametru afinicznego i wydawałoby się. że niczego więcej nam nie potrzeba do określenia zupełności lub niezupełności czasoprzestrzeni ze względu na wszystkie krzywe, także krzywe ograniczonego przyspieszenia (a nie tylko ze względu na geodetyki). Ale matematyka to przede wszystkim hierarchia powiązanych ze sobą struktur i chcąc dobrze zrozumieć problem oraz łączące się z nim definicje pojęć, trzeba osadzić je w owej – strukturze struktur". To właśnie ma na celu konstrukcja Schmidta.

Pamiętamy z poprzedniego podrozdziału, że kluczowy chwyt w definicji uogólnionego parametru afinlcznego polegał na tym, by wyliczać go w każdym punkcie krzywej czasopodobnej względem lokalnego reperu, zaczepionego w owym punkcie. Należy podkreślić, iż ma to przejrzystą interpretację fizyczną. Krzywą czasopodobną możemy interpretować jako historię pewnego obserwatora. Reper zaczepiony w każdym punkcie tej krzywej to lokalny układ odniesienia rozważanego obserwatora. Z punktu widzenia teorii względności jest naturalne, że pewną wielkość (w tym wypadku uogólniony parametr afiniczny) definiuje się w każdej chwili czasu względem lokalnego układu odniesienia, a więc układu odniesienia, względem którego obserwator w danej chwili spoczywa.

Na tę konstrukcję, naturalną z punktu widzenia fizyki, spójrzmy jednak oczami matematyka. Spojrzenie matematyka zawsze odznacza się ogólnością. Zamiast o "reperach wzdłuż krzywej" będzie on mówił o "wyróżnionym podzbiorze reperów w przestrzeni wszystkich możliwych reperów". Rozważmy więc rozmaitość czasoprzestrzenną M (w dalszym ciągu będziemy mówić po prostu o czasoprzestrzeni M) i zbiór wszystkich możliwych reperów zaczepionych we wszystkich punktach czasoprzestrzeni M. Zbiór ten będziemy nazywać przestrzenią reperów nad M i oznaczać symbolem F(M). Zwróćmy uwagę na to, że punktem w przestrzeni F(M) jest reper. Zacieśnijmy na chwilę rozważania do jednego punktu czasoprzestrzeni M (niech tym punktem będzie x M) i rozważmy zbiór wszystkich możliwych reperów zaczepionych w tym punkcie. Zbiór ten nazywa się włóknem nad x. Ustalmy uwagę na dowolnym reperze należącym do włókna nad x. Wszystkie inne repery z tego włókna można traktować jako powstałe przez obrót tego reperu (czyli pozostawiamy nieruchomym punkt zaczepienia reperu i obracamy wektory tworzące reper). Całą tę konstrukcję nazywa się wiązką włóknistą reperów nad czasoprzestrzenią. Przestrzeń reperów F(M) często określa się mianem przestrzeni totalnej tej wiązki, a M – jej bazy.



Ryi. 4.2. Schematyczny rysunek wiązki włóknistej reperów nad czasoprzestrzenią M. Każdy punkt przestrzeni F(M) jest reperem w czasoprzestrzeni M.

Wiązka włóknista reperów jest naturalnym matematycznym środowiskiem dla teorii względności. Ażeby to dostrzec w całej pełni, skierujmy uwagę na następującą okoliczność. Wspomnieliśmy powyżej, że wszystkie repery z danego włókna można otrzymać przez obrót dowolnego reperu należącego do tego włókna. Ale obrotów w matematyce też nie można wykonywać na wyczucie; muszą być ściśle określone. Wyznacza je pewna struktura matematyczna, zwana grupą. W strukturze tej zawarta jest reguła (zwana regułą działania grupowego), która powiada, jak powinno się przemieścić dany reper, by wykonać odpowiedni obrót. Na przykład grupa obrotów euklidesowych określa, jak wykonywać obroty w zwykłej przestrzeni euklidesowej. Grupa, która mówi. jak należy wykonywać obroty reperów w danej wiązce włóknistej reperów, nazywa się grupą strukturalną wiązki. W rozważanym przez nas przypadku jest nią grupa Lorentza. Każe ona obracać repery zgodnie z transformacjami Lorentza, znanymi z teorii względności. Jeżeli utożsamić repery z lokalnymi układami odniesienia, to każde przekształcenie Lorentza od jednego (lokalnego) układu odniesienia do drugiego, jakie tak często wykonuje się na podstawowym kursie teorii względności, jest w istocie operacją w wiązce reperów nad czasoprzestrzenią (z grupą Lorentza jako grupą strukturalna). Abstrakcyjna matematyka występuje w całej fizyce, choć na ogól studenci fizyki nie zdają sobie z tego sprawy. Ale podczas rozważania subtelnych zagadnień, takich jak problem osobliwości, proste intuicje nie wystarczają i trzeba koniecznie odwołać się do abstrakcyjnych struktur matematycznych.

Teraz już bardzo schematycznie przedstawmy konstrukcję Schmidta. Jeżeli w każdym punkcie na krzywej przestrzenno-podobnej v w czasoprzestrzeni M rozważamy reper lub – co oznacza to samo – jeden reper przesuwamy wzdłuż krzywej □ . to w przestrzeni reperów F(M) wybieramy pewien ciąg. Jeżeli czasoprzestrzeń M jest niezupełna i krzywa □ gdzieś się urywa, to ciąg reperów w przestrzeni F(M) także się gdzieś urywa. Cały kunszt konstrukcji Schmidta polega na tym, że przestrzeń F(M) znacznie łatwiej poddaje się matematycznym manipulacjom niż czasoprzestrzeń M. W szczególności, w przestrzeni F(M) daje się łatwo zdefiniować granice ciągów, jakie tworzą repery, i nietrudno określić, kiedy dwa różne ciągi reperów dążą do tej samej granicy. Jeżeli ciąg reperów, przeniesionych równolegle wzdłuż krzywej □ w czasoprzestrzeni M, urywa się, bo urywa się krzywa □ , to granica tego ciągu, rozważanego w przestrzeni F(M), nie należy do tej przestrzeni. Przestrzeń F(M) jest wówczas niezupełna, ale znamy metodę, pozwalającą tę przestrzeń uzupełnić, czyli dołączyć do niej wszystkie brakujące granice ciągów reperów. Granice te tworzą brzeg Cauchy'ego przestrzeni F{M).

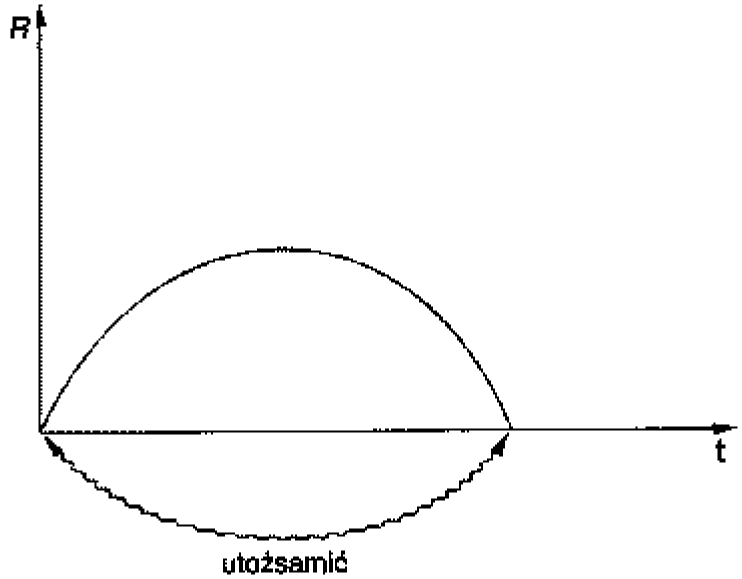
I teraz krok ostatni. Okazuje się, że wykorzystując działanie grupy strukturalnej wiązki, można w pewien sposób zrzutować brzeg Cauchy'ego przestrzeni F(M) do poziomu czasoprzestrzeni M. Otrzymujemy w ten sposób zrzutowany brzeg – oznaczamy go przez □ $_{b}M$ – dołączony do czasoprzestrzeni M. Jest to właśnie b-brzeg Schmidta. Każda niezupełna krzywa przyczynowa w czasoprzestrzeni – niezależnie od tego, czy jest to krzywa geodezyjna, czy ograniczonego przyspieszenia – definiuje pewien punkt b-brzegu, ale jeden punkt b-brzegu może być definiowany przez więcej niż jedną krzywą (więcej krzywych może się urywać w tym samym punkcie b-brzegu).

Kryzys

Konstrukcję Schmidta, wkrótce po jej ogłoszeniu, teoretycy prawie jednomyślnie uznali za najlepszą z dotychczasowych definicji osobliwości. Nie tylko była ona wystarczająco ogólna (obejmowała wszystkie znane typy osobliwości), ale również z matematyczną elegancją łączyła sens fizyczny. Z fizycznego punktu widzenia wiązkę reperów nad czasoprzestrzenią należy interpretować jako odpowiednio ustrukturalizowany zbiór wszystkich możliwych lokalnych układów odniesienia, powiązanych ze sobą przekształceniami Lorentza, a przecież właśnie to jest naturalnym środowiskiem teorii względności. Jednakże z konstrukcją Schmidta od początku łączyła się pewna trudność. Wyliczenie b-brzegu dla konkretnych czasoprzestrzeni było zadaniem bardzo skomplikowanym. W swojej pracy Schmidt przetestował zaproponowaną przez siebie definicję osobliwości na przykładzie kilku sztucznie skonstruowanych czasoprzestrzeni (tego rodzaju czasoprzestrzenie kosmologowie często nazywają modelami zabawkowymi). Panowało wszakże przekonanie, że gdy wreszcie uda się przezwyciężyć rachunkowe trudności, to okaże się, że definicja Schmidta stosuje się także do realnych przypadków.

Istotny postęp osiągnięto dopiero kilka lat po opublikowaniu artykułu Schmidta. Niemal równocześnie ukazały się dwie inne prace, których autorami byli B. Bosshard i R. A. Johnson. Zapoczątkowały one kolejny kryzys związany z zagadnieniem osobliwości. Obydwaj ci autorzy za przedmiot badań wzięli dwa bardzo ważne w teorii względności rozwiązania: zamknięty model kosmologiczny Friedmana i rozwiązanie Schwarzschilda. Nie zdołali wyliczyć b-brzegów dla tych rozwiązań, ale udało im się udowodnić pewne twierdzenia na ich temat. Wyniki obydwu prac były identyczne i... niezwykle zaskakujące. Okazało się mianowicie, że b-brzeg zarówno zamkniętego modelu Friedmana. jak i czasoprzestrzeni Schwarzschilda składa się z jednego punktu, który w dodatku nie jest oddzielony w sensie Hausdorffa od czasoprzestrzeni tych rozwiązań. Wynika stąd, że osobliwości nie da się "unieszkodliwić", odpowiednio izolując ją od regularnych obszarów czasoprzestrzeni. Jeszcze bardziej bulwersująca jest pierwsza własność odkryta przez Bossharda i Johnsona, zwłaszcza w przypadku zamkniętego modelu Friedmana. W zamkniętym modelu Friedmana bowiem istnieją dwie osobliwości – początkowa i końcowa – i jeżeli stanowią one ten sam (i jedyny) punkt b-brzegu, oznacza to, że początek Wszechświata jest równocześnie jego końcem! W połączeniu z niespełnieniem warunku Hausdorffa znaczy to tyle, że czasoprzestrzeń zamkniętego modelu Friedmana ze swoim b-brzegiem pod względem topologicznym redukuje się do jednego punktu!

W naszych dalszych rozważaniach ważną rolę odegra nie tylko wynik badań Bossharda i Johnsona, lecz również metoda, za której pomocą ten rezultat osiągnięto. Otóż w wypadku zamkniętego modelu Friedmana obydwaj uczeni skonstruowali krzywą łączącą osobliwość początkową z osobliwością końcową. Istotne jest jednak to, że krzywa ta nie leżała w czasoprzestrzeni, lecz w przestrzeni reperów nad czasoprzestrzenią, czyli w przestrzeni totalnej wiązki. Następny krok polegał na udowodnieniu, że długość tej krzywej wynosi zero. A zatem osobliwość początkowa i końcowa się pokrywają.



Rys. 4.3. Osobliwość początkowa l końcowa w zamkniętym modelu Friedmana stanowią jeden punkt b-brzegu.

Nastąpił gorączkowy okres poszukiwań jakiegoś rozwiązania. Zaproponowano kilka ulepszeń konstrukcji Schmidta. Jedne okazały się za mało ogólne (nie obejmowały wszystkich czasoprzestrzeni z osobliwościami), inne – zbyt skomplikowane lub po prostu nieskuteczne. Żałując, że taka elegancka konstrukcja nie spełniła pokładanych w niej nadziei, teoretycy powoli o niej zapominali. Ponieważ jednak brzeg czasoprzestrzeni jest konstrukcją pożyteczną nie tylko w badaniu problemu osobliwości, zaczęto coraz częściej nawiązywać do zaproponowanego już wcześniej przez Gerocha, E. H. Kronheimera i Penrose'a przyczynowego brzegu czasoprzestrzeni. Do skonstruowania tego brzegu służą krzywe przyczynowe oraz stożki świetlne i, choć ideologicznie jest on przejrzysty, również niezwykle trudno daje się wykorzystać do praktycznych obliczeń. Początkowo przyczynowy brzeg czasoprzestrzeni nie miał służyć do definiowania osobliwości, ale teraz, gdy zaszła potrzeba, Penrose przystosował go do pełnienia także i tej funkcji. Przyjemnie jest wiedzieć, że osobliwości można opisać w eleganckim, teoretycznym jeżyku przyczynowego brzegu czasoprzestrzeni, ale konstrukcja ta nie stała się skutecznym narzędziem w badaniach osobliwości. W dziedzinie tej nadal osiągano interesujące, choć nie rewelacyjne wyniki, ale uwaga badaczy zwracała się raczej ku osobliwościom w poszczególnych rozwiązaniach niż ku ogólnym twierdzeniom. Po pracach Boss-harda i Johnsona oraz po kilku nieudanych próbach zaradzenia trudnościom związanym z konstrukcją Schmidta dało się zaobserwować zmęczenie zagadnieniem osobliwości. Tym bardziej że z czasem zaczęły rosnąć nadzieje na stworzenie kwantowej teorii grawitacji. Jeżeli, jak się spodziewano, prawa rządzące skwantowaną grawitacją wyeliminują osobliwości z historii Wszechświata, to zniknie główna motywacja zajmowania się tym problemem. Zagadnienie osobliwości coraz częściej rezerwowano dla matematyków, poszukujących nie-trywialnych przykładów dla wyostrzenia metod geometrii różniczkowej. Geometria różniczkowa jest bardzo piękną dziedziną matematyki i zapewne nie było dziełem przypadku, że właśnie dzięki niej pojawiły się perspektywy dalszego postępu.

ROZDZIAŁ 5
DEMIURG I GEOMETRIA

Jak wyjść z kryzysu?

Zaproponowana przez Schmidta konstrukcja b-brzegu czasoprzestrzeni uchodziła za elegancką, ale od początku była naznaczona pewną skazą. Schmidt usiłował tę słabość przezwyciężyć za pomocą eleganckich matematycznych zabiegów, lecz jak się okazało, nie zdołał tego uczynić. Skaza polegała na tym, że zarówno czasoprzestrzeń, jak i wiązka reperów nad czasoprzestrzenią są gładkimi rozmaitościami, czyli – jak mówią matematycy – należą do kategorii gładkich rozmaitości, podczas gdy w osobliwościach właśnie ta struktura – struktura gładkiej rozmaitości (por. rozdział 2) – się załamuje. Czy w ogóle da się stworzyć poprawną teorię osobliwości, nie wykraczając poza kategorię gładkich rozmaitości?

W fizyce teoretycznej od dłuższego czasu wyczuwa się potrzebę wyjścia poza gładkie rozmaitości. Na przykład próby kwantowania pola grawitacyjnego w wielu swoich wersjach sprowadzają się do kwantowania czasoprzestrzeni i trudno oczekiwać, by konsekwentnie skwantowaną czasoprzestrzeń zachowała strukturę gładkiej rozmaitości. Także w czystej geometrii różniczkowej pojawia się coraz więcej prac, których celem jest opuszczenie mocno już wyeksploatowanego obszaru gładkich rozmaitości. Nasuwa się zatem dość oczywisty wniosek: trzeba powtórzyć konstrukcję Schmidta w takiej kategorii matematycznej, która by obejmowała czasoprzestrzenie ze wszystkimi typami osobliwości. Podstawowa trudność polega na tym, jak taką kategorię znaleźć.

Tradycyjnie gładką rozmaitość definiuje się przez określenie lokalnych układów współrzędnych (zwanych także lokalnymi mapami) i podanie przekształceń, pozwalających przechodzić od jednego lokalnego układu współrzędnych do drugiego (na obszarach, na których te układy się przecinają). Zbiór wszystkich lokalnych układów współrzędnych (zgodnych ze sobą), czyli lokalnych map, nazywa się atlasem. Od chwili opublikowania znanej pracy J. L. Koszula wiadomo jednak, że cala informacja o gładkiej rozmaitości mieści się również w zbiorze wszystkich gładkich funkcji (rzeczywistych) zdefiniowanych na tej rozmaitości. Właściwość tę da się wykorzystać do podania innej definicji gładkiej rozmaitości. Należy po prostu "zapomnieć" o przestrzeni, na której zdefiniowane są gładkie funkcje, i nałożyć na te funkcje dodatkowe warunki. Okazuje się, że jeżeli odpowiednio dobierze się warunki, to rodzina funkcji jednoznacznie określa pewną przestrzeń – gładką rozmaitość. Definicja rozmaitości za pomocą rodziny gładkich funkcji Jest równoważna tradycyjnej definicji, wykorzystującej mapy i atlas, ale ma dwie cechy, które ją w pewien sposób wyróżniają. Po pierwsze, jest niejako predysponowana do opisywania globalnych cech rozmaitości – funkcje w zasadzie mogą być określone na całej rozmaitości, podczas gdy lokalne mapy jedynie na pewnych jej podzbiorach. Po drugie, lepiej nadaje się do uogólnień. Nie trzeba dodawać, że matematycy rychło wykorzystali te drugą właściwość i stworzyli dużo uogólnień pojęcia gładkiej rozmaitości. Problem polega na tym, że uogólnień jest wiele i że różne uogólnienia nadają się do rozmaitych celów. Jak znaleźć to uogólnienie, które byłoby przydatne do opisu czasoprzestrzeni z osobliwościami?

Przestrzenie różniczkowe

Przyjrzyjmy się najpierw warunkom, jakie należy nałożyć na rodzinę funkcji, aby definiowała ona pewną rozmaitość. Oznaczmy tę rodzinę przez C. Pierwszy z omawianych warunków, zwany warunkiem zamkniętości rodziny funkcji C ze względu na lokalizację, gwarantuje poprawne zachowanie się funkcji, należących do rodziny C, w małych otoczeniach. Drugi warunek, zwany zamkniętością rodziny C ze względu na złożenie z funkcjami euklidesowymi, ustala związek pomiędzy rodziną C a gładkimi funkcjami na przestrzeni euklidesowej. Pozwala to pewne techniki rachunkowe, znane z teorii przestrzeni euklidesowych, przenosić na rodzinę funkcji C, a co za tym idzie – na definiowaną rozmaitość. I wreszcie warunek trzeci, kluczowy dla pojęcia rozmaitości. Zapewnia on, że przestrzeń, definiowana przez rodzinę C, ma lokalnie (czyli w otoczeniu każdego swojego punktu) takie same własności (topologiczne i różniczkowe) jak przestrzeń Euklidesa. To właśnie ta cecha decyduje, czy jakaś przestrzeń jest gładką rozmaitością.

W 1967 roku polski matematyk, Roman Sikorski, zauważył, że jeżeli odrzuci się trzeci warunek, zatrzymując dwa pozostałe, otrzymamy przestrzeń ogólniejszą od rozmaitości, na której można jednak rozwijać geometrię różniczkową w sposób analogiczny, jak się to robi na gładkich rozmaitościach. Przestrzenie uzyskane w wyniku odrzucenia tego warunku są znacznym uogólnieniem gładkich rozmaitości. Sikorski nazwał je przestrzeniami różniczkowymi. Wkrótce napisał on piękny podręcznik geometrii różniczkowej, w którym konsekwentnie stosował pojęcie przestrzeni różniczkowych. Szkoda, że książka Sikorskiego nigdy nie została przetłumaczona na jeżyk angielski. Znam matematyka, który nie rozumiejąc polskiego, często wertował ten podręcznik, starając się na podstawie wzorów od-cyfrować znaczenie tekstu.

Przestrzenie różniczkowe są znacznie bardziej elastyczne niż rozmaitości. Możemy na przykład wziąć dowolną rodzinę C funkcji (rzeczywistych) określonych na pewnym zbiorze M, nałożyć na tę rodzinę warunek zamkniętości ze względu na lokalizację oraz warunek zamkniętości ze względu na składanie z funkcjami euklidesowymi i otrzymamy pewną przestrzeń, którą definiuje rodzina C. Ściśle rzecz biorąc, przestrzenią różniczkową jest para (M,C). C nazywamy strukturą różniczkową przestrzeni różniczkowej, a M jej nośnikiem (jeżeli nie zachodzi obawa nieporozumienia, przestrzeń różniczkową oznacza się niekiedy przez samo M). Rodzinę C traktujemy – z definicji – jako rodzinę funkcji gładkich na przestrzeni M. Powinniśmy zdać sobie sprawę z przyjętego tu uogólnienia pojęcia gładkości. Funkcje należące do C nie muszą być gładkie w tradycyjnym sensie; mogą nawet zawierać nieciągłości lub "szpice" (w intuicyjnym znaczeniu tych słów). Funkcja jest gładka (w nowym znaczeniu), jeżeli tylko należy do rodziny C, która z kolei musi jedynie spełniać dwa powyższe warunki. Nasze intuicyjne pojęcia ciągłości i gładkości wyrosły z nawyków powstałych w wyniku obcowania z przestrzeniami euklidesowymi. Nie ma żadnych powodów, by matematyk musiał ulegać tym nawykom.

Inną cechą, która odróżnia przestrzenie różniczkowe od gładkich rozmaitości, jest ich wymiar. Wymiar rozmaitości jest stały, to znaczy w otoczeniu każdego punktu rozmaitości jej wymiar jest taki sam. W przestrzeniach różniczkowych natomiast wymiar może się zmieniać od punktu do punktu. Jak wiadomo, zwykła przestrzeń euklidesowa (przestrzeń naszego codziennego doświadczenia) jest gładką rozmaitością o wymiarze 3: długość, szerokość i wysokość. Wymiar ten jest taki sam w każdym miejscu przestrzeni. Gdyby nasza przestrzeń nie była gładką rozmaitością, lecz przestrzenią różniczkową (w sensie Sikorskiego), mogłaby mieć w jednym miejscu wymiar 3, w innym 10. a w jeszcze innym 1273. Tak więc bogactwo przestrzeni różniczkowych jest niepomiernie większe niż bogactwo gładkich rozmaitości, a mimo to istnieją metody matematyczne, które pozwalają całe to bogactwo utrzymywać pod ścisłą kontrolą. Oczywiście, każda gładka rozmaitość jest przestrzenią różniczkową, ale nie odwrotnie.

Jeszcze jedna techniczna, ale ważna uwaga dotycząca przestrzeni różniczkowych. Warunki, jakie musi spełniać rodzina funkcji C, by definiowała przestrzeń różniczkową, gwarantują, że funkcje należące do tej rodziny można dodawać i mnożyć przez siebie oraz mnożyć przez liczby (rzeczywiste lub zespolone), przy czym działania te mają analogiczne własności jak zwykłe działania mnożenia i dodawania. W takiej sytuacji matematycy powiadają, że rodzina C tworzy algebrę. Jest to niezmiernie ważna okoliczność. W naszych dalszych rozważaniach będą występować tylko takie rodziny funkcji, które są algebrami. Bardzo często zamiast "rodzina funkcji", będziemy mówić po prostu "algebra funkcji".

Po śmierci Sikorskiego teorię przestrzeni różniczkowych rozwijali jego współpracownicy i uczniowie z Warszawy, między innymi Zbigniew Żekanowski, Adam Kowalczyk i Wiesław Sasin. W latach osiemdziesiątych XX wieku teorią tą zainteresowała się grupa moich krakowskich współpracowników, do których należeli Jacek Gruszczak i Piotr Multarzyńskl. Wkrótce po opublikowaniu przez nas pierwszego artykułu na temat zastosowania przestrzeni różniczkowych do modelowania czasoprzestrzeni w fizyce nawiązała się dość systematyczna współpraca między grupami krakowską i warszawską. W jej wyniku odkryto nowe możliwości użycia teorii przestrzeni różniczkowych w badaniach osobliwości. Jak pamiętamy, w tradycyjnym ujęciu osobliwości nie należą do czasoprzestrzeni i można do nich "docierać" jedynie z wnętrza czasoprzestrzeni. Natomiast dzięki uogólnieniu pojęcia gładkości funkcji struktura różniczkowa przestrzeni różniczkowej obejmuje także osobliwości. Na skutek tego stają się one częścią uogólnionej czasoprzestrzeni (modelowanej za pomocą przestrzeni różniczkowej) i można je badać standardowymi metodami teorii przestrzeni różniczkowych. Metoda ta bardzo dobrze sprawdza się w wypadku osobliwości słabszych typów, natomiast w odniesieniu do silnych osobliwości, takich jak Wielki Wybuch lub osobliwości w rozwiązaniu Schwarzschilda, ujawnia ona wprawdzie źródło trudności i patologicznych zachowań (czego nie czyni metoda tradycyjna), ale go nie usuwa. Należy to uznać za sukces, choć z pewnością tylko częściowy. Istotę problemu przedstawię w następnym podrozdziale.

Dlaczego czasoprzestrzenie redukują się do punktu?

Niektóre osobliwości są rzeczywiście złośliwe. Nawet metody przestrzeni różniczkowych ich nie pokonały, ale – jak wspomniałem – dzięki tym metodom dowiedzieliśmy się przynajmniej, na czym polegają trudności. To zaś pozwala nam myśleć o stworzeniu nowych metod do przezwyciężenia owych trudności. A zatem na czym polegają kłopoty z "mocniejszymi osobliwościami"? Problem można przedstawić za pomocą teorii przestrzeni różniczkowych, ale razem z moim przyjacielem i współpracownikiem, Wiesławern Sasinem, zauważyliśmy, że dokonując kolejnego uogólnienia, problem ów daje się posunąć jeszcze o krok naprzód. Wprawdzie i tym razem nie otrzymujemy pełnego rozwiązania, ale nowa metoda jest nieco bardziej skuteczna. Niech mi wiec będzie wolno pozostawić na boku przestrzenie różniczkowe i przejść do przestrzeni strukturalnych, bo tak nazywa się to nowe uogólnienie (angielską nazwą Jest structured spaces, ale po polsku określenie "przestrzeń strukturalna" brzmi lepiej niż "przestrzeń ustrukturalizowana").

Przejście od przestrzeni różniczkowych do przestrzeni strukturalnych polega na tym, że nie rozważa się jednej algebry C funkcji określonych na całej przestrzeni M (jak to miało miejsce dla przestrzeni różniczkowych), lecz dla każdego małego otoczenia dowolnego punktu przestrzeni M bierze się pod uwagę oddzielną algebrę funkcji. Dla każdej z tych algebr są spełniane te same warunki, które obowiązują dla przestrzeni różniczkowych (Sikorskiego) i ponadto wszystkie te algebry muszą być ze sobą zgodne w ściśle określonym sensie. Powiadamy, że rozważamy snop algebr funkcyjnych na przestrzeni M. Snop ten nazywa się strukturą różniczkową przestrzeni M; będziemy go oznaczać przez J. Para (M, 3) nazywa się przestrzenią strukturalną. Dzięki temu, że bierzemy pod uwagę nie jedną algebrę, lecz snop algebr funkcyjnych, przestrzenie strukturalne są znacznie bardziej elastyczne niż przestrzenie różniczkowe. Przestrzenie strukturalne pierwszy stosował M. A. Mostów, choć nie w pełni zdawał sobie z tego sprawę (sądził, że są to przestrzenie Sikorskiego). Przestrzenie strukturalne zawdzięczają swą nazwę Sasinowi i mnie. Udało nam się także rozbudować teorię tych przestrzeni.

Przestrzenie strukturalne obejmują bardzo dużą klasę przestrzeni. Oczywiście, wszystkie przestrzenie różniczkowe są również przestrzeniami strukturalnymi, ale nie odwrotnie. Dla nas było rzeczą niezmiernie ważną, że każdą czasoprzestrzeń z b-brzegiem (por. rozdział 4) można przedstawić jako przestrzeń strukturalną. Jeżeli każdą, to również czasoprzestrzeń zamkniętego wszechświata Friedmana. Przyjrzyjmy się temu przypadkowi dokładniej.

Zacznijmy od czasoprzestrzeni zamkniętego modelu Friedmana bez osobliwości. Czasoprzestrzeń tę można tradycyjnie przedstawić Jako gładką rozmaitość lub – w nowym ujęciu – jako przestrzeń strukturalną. Oba przedstawienia, choć formalnie różne, są równoważne; zawsze można jednoznacznie przejść od jednego opisu do drugiego, i odwrotnie. Inaczej dzieje się z czasoprzestrzenią zamkniętego modelu Friedmana z osobliwościami (początkową i końcową). Próba przedstawienia jej jako rozmaitości załamuje się, ale przedstawienie jej Jako przestrzeni strukturalnej pozostaje w mocy. Przypomnijmy, że w tym przypadku czasoprzestrzeń jest opisana za pomocą rodziny (snopu) algebr funkcyjnych, co oznacza, że cała informacja o czasoprzestrzeni zawiera się w tej rodzinie algebr. Co się dzieje, gdy tę rodzinę chcemy "rozciągnąć" także na osobliwości? Pojęcia "rozciągania" snopa algebr funkcyjnych używam tu (i niżej) w sensie poglądowym. Ściśle rzecz biorąc, snopa tego nie rozciąga się na osobliwości (już wcześniej istniejące), lecz tak definiuje się snop algebr funkcyjnych, by określał on czasoprzestrzeń z osobliwościami. Co się zatem dzieje, gdy tak definiujemy snop algebr funkcyjnych, by określał on czasoprzestrzeń z osobliwościami? Jest rzeczą niezmiernie istotną, że metody przestrzeni strukturalnych pozwalają udzielić pełnej odpowiedzi na to pytanie.

Snop algebr funkcyjnych na czasoprzestrzeni zamkniętego modelu Friedmana zawiera bardzo wiele rozmaitych funkcji. Do najprostszych z nich należą funkcje stale, czyli przyjmujące na całej czasoprzestrzeni tę samą wartość. Taką funkcją jest na przykład funkcja, która w każdym punkcie czasoprzestrzeni równa się O, lub funkcja przyjmująca w każdym punkcie wartość 5 itd. Otóż okazuje się, że przy każdej próbie rozciągnięcia snopa algebr funkcyjnych na osobliwość początkową i końcową w zamkniętym modelu Friedmana ze snopa zostają wyeliminowane wszystkie funkcje z wyjątkiem funkcji stałych. Innymi stówy, tylko funkcje stale dają się "rozciągnąć" na osobliwości; czyli snop algebr, opisujący czasoprzestrzeń zamkniętego modelu Friedmana z osobliwościami, składa się wyłącznie z funkcji stałych. Widzimy więc, że włączenie osobliwości do modelu zubaża jego matematyczny opis. I to drastycznie. Zauważmy, że żadna funkcja stalą nie odróżnia punktów przestrzeni, na której jest określona, ponieważ we wszystkich punktach przyjmuje ona taką samą wartość. "Z punktu widzenia" funkcji stałych cala przestrzeń sprowadza się zatem do jednego punktu. Co więcej, w przypadku zamkniętego modelu Friedmana funkcje stałe, redukując wszystko do jednego punktu, jednakowo traktują punkty czasoprzestrzeni i osobliwości. Gdy jednak zdecydujemy się wykluczyć z naszego opisu osobliwości i z powrotem zacieśnić snop algebr funkcyjnych do czasoprzestrzeni (bez osobliwości), wszystkie funkcje "odżywają" i sytuacja powraca do normy.

Widać tu jak na dłoni, że początkowa i końcowa osobliwość w zamkniętym modelu Friedmana mają niezwykle złośliwą naturę: jeżeli tylko usiłujemy je włączyć do matematycznego modelu, niszczą one cały model, redukując go do jednego punktu. Wprawdzie nadal nie wiemy, jak sobie poradzić z osobliwościami, ale przynajmniej poznaliśmy istotę trudności.

Podobną analizę można przeprowadzić w odniesieniu do rozwiązania Schwarzschilda, a także do wielu innych czasoprzestrzeni z osobliwościami. Osobliwości, które "wszystko redukują do punktu" (w powyższym sensie), będziemy nazywać osobliwościami złośliwymi.

Istnieją również osobliwości niezłośliwe, na które da się rozciągać nie tylko funkcje stale. Czasoprzestrzenie z takimi osobliwościami skutecznie bada się metodami przestrzeni strukturalnych.

Demiurg i zamknięty wszechświat Friedmana

Pozostańmy jeszcze przy zamkniętym wszechświecie Friedmana wraz z jego złośliwymi osobliwościami. Czy stwierdzenie, że w modelu tym wszystko redukuje się do jednego punktu, nie jest nonsensem? Czy nie oznacza to wyłącznie, że używana przez nas matematyczna struktura nie nadaje się do opisu tego, co chcemy opisać? Innymi słowy, czy nie wynika stąd, że nasz matematyczny język nie może sprostać zadaniu i załamuje się? Niewątpliwie, świadczy to o kryzysie naszych dotychczasowych metod badawczych, ale nie do końca. Po pierwsze, przedstawiony powyżej opis zamkniętego modelu kosmologicznego Friedmana w języku przestrzeni strukturalnych nie tylko nie jest bezsensowny, ale dopuszcza także prowokującą interpretację filozoficzną. Po drugie, opis ten daje nam pewną wskazówkę, gdzie należy szukać bardziej skutecznych metod uporania się z trudnościami. Ażeby to lepiej zrozumieć, posłużmy się pewną metaforą.

Zamknięty wszechświat Friedmana można rozważać niejako z dwu punktów widzenia. Pierwszy z nich to perspektywa badacza, zamieszkującego ten wszechświat. Żyje on, powiedzmy, na niewielkiej planecie, okrążającej swoje macierzyste słońce w jednej z miliardów galaktyk i prowadzi badania swojego wszechświata, podobnie jak my to czynimy w naszym Wszechświecie. Badacz ten, snując rozważania teoretyczne i wykorzystując dane obserwacyjne, stwierdzi, że w skończonej przeszłości miał miejsce wielki wybuch (osobliwość początkowa), a w skończonej przyszłości nastąpi wielki koniec (osobliwość końcowa). Dopóki badacz pozostaje w bezpiecznej odległości od obydwu osobliwości, wszystko jest w porządku. Gdy jednak "dotknie" on którejś z nich, natychmiast nastąpi katastrofa – wszystko _zlepi się" do jednego punktu. Wpadnięcie do osobliwości oznacza, oczywiście, zgniecenie wszystkiego przez dążące do nieskończoności siły grawitacyjne. Mam tu więc na myśli "dotknięcie" nie w sensie dosłownym, lecz w sensie operacji dozwolonych przez model; na przykład przez rozciągnięcie funkcji, opisujących model, na osobliwości. Gdy tylko badacz się na to odważy, jego wszechświat (model) natychmiast ulega unicestwieniu (ściągnięciu do punktu).

Warto w tej chwili uświadomić sobie, że nie jest wykluczone, iż my sami żyjemy w zamkniętym wszechświecie Friedmana. W każdym razie dostępne nam obecnie dane obserwacyjne takiej ewentualności nie wykluczają.

Można także rozważać zamknięty wszechświat Friedmana z punktu widzenia zewnętrznego obserwatora, na przykład z punktu widzenia Demiurga, który ten wszechświat stworzył. Kosmologowie chętnie używają metafory Boga, stwarzającego świat. Ponieważ wielu czytelników bierze te metaforę zbyt dosłownie, wolę posłużyć się Platońskim obrazem Demiurga, boskiego rzemieślnika, który, wpatrzony w świat odwiecznych idei (matematyki!), konstruuje wszechświat. Oczywiście, Demiurg w swojej stwórczej działalności musi w jakiś sposób dotykać osobliwości. Przecież to on właśnie spowodował, że wszechświat rozpoczął swą ewolucję od początkowej osobliwości. Mówiąc Językiem teorii przestrzeni strukturalnych, Demiurg musi posługiwać się funkcjami rozciągniętymi na osobliwości. Ale wówczas, z jego perspektywy, wszystko redukuje się do punktu, cała historia wszechświata – od początkowej do końcowej osobliwości – staje się jedną chwilą. Demiurg, jeżeli zechce, może oczywiście zawęzić funkcje do czasoprzestrzeni (pomijając osobliwości), i wtedy, przyjmując perspektywę obserwatora wewnętrznego, może obserwować, co się dzieje w tym świecie.

Widzimy więc. że model nie jest bezsensowny. Co więcej, daje możliwość bardzo ciekawej interpretacji filozoficznej, zresztą nienowej. Teologowie już dawno twierdzili, że Bóg istnieje poza czasem i "z jego punktu widzenia" cala historia Wszechświata dzieje się "w jednym teraz", a więc w pewnym sensie jest tylko chwilą. Przestrzegam jednak przed zbyt dosłownie rozumianymi teologicznymi interpretacjami zamkniętego modelu Wszechświata, podobnie zresztą jak i wszystkich innych modeli kosmologicznych. Interpretacje takie w najlepszym razie wskazują na niesprzeczność pewnych teologicznych lub filozoficznych koncepcji, ale ich wykorzystywanie do wyciągania wniosków wykraczających "poza len świat" jest zawsze zabiegiem metodologicznie mocno ryzykownym.

Nasz model, dopuszczający możliwość utożsamienia początku i końca Wszechświata, przy równoczesnym zachowaniu integralności całej jego historii w ocenie uczestniczącego w niej obserwatora, nie jest jednak tylko naukową fikcją, lecz odgrywa rolę ważnego narzędzia badawczego. Odsłaniając źródło trudności, wskazuje on równocześnie drogę do ich przezwyciężenia. Jak się przekonaliśmy, źródło trudności leży w funkcjach określonych na czasoprzestrzeni. Rodzina tych funkcji (snop algebr funkcyjnych) ma tak sztywne własności, że tylko funkcje stałe dają się rozciągać na osobliwości. Czy jednak funkcji nie da się zastąpić jakimiś innymi tworami matematycznymi, które, z jednej strony, kodowałyby w sobie (w możliwie największym stopniu) informację o strukturze czasoprzestrzeni, ale z drugiej, byłyby na tyle elastyczne, że dałyby się w jakiś sposób rozciągać na osobliwości? Odpowiedź na to pytanie jest pozytywna, lecz nie natychmiastowa. Aby ją uzyskać, należało pokonać wiele przeszkód. Przyjrzymy się tym ciekawym myślowym przygodom w następnym rozdziale.

Zanim to uczynimy, jeszcze jedna przestroga. Pamiętajmy, że we wszystkich dotychczasowych rozważaniach mieliśmy do czynienia z osobliwościami klasycznymi, to znaczy takimi, które powstają, gdy nie uwzględnia się kwantowych efektów grawitacji. Ważne racje teoretyczne wskazują jednak na to, że chcąc skonstruować fizycznie zadowalającą teorię początku Wszechświata, efektów tych pomijać nie można. Czy wiec warto w ogóle prowadzić tego rodzaju nierealistyczne badania? Niewątpliwie tak, i to nie tylko dlatego, że przyczyniają się one do udoskonalenia narzędzi matematycznych, lecz również z tej racji, iż z góry nie wiadomo, czy kosmologia kwantowa (oparta na kwantowej teorii grawitacji) usunie osobliwości, czy nie. I trzeba być przygotowanym na obie te możliwości. Co więcej, już nieraz postęp w metodach matematycznych podpowiadał właściwą drogę poszukiwania teorii fizycznych. Warto zobaczyć, dokąd zaprowadzą nas dalsze zmagania ze złośliwą naturą klasycznych osobliwości.

ROZDZIAŁ 6
NOWA GEOMETRIA

Małe wielkiego początki

Wielkie przemiany często zaczynają się od małych wydarzeń. Coś niepozornego pociąga za sobą następstwa, których ostateczny rezultat trudno przewidzieć. Tak było i w tym wypadku. Wiele działań w matematyce ma własność, zwaną przemiennością. Jest to własność, z którą tak często się stykamy, od pierwszego kursu elementarnych rachunków, że nawet nie zwracamy na nią uwagi. Każde dziecko wie, że 3 razy 7 to to samo, co 7 razy 3. Działanie mnożenia jest przemienne – zmiana kolejności czynników nie wpływa na wynik działania. W naszych dotychczasowych rozważaniach ważną role odgrywały rodziny funkcji. Warto wiec zadać sobie pytanie, Jak mnoży się funkcje. Czy jest to też działanie przemienne? Matematycy mówią, że funkcje mnoży się "po punktach", to znaczy mnoży się ich wartości w każdym punkcie. Chcąc pomnożyć dwie funkcje f i g, określone na pewnej przestrzeni M, wyliczamy wartość funkcji f w punkcie x przestrzeni M i wartość funkcji g w tym samym punkcie x. W ten sposób obliczone wartości funkcji f i g są liczbami. Dwie liczby mnożymy przez siebie w zwykły sposób. Czynność tę powtarzamy dla wszystkich punktów przestrzeni M. Tak zdefiniowane mnożenie funkcji jest oczywiście działaniem przemiennym (ponieważ sprowadza się ono do mnożenia liczb). Okazuje się, że ta "niegroźnie" na pierwszy rzut oka wyglądająca własność ma daleko idące konsekwencje.

Pamiętamy z poprzednich rozdziałów, że rozmaitości (czy też przestrzenie różniczkowe lub strukturalne) definiujemy za pomocą rodzin funkcji, zwanych algebrami funkcyjnymi. Ponieważ mnożenie funkcji jest przemienne, rodziny te nazywamy algebrami przemiennymi. Przemienności zawdzięczamy różne, dobrze znane właściwości przestrzeni, na przykład istnienie punktów i ich otoczeń – "funkcje czują punkty". Właściwości te są tak dobrze znane, że trudno sobie wyobrazić przestrzeń bez punktów. Przestrzeń wręcz definiujemy jako zbiór punktów. Pamiętajmy jednak, że definicja zależy od nas; zawsze możemy ją zmienić. Bardzo często zmianę wymusza postęp matematyki. Matematyka rozwija się poprzez uogólnienia i gdy zachodzi potrzeba, pojęcia trzeba uogólniać. Należy to jednak robić umiejętnie, tak aby nie naruszyć logiki matematycznego rozwoju. Okazuje się, że zastąpienie przemiennych algebr funkcyjnych nieprzemiennymi otwiera możliwość wielu uogólnień, niektóre z nich są bardzo twórcze. Można już dziś mówić o nowym dziale matematyki – geometrii nieprzemiennej. Bada ona przestrzenie nieprzemienne. Ale przejście od algebr przemiennych do nieprzemiennych nie jest banalne. Nowe algebry trzeba dobrać w ten sposób, żeby ich elementy (odpowiedniki funkcji) nie mnożyły się po punktach. Wówczas bowiem działanie mnożenia byłoby przemienne i nie otrzymalibyśmy niczego nowego. A zatem nie mogą być to algebry funkcyjne, gdyż one zawsze mnożą się po punktach. Z tego prostego rozumowania wynika następny wniosek: algebry nieprzemienne w zasadzie "nie czują" punktów, a w każdym razie "nie czują" ich w zwykły sposób, tak jak robią to funkcje. Istotnie, przestrzenie nieprzemienne na ogół nie składają się z punktów. Jak widzimy, przestrzenie te mają zaskakujące własności i dzięki temu są niezwykle interesujące z matematycznego punktu widzenia. Stwarzają także możliwości daleko idących zastosowań w fizyce, co zapowiadają już pewne osiągnięcia uzyskane za ich pomocą.

Nieprzemienny świat kwantów

Pierwsze sygnały o tym. że nie przemienność ma szansę odegrać ważną rolę w nauce, zawdzięczamy mechanice kwantowej. Dziś już dobrze wiemy, że świat kwantów odznacza się zupełnie Innymi własnościami niż nasz świat makroskopowy, ale dla fizyków pierwszych dekad XX stulecia, a tym bardziej dla szerszej publiczności, było to ogromnym zaskoczeniem. Owe dziwne własności świata kwantów są oczywiście zakodowane w matematycznej strukturze mechaniki kwantowej. Rzecz jednak w tym, że doświadczenia z niesłychaną precyzją potwierdzają słuszność tej teorii.

Już sami twórcy mechaniki kwantowej mieli ogromne kłopoty ze zrozumieniem, co się "tam" – w świecie kwantów – dzieje. Żeby sobie z rym jakoś poradzić, przyjęli następującą filozofię: Przestańmy w ogóle myśleć o "tam". Nasze aparaty pomiarowe "tam" nie sięgają, a fizyka jest nauką o tym, co się daje mierzyć, a więc zostawmy "tam" w spokoju. Możemy tylko mierzyć pewne wielkości w świecie makroskopowym, na przykład widma emitowane przez atomy lub ślady cząstek w komorze Wilsona, będące następstwem procesów, które zachodzą w mikroskopowym świecie kwantów. Opiszmy więc te mierzalne wielkości matematycznie i zbudujmy mechanikę kwantową, odwołując się wyłącznie do lego opisu. Podejście takie propagował Niels Bohr, ale pierwszy urzeczywistnił je Werner Heisenberg, a potem znacznie rozwinął Paul Dirac. Obiekty matematyczne, za pomocą których opisuje się wielkości mierzalne (obserwowalne), nazwano obserwablami (obserwablami często nazywa się także same wielkości mierzalne). Okazało się, że obserwable tworzą algebrę nieprzemienną i że dziwne własności świata kwantów są w dużej mierze tego następstwem. Dziś wiemy, że matematyczna struktura mechaniki kwantowej to nic innego jak nieprzemienną algebra obserwabli.

Rozpatrzmy przykład – znane i kiedyś tak mocno dyskutowane relacje nieoznaczoności Heisenberga. Mamy wyznaczyć położenie i pęd cząstki elementarnej, powiedzmy, elektronu. Mierzymy więc jego położenie, na przykład zaczernienie na kliszy, ale sam akt pomiaru (zderzenie z kliszą) zaburza położenie elektronu, a więc zmienia jego pęd. Gdy potem mierzymy pęd elektronu, mierzymy wynik tego zaburzenia.

Wykonajmy teraz to samo doświadczenie, zmieniając kolejność pomiarów. Mierząc pęd, zaburzamy położenie, wyznaczając potem położenie, mierzymy wielkość tego zaburzenia.

Nic więc dziwnego, że zmierzyć najpierw położenie, a potem pęd to nie to samo, co zmierzyć najpierw pęd, a następnie położenie – obie sekwencje pomiarów dają inne wyniki. Relacja nieoznaczoności Heisenberga, zgodnie z którą nie można równocześnie i z dowolną dokładnością wyznaczyć położenia i pędu elektronu, jest prostym następstwem nieprzemienności mnożenia obserwabli. Nieprzemienność leży więc u podstaw "dziwności" mechaniki kwantowej. Co więcej, okazuje się, że charakterystyczna dla całej mechaniki kwantowej stała Plancka h = $6{,}22 \times 10^{-27}$ erg s jest niczym innym, jak tylko miarą tej nieprzemienności. Ponieważ wartość stałej Plancka jest bardzo mała (w porównaniu ze skalą naszego makroskopowego świata), w fizyce klasycznej nieprzemienności nie widać (jej efekty są praktycznie niemierzalne), ale w świecie kwantów nieprzemienność stanowi cechę dominującą.

O tym wszystkim wiedziano od dawna, od klasycznych prac Heisenberga i Diraca. Przez długi czas nikomu jednak nie przyszło do głowy, by na nieprzemienność spojrzeć z geometrycznego punktu widzenia. Uczynił to dopiero francuski matematyk, Alain Connes. Od jego prac wzięła początek bujnie się dziś rozwijająca geometria nieprzemienną.

Powstanie geometrii nieprzemiennej

Wiemy już, że obserwable mechaniki kwantowej tworzą algebrę, czyli spełniają wszystkie wymagania struktury matematycznej, zwanej algebrą. Ale przestrzeń w sensie geometrycznym musi mieć oprócz własności algebraicznych także różniczkowe, to znaczy musi się na niej dać uprawiać rachunek różniczkowy i całkowy; powinny też być na niej określone przynajmniej najważniejsze obiekty i operacje, z jakimi spotykamy się w zwykłej geometrii różniczkowej, a wiec pola wektorowe, przeniesienie równolegle, krzywizna itp. Pamiętamy z poprzedniego rozdziału, że wszystkie te obiekty i operacje można zdefiniować za pomocą algebr funkcji na rozmaitościach. Pomysł Connesa polegał na tym, by te same konstrukcje wykonać, zastępując algebry funkcji w zasadzie dowolnymi algebrami nieprzemiennymi. Okazało się to możliwe, choć w realizację tego programu należało włożyć wiele wysiłku i pomysłowości.

Jedna z podstawowych trudności wiązała się z uogólnieniem geometrii przemiennej do nieprzemiennej. Proces uogólnienia zaczyna się w sposób dosyć naturalny: zastępujemy funkcje elementami algebry nieprzemiennej i staramy się postępować według reguł, obowiązujących w zwykłej geometrii różniczkowej. Ale co jakiś czas na drodze tej natrafiamy na rozwidlenia – można pójść w tym lub w innym kierunku i wcale nie wiadomo, czy któryś z nich doprowadzi do celu, skutecznie ukrywającego się za horyzontem. Wielka matematyczna erudycja Connesa, jego odwaga i intuicja pozwoliły mu widzieć dalej niż inni. Do przezwyciężenia piętrzących się trudności trzeba było zaangażować wiele różnych działów matematyki: topologię, teorię miary, geometrię algebraiczną, teorię kohomologii de Rahma, tzw. K-teorię i wiele innych. Już same te nazwy laika mogą przyprawić o zawrót głowy, ale kryją się za nimi piękne koncepcje matematyczne, składające się na imponujący gmach wiedzy. Z historii matematyki dobrze wiadomo, że gdy do udowodnienia twierdzenia lub do rozwiązania problemu trzeba wykorzystać różne, J to bardzo odległe od siebie działy matematyki, zwykle oznacza to, iż dane twierdzenie lub problem mają kluczowe znaczenie.

Wynikiem prac Alaina Connesa jest obszerna, licząca ponad 600 stron monografia zatytułowana Noncommutative Geometry (Geometria nieprzemienna). Książka ta ma opinię lektury bardzo wymagającej, ale do dziś – mimo że istnieje obecnie wiele innych publikacji na ten temat – stanowi ona dzieło niezastąpione, istną kopalnię informacji na temat geometrii nieprzemiennej i różnych działów matematyki, niekiedy mających dość luźny związek z tytułowym tematem książki.

Trzeba jednak podkreślić, że geometria nieprzemienna nie jest dziełem jednego człowieka. Wprawdzie Connes zasługuje na tytuł głównego fundatora tego nowego działu matematyki, ale w jego powstanie i rozwój duży wkład ma również wielu innych uczonych.

Bardzo pożyteczne patologie

Trzeba teraz postawić pytanie zasadnicze: do czego mają służyć geometrie nieprzemienne? Czy są w ogóle potrzebne? Matematyka jest nauką o pięknych strukturach, ale czy struktura, która służy tylko sobie samej, może być piękna? Takie sceptyczne uwagi słyszy się czasami ze strony tradycyjnie nastawionych matematyków, choć trzeba przyznać, że padają one coraz rzadziej. Rzecz w tym, że matematycy znają takie "patologiczne struktury", z którymi już nic się nie da zrobić. I właśnie dlatego, że – już nic się nie da z nimi zrobić", że sprawdzone metody matematyczne się ich nie imają, struktury te bywają wyrzucane poza obręb zainteresowań matematyków. Jednakże matematyka (w przeciwieństwie do niektórych matematyków) jest ekspansywna: prędzej czy później udoskonali swoje metody, zastosuje je do patologicznych struktur, złamie ich opór, oswoi je i uczyni zwykłymi już przedmiotami matematycznego badania. To właśnie mamy na myśli, mówiąc, że matematyka rozwija się uogólnieniami.

W matematyce od dawna znano patologiczne przestrzenie, które nie poddawały się żadnym metodom stosowanym w geometrii. Typowym przykładem są przestrzenie z foliacją. Wiele z nich redukuje się do punktu, gdy tylko próbuje sieje zbadać tradycyjnymi metodami. Z tym że przestrzeni z foliacją nie można po prostu wykluczyć z obszaru zainteresowań matematyki, gdyż odgrywają w niej zbyt ważną rolę i mają wiele zastosowań. Nie będę wyjaśniać Czytelnikowi, co to są przestrzenie z foliacją – zbytnio oddaliłoby to nas od zasadniczego wątku. Posłużę się natomiast pewnym szczególnym przypadkiem, który odznacza się poglądowością i dobrze ilustruje skuteczność geometrii nieprzemiennej.

Connes w swojej monografii opowiada, że miał kiedyś szczęście być na odczycie, podczas którego inny wielki matematyk, Roger Penrose, mówił o problemie znanym dziś pod nazwą ka-felkowania Penrose'a. Problem wygląda stosunkowo prosto. Nieskończoną płaszczyznę (euklidesową) mamy pokryć dwoma rodzajami kafelków: jedne są kształtu latawców o pięciu wierzchołkach, inne – strzałek, również o pięciu wierzchołkach. Wierzchołki kafelków zostały pomalowane i przy pokrywaniu płaszczyzny kolory wierzchołków sąsiednich kafelków muszą sobie odpowiadać. Jakie własności ma to pokrycie?

Zaskakująco bogate. Okazuje się przede wszystkim, że płaszczyznę można pokryć tymi dwoma rodzajami kafelków na wiele różnych (nierównoważnych sobie) sposobów. Rozpatrzmy jedno takie pokrycie płaszczyzny i wybierzmy w nim dowolnie duży obszar. W obszarze tym kafelki tworzą pewien wzór. Można udowodnić, że ten sam wzór powtarza się nieskończenie wiele razy we wszystkich innych pokryciach płaszczyzny. I to – podkreślam – niezależnie od tego, jak wielki wzięlibyśmy obszar wyjściowego pokrycia.

A teraz rozważmy zbiór wszystkich możliwych (nierównoważnych sobie) pokryć płaszczyzny tymi dwoma rodzajami kafelków. Zbiór ten tworzy pewną przestrzeń, której punktami są poszczególne pokrycia. Mamy więc przestrzeń złożoną z nieskończenie wielu płaszczyzn euklidesowych, takich, że każda z nich jest inaczej pokryta płytkami. Płaszczyzny te uważamy za punkty naszej przestrzeni. Jest to przykład przestrzeni z foliacją; płaszczyzny w różny sposób pokryte kafelkami tworzą folie (liście) tej przestrzeni.

Jak odróżnić od siebie punkty tej przestrzeni? Oczywiście, przypatrując się wzorom, jakie tworzą kafelki. Możemy jednak rozpatrywać tylko skończone (choć bardzo wielkie) obszary poszczególnych płaszczyzn. Ale wzór ułożony z kafelków na każdym skończonym obszarze płaszczyzny powtarza się nieskończoną liczbę razy we wszystkich innych pokryciach płaszczyzny. Punkty naszej przestrzeni są więc od siebie nieodróżnialne.

Connes, słuchając wykładu Penrose'a, natychmiast zrozumiał, że ma do czynienia z przykładem przestrzeni nieprzemiennej. Metody wynalezione przez niego pozwalają tę przestrzeń poddać analizie geometrycznej. Okazuje się wówczas, że przestrzeń kafelkowań Penrose'a nie składa się z punktów, ale można sensownie mówić ojej stanach.

Zwróćmy uwagę, że stan nie jest pojęciem lokalnym – cała przestrzeń może być w tym lub innym stanie. Stan to pojecie operatywne, dobrze znane na przykład z fizyki. Jakiś układ fizyczny może znajdować się w różnych stanach. Badając je, potrafimy odtworzyć dynamikę układu. Wiele z tych metod da się zastosować w odniesieniu do przestrzeni nieprzemiennych, które w ten sposób stają się wdzięcznym obiektem badania.

Geometria nieprzemienna w działaniu

W matematyce muszą współpracować ze sobą dwa nurty. Jeden z nich sprowadza się do konstruowania (lub odkrywania!) eleganckich struktur. Służą one do przeprowadzania dowodów ciekawych twierdzeń, przy czym twierdzenie matematycy uważają za interesujące, jeżeli ustala ono związki między odległymi od siebie, pozornie nie mającymi ze sobą nic wspólnego matematycznymi strukturami. Ale to jeszcze nie wszystko. Struktury muszą być tak zdefiniowane, żeby dało sieje przełożyć na "wzory", pozwalające wykonywać konkretne obliczenia. Wprawdzie "rachunków" studenci matematyki uczą się na ćwiczeniach od asystentów, podczas gdy analiza struktur zwykle stanowi przedmiot wykładów profesorskich, ale bez obliczeń nie byłoby matematyki. I to jest drugi, bardzo istotny nurt. On decyduje o skuteczności matematyki; dzięki niemu nie jest ona tylko abstrakcyjną sztuką dedukcji, lecz może szczycić się zastosowaniami do różnych nauk i niemal wszystkich dziedzin życia.

Dotychczas zajmowaliśmy się przekładem geometrii na struktury algebry nieprzemiennej. Rzecz jednak w tym, że algebrami nieprzemiennymi na ogól trudno się posługiwać w praktyce, podczas gdy jedną z głównych zalet standardowej geometrii jest właśnie Jej ogromna podatność na wyrażanie we wzorach nawet bardzo abstrakcyjnych operacji. Jeżeli wykazalibyśmy tylko, że pewne uogólnione przestrzenie mają swoje odpowiedniki w nieprzemiennych algebrach, ale nie potrafilibyśmy przełożyć tego na rachunki, cały pomysł redukowałby się do ciekawostki, pozbawionej poważniejszych konsekwencji. I tu właśnie należy docenić pomysłowość Connesa.

Jak już powiedzieliśmy, algebry są na ogól strukturami abstrakcyjnymi, ale od dawna znany jest w matematyce zabieg, pozwalający przetłumaczyć abstrakcyjne związki miedzy elementami algebry na konkretne relacje między konkretnymi obiektami w jakiejś dobrze znanej przestrzeni, na przykład na dodawanie lub mnożenie wektorów w przestrzeni wektorowej; ale w ten sposób, że przy tym przekładzie Istotne cechy algebry zostają zachowane. Mówimy wtedy, że została znaleziona reprezentacja abstrakcyjnej algebry w danej przestrzeni wektorowej. Wówczas można już posługiwać się przestrzenią wektorową zamiast abstrakcyjną algebrą i za pomocą tej pierwszej wykonywać rozmaite rachunki, których reguły są dobrze znane. Krótko mówiąc, zabieg reprezentacji pozwala trudniejsze struktury zastąpić łatwiejszymi.

Dla matematyków i fizyków teoretyków nie było niespodzianką, że istnieje związek między algebrami nieprzemiennymi a rodzinami operatorów działającymi na przestrzeni Hilberta. Wiemy już, że to właśnie obserwable w mechanice kwantowej {czyli operatory działające na przestrzeni Hilberta} dostarczyły jednego z pierwszych i niewątpliwie najważniejszego przykładu algebry nieprzemiennej. Zasługą Connesa było nie to, że znalazł reprezentację algebr nieprzemiennych w przestrzeni Hilberta [zwróćmy uwagę, że matematycy mówią o reprezentacji algebry w przestrzeni Hilberta, choć – ściśle rzecz biorąc – własności reprezentowanej algebry przenoszą się nie na wektory przestrzeni Hilberta, lecz na operatory, działające na tej przestrzeni], lecz to, że znalazł reprezentację właściwą. W jakim sensie właściwą? Pamiętamy, że Connesowi udało się zdefiniować operacje różniczkowania i całkowania w języku algebr nieprzemiennych. Reprezentacja Connesa – bo tak będziemy ją nazywać – jest reprezentacją właściwą, ponieważ nie tylko przenosi ona własności algebraiczne z algebry nieprzemiennej na operatory działające na przestrzeni Hilberta, lecz także własności różniczkowe i całkowe. Dzięki reprezentacji Connesa wszystkie rachunki związane z geometrią nieprzemienną można wykonywać w dobrze pod tym względem znanych przestrzeniach Hilberta.

Geometria nieprzemienna zyskała wiec mocne podstawy obliczeniowe. Nie znaczy to wcale, że rachunki dotyczące geometrii nieprzemiennej są łatwe. Wręcz przeciwnie – na ogół okazują się one trudne i pracochłonne. Ale są wykonalne i – co najważniejsze – prowadzą do konkretnych, poznawczo ciekawych wyników. Dzięki temu geometria nieprzemienna stała się pełnoprawnym, dynamicznie rozwijającym się działem nowoczesnej matematyki, mającym coraz więcej zastosowań zarówno w innych działach matematyki, jak i w fizyce teoretycznej.

Geometrii nieprzemiennej oczywiście nie stosuje się tam, gdzie dobrze działa geometria tradycyjna. Istnieje jednak wiele sytuacji uznawanych dotychczas za patologiczne (przykłady spotkaliśmy we wcześniejszych partiach tego rozdziału), które przestają być takimi z punktu widzenia nowych metod. Dzięki geometrii nieprzemiennej matematyka dokonała nowych podbojów. Dobrze oddaje to bardziej ogólną prawidłowość: nie istnieją z góry ustalone granice matematyki, poza które nie można wyjść; wydaje się, że wszystko prędzej czy później podda się matematycznym badaniom, byle tylko odpowiednio rozwinąć metody matematyczne.

Po nieco dokładniejszym przyjrzeniu się geometrii nieprzemiennej rodzą się pytania. Czy matematyka jest już gotowa, by skutecznie zmierzyć się z zagadnieniem osobliwości w kosmologii? Czy czasoprzestrzenie z osobliwościami, dotychczas zachowujące się w sposób patologiczny, poddadzą się metodom geometrii nieprzemiennej? Czy nie są one po prostu przestrzeniami nieprzemiennymi? Z pytań tych ukształtował się nowy program badawczy, o którym opowiem w następnych rozdziałach.

ROZDZIAŁ 7
NIEPRZEMIENNA STRUKTURA OSOBLIWOŚCI

Nowe narzędzie

W poprzednich rozdziałach mieliśmy okazję poznać różne aspekty złośliwej natury osobliwości, pojawiających się w modelach kosmologicznych. Początkowo osobliwości wydawały się stosunkowo niegroźnymi "punktami", w których prawa przyrody tracą swoją ważność tylko dlatego, że zbyt daleko posunęliśmy się w zabiegu idealizowania badanej rzeczywistości. Potem, gdy udało się podać w miarę zadowalające kryterium istnienia osobliwości, takie przekonanie okazało się złudne. Wprawdzie osobliwości nie należą do czasoprzestrzeni, lecz do jej odpowiednio zdefiniowanego brzegu, tkwią jednak głęboko w geometrycznej strukturze współczesnej teorii grawitacji. Słynne twierdzenia o istnieniu osobliwości ustaliły to ponad wszelką wątpliwość. Prawdziwe kłopoty zaczęły się. gdy Schmidt, chcąc głębiej wniknąć w naturę osobliwości, zaproponował jej nową definicję. Zgodnie z propozycją Schmidta osobliwości to punkty b-brzegu czasoprzestrzeni. Konstrukcja tego brzegu jest elegancka i zgodna z duchem ogólnej teorii względności, ale – jak zauważyliśmy – w niektórych zastosowaniach prowadzi do paradoksalnych wniosków: początek i koniec zamkniętego wszechświata Friedmana okazują się tym samym punktem b-brzegu i w ogóle cała czasoprzestrzeń tego wszechświata redukuje się do jednego punktu. Podobne patologie występują w wielu innych rozwiązaniach. Nie pomogły próby uogólnienia pojęcia rozmaitości, które dotychczas stanowiło geometryczną podstawę wszystkich badań dotyczących czasoprzestrzeni. Teorie przestrzeni różniczkowych, a potem strukturalnych tylko nieznacznie poprawiły sytuację. Choć wyjaśniło się, dlaczego w niektórych przypadkach wszystko redukuje się do punktu, nie udało się przejść przez tę przeszkodę. Wygląda to tak, jakby dotychczasowe metody wciąż byty niepełne lub miały "za małą zdolność rozdzielczą", by przeniknąć do tego, co się naprawdę dzieje "za tym jednym punktem". Ale teraz oto mamy do dyspozycji geometrię nieprzemienną. Jak pamiętamy z poprzedniego rozdziału, powołano ją do życia, by za jej pomocą przestrzenie dotychczas uważane za patologiczne uczynić normalnymi obiektami badania. Czy nie należy jej zastosować w odniesieniu do czasoprzestrzeni z osobliwościami? Pytanie to zadałem sobie, gdy po raz pierwszy przeglądałem książkę Alaina Connesa poświęconą geometrii nieprzemiennej (por. rozdział 6). Natychmiast opowiedziałem o tym mojemu współpracownikowi. Wiesławowi Sasinowi. Pytanie było zbyt kuszące, by pozostawić je bez odpowiedzi. Wkrótce zabraliśmy się do pracy. Sądziliśmy, że jesteśmy do niej dość dobrze przygotowani. Mieliśmy doświadczenie wyniesione z pracy nad przestrzeniami różniczkowymi i strukturalnymi. Teraz trzeba było zamienić przemienne algebry funkcji na odpowiednie algebry nieprzemienne i postępować jak dotychczas. Tak się przynajmniej wydawało na początku. Potem jednak okazało się, że trzeba zdobyć umiejętność myślenia w nowym, zupełnie odmiennym środowisku pojęciowym. W wyniku wielomiesięcznych zmagań powstały dwa artykuły. W niniejszym rozdziale pragnę opowiedzieć o tym, co się nam udało uzyskać.

Desyngularyzacja

Przystępujemy zatem do wykonania następującego zadania: mamy oto przed sobą czasoprzestrzeń z osobliwościami, ściślej – z osobliwościami, które tworzą b-brzeg tej czasoprzestrzeni (por. rozdział 4). W jaki sposób czasoprzestrzeń z b-brzegiem zamienić na przestrzeń nieprzemienną? W poprzednim rozdziale dowiedzieliśmy się, że należy w tym celu zamienić algebrę funkcji na czasoprzestrzeni z jej b-brzegiem na odpowiednią algebrę nieprzemienną. Ale jak to zrobić, gdy czasoprzestrzeń jest silnie osobliwa? Pamiętamy, że na takiej czasoprzestrzeni można określić tylko funkcje stale, które cały problem trywializują (sprowadzają całą przestrzeń, razem z osobliwościami, do jednego punktu). Czy to nie niszczy pomysłu w zarodku? Otóż nie! Okazuje się, że w wypadku przestrzeni osobliwych istnieje odpowiednia procedura postępowania. Trzeba najpierw na przestrzeni z osobliwościami skonstruować pewien obiekt geometryczny, zwany grupoidem, i dopiero na nim wprowadzić algebrę nieprzemienną (także wedle ściśle określonej receptury).

Niestety, nie możemy tu podać definicji grupoidu. Zamieniłoby to nasz popularny wykład w wywód zbyt specjalistyczny. Ale wystarczy uświadomić sobie – i to jest pierwsza miła niespodzianka – że gmpoid, o którym tu mowa, to obiekt podobny do wiązki reperów nad czasoprzestrzenią (por. rozdział 4). Nieco ściślej – wiązkę reperów nad czasoprzestrzenią dość łatwo przekształcić w grupoid nad czasoprzestrzenią z osobliwościami; będziemy go nazywać grupoidem reperów [grupoid jest w pewnym sensie ułomną grupą; ułomną ponieważ nie każde dwa elementy grupoidu melina przez siebie mnożyć (to także nie jest definicja grupoidu)]. Jest to mila niespodzianka, ponieważ pozwala od razu w punkcie wyjścia konstrukcję Schmidta, mającą przecież służyć podaniu ogólnej definicji osobliwości, włączyć w procedurę prowadzącą do geometrii nieprzemiennej.

Czeka nas również druga, także bardzo miła niespodzianka. Okazuje się bowiem, że algebra nieprzemienną, którą mamy zdefiniować na grupoidzidzie reperów, jest w istocie algebrą funkcji (zespolonych), tyle że z inaczej niż zwykle zdefiniowanym mnożeniem funkcji. Zwykle mnożenie funkcji jest przemienne; tu wprowadzamy mnożenie z natury swej nieprzemienne. Jest ono zresztą dobrze znane w matematyce – nazywa się konwolucją funkcji. Łatwo się domyślić, dlaczego jest to mila niespodzianka: ponieważ operowanie funkcjami jest nam dobrze znane z teorii przestrzeni różniczkowych i strukturalnych (por. rozdział 5). Wprawdzie na skutek "egzotycznego" zdefiniowania mnożenia funkcji – jako konwolucji – dowodzenie twierdzeń i rachunki są teraz znacznie trudniejsze, ale wiele metod przypomina te, które znamy z wcześniejszych doświadczeń. Pamiętajmy jednak o drastycznych różnicach; to one dają szansę powodzenia, bo przecież dotychczasowe metody zawiodły.

Grupoid reperów, jak już wspomnieliśmy, został skonstruowany z wiązki reperów [czyli lokalnych układów odniesienia), która odgrywała tak ważną rolę w konstrukcji b-brzegu Schmidta. Grupoid reperów tym jednak różni się od wiązki reperów, że podczas gdy wiązka reperów służyła do definiowania osobliwości (w konstrukcji Schmidta), a więc sama była osobliwa, geometria grupoidu reperów jest całkiem regularna. Mamy więc następującą sytuację: czasoprzestrzeń z osobliwościami [nawet najbardziej złośliwymi) jest "pokryta" grupoidem reperów. Na grupoidzie tym zdefiniowane są funkcje, które można mnożyć w sposób nieprzemienny (przez konwolucję). Daje się więc na grupoidzie uprawiać geometrię, ale jest to geometria nieprzemienną. Budowanie tej geometrii można słusznie nazwać desyngularyzacją, czyli pozbywania się osobliwości.

Gdy dysponujemy już nieprzemienną geometrią grupoidu reperów, powinniśmy zbadać, jakie informacje na temat osobliwości zawiera ta geometria. O to przecież nam chodzi. Gdyby geometria grupoidu "zapomniała" wszystko o osobliwościach, stałaby się dla nas bezużyteczna. Na szczęście tak nie jest. Okazuje się, że zapomina tylko część informacji o osobliwościach, l tak właśnie powinno być. Dzięki temu, że nieprzemienną geometria grupoidu zapomina część informacji, desyngularyzacją kończy się sukcesem; dzięki temu zaś. że część pamięta, można za jej pomocą dowodzić interesujących twierdzeń o osobliwych czasoprzestrzeniach. W dalszym ciągu postaramy się przybliżyć to zagadnienie.

Jak posługiwać się nowym narzędziem?

W rozdziale 6 stwierdziliśmy, że najbardziej charakterystyczną cechą przestrzeni nieprzemiennych jest ich globalność. Zwykłe (przemienne) przestrzenie są zbiorami punktów. Punkty i ich otoczenia mają ściśle określone własności matematyczne, są na przykład tak "ułożone", że można mówić o ciągłości przestrzeni lub o jej gładkości. Własności te pozwalają w każdym punkcie przestrzeni zaczepić wektor lub reper i wykorzystywać potem tak wprowadzone obiekty w zastosowaniach fizycznych: wektor może reprezentować pęd jakiejś cząstki, a reper można potraktować jako lokalny układ odniesienia. W przestrzeniach nieprzemiennych takich możliwości nie ma, na ogół daje się w nich zdefiniować tylko pewne globalne odpowiedniki pojęć lokalnych [zdarza się, że w przestrzeniach nieprzemiennych istnieją odpowiedniki punktów, ale w porównaniu z punktami znanymi ze zwykłych przestrzeni odznaczają się one "dziwnymi właściwościami", na przykład mają wewnętrzną strukturę]. W przestrzeniach nieprzemiennych nie ma wprawdzie możliwości zdefiniowania wektora zaczepionego w pewnym punkcie, ale można zdefiniować odpowiednik pola wektorowego, które jest pojęciem globalnym, czyli określonym na całej przestrzeni (a w każdym razie na obszarze wychodzącym poza małe otoczenie).

Jak pamiętamy z poprzedniego rozdziału, w przestrzeniach nieprzemiennych pojęcie punktu jest, do pewnego stopnia, zastąpione pojęciem stanu. To ostatnie pojęcie rna charakter globalny w tym sensie, że w takim lub innym stanie znajduje się cała przestrzeń. W fizyce teoretycznej pojęcie stanu odgrywa ważną rolę, ponieważ jest ono ściśle związane z dynamiką rozważanego układu. Układ podlega dynamice, gdy występuje kolejno w różnych stanach. Jeżeli w niektórych stanach zachowuje się patologicznie, mówimy, że są to stany osobliwe.

Opis ten możemy przenieść do przestrzeni nieprzemiennych, gdzie – jak już wiemy – pojęcie stanu jest dobrze określone, choć ma sens ogólniejszy niż w geometrii przemiennej. I co się okazuje? W naszym modelu nie ma różnicy między stanami osobliwymi i nieosobliwymi. Sytuacja taka powstaje, oczywiście, w następstwie desyngularyzacji. opisanej w poprzednim podrozdziale. Geometria nieprzemienna nie odróżnia więc stanów osobliwych od nieosobliwych. Ale nie to Jest najważniejsze. Najważniejsze, że zarówno stany osobliwe, jak i nieosobliwe jednakowo dobrze poddają się badaniu metodami geometrii nieprzemiennej.

Powstaje jednak niepokojące pytanie: jeżeli metody geometrii nieprzemiennej są globalne, to czy pozwolą rozróżnić osobliwość początkową i końcową w zamkniętym wszechświecie Friedmana? Jak pamiętamy, o tę trudność rozbijały się dotychczasowe metody badania osobliwości. Ażeby odpowiedzieć na to pytanie, musimy odwołać się do pojęcia reprezentacji algebry w przestrzeni Hilberta. Pamiętamy z rozdziału 6, że algebrę da się przełożyć na operacje wykonywane w jakiejś przestrzeni Hilberta. Jeżeli przekład ten zachowuje wszystkie istotne własności algebry, nosi nazwę reprezentacji tej algebry. Okazuje się, że nasza algebra funkcji na grupo-idzie (która definiuje rozważaną przestrzeń nie p rzemień na) ma naturalną reprezentację w pewnej przestrzeni Hilberta, a ściśle rzecz biorąc, istnieje wiele klas takich reprezentacji i tak się składa, iż początkowej osobliwości w zamkniętym świecie Friedmana odpowiada inna klasa reprezentacji niż osobliwości końcowej. W tym sensie nasz model nie skleja osobliwości.

Otrzymaliśmy więc, jak się wydaje, dobre narzędzie do badania osobliwości. Dzięki niemu osiągnięto już pewne rezultaty, a przyszłość – miejmy nadzieję, niedaleka – pokaże, czy będzie ich więcej.

Skąd biorą się osobliwości?

Jeżeli na poziomie geometrii nieprzemiennej nie ma żadnych osobliwości – stany osobliwe i nieosobliwe są nierozróżnialne i wszystkie poddają się badaniu – to skąd biorą się osobliwości na poziomie geometrii czasoprzestrzeni? Albo inaczej: jak z nieprzemiennej geometrii grupoidu można otrzymać zwykłą przemienną geometrię czasoprzestrzeni? Otóż dokonuje się to w dwu etapach. Przyjrzyjmy się im nieco dokładniej.

Etap pierwszy: jak z geometrii nieprzemiennej odzyskać grupoid? W nieprzemiennej algebrze często istnieją elementy, mające tę własność, że można je pomnożyć przez każdy inny element tej algebry w sposób przemienny – Wszystkie tego rodzaju elementy tworzą zbiór, który nazywamy centrum tej algebry. Nasza algebra na grupoidzie także ma swoje centrum. Jest ono również algebrą, ale Już algebrą przemienną. Można dowieść, posługując się znanym twierdzeniem Gelfanda-Neimarka-Segala [twierdzenie to mówi, że każda algebra przemienna (czyli także centrum algebry nieprzemiennej) jest równoważna pewnej algebrze funkcji, a algebra taka – jak wiemy – opisuje pewną przestrzeń i jest to, oczywiście, przestrzeń zwykła (tzn. przemienna)], że centrum naszej algebry odtwarza geometrię grupoidu reperów, i to rozumianą w sposób tradycyjny, to znaczy z dobrze określonymi punktami, ich otoczeniami i innymi lokalnymi pojęciami, znanymi ze zwykłej geometrii.

Etap drugi: jak z grupoidu odzyskać czasoprzestrzeń? Pamiętamy, że grupoid został skonstruowany jako pewna obszerniejsza przestrzeń nad czasoprzestrzenią (z osobliwościami). Chcąc z grupoidu odzyskać czasoprzestrzeń, należy pewne punkty grupoidu utożsamić ze sobą. Operacja taka jest dobrze znana i nazywa się konstruowaniem przestrzeni ilorazowej. Bardzo łatwo, niemal naocznie, pokazać, że podczas konstruowania przestrzeni ilorazowej z grupoidu, czyli w procesie sklejania pewnych obszarów grupoidu ze sobą, powstają osobliwości. Niektóre z nich mogą być osobliwościami złośliwymi.

W tym miejscu winien jestem Czytelnikowi dodatkowe wyjaśnienie. Powyższy opis metod "odzyskiwania geometrii czasoprzestrzeni" ma z konieczności postać uproszczoną. Techniczne szczegóły są znacznie bardziej wyrafinowane, ale też dają bardziej satysfakcjonujący obraz. Okazuje się na przykład, że przejście od nieprzemiennej geometrii grupoidu do zwykłej geometrii czasoprzestrzeni wcale nie musi mieć charakteru skokowego, jak sugerowałby powyższy opis (na przejście skokowe wskazywałoby zacieśnianie algebry nieprzemiennej do jej Geometria nieprzemienna nie tylko daje skuteczną metodę badania osobliwości, ale – jak widzieliśmy – odpowiada również na pytanie o genezę czasoprzestrzeni. W metodzie tej osobliwości nie współtworzą od początku matematycznej struktury teorii, lecz pojawiają się jako produkt przechodzenia od geometrii nieprzemiennej do zwykłej, przemiennej geometrii czasoprzestrzeni. Czy wynik ten wiąże się z wyborem takiej, a nie innej metody badania, czy też kryją się w nim jakieś głębsze sugestie? Przekonamy się o tym w następnym rozdziale.

ROZDZIAŁ 8
NIEPRZEMIENNY REŻIM W HISTORII WSZECHŚWIATA

Hipoteza

Geometria nieprzemienna, którą zajmowaliśmy się w poprzednim rozdziale, miała służyć wyłącznie badaniu klasycznych osobliwości; klasycznych – to znaczy nieuwzględniających kwantowych efektów grawitacji. Narzędzie to okazało się nad wyraz skuteczne, co pozwala sądzić, że zostało prawidłowo dobrane. Niewykluczone więc, że samo narzędzie mówi nam coś o naturze problemu. Spróbujmy pójść tym tropem i wysuńmy hipotezę, że geometria nieprzemienna jest nie tylko narzędziem badawczym, lecz również w jakimś sensie opisuje głębokie warstwy fizycznej rzeczywistości. W związku z tym narzuca się następujący pomysł.

Jak wiemy, współczesna kosmologia odniosła ogromny sukces w zrekonstruowaniu historii Wszechświata. Znane nam dziś teorie fizyczne – sprawują się dobrze", gdy ekstrapolujemy je w czasie wstecz aż do ogromnych gęstości, panujących w bardzo młodym Wszechświecie. Areną, na której "występują" te teorie, jest czasoprzestrzeń, ogólnej teorii względności. Czasoprzestrzeń podlega zwykłej, przemiennej, geometrii. Z chwilą jednak, gdy w naszej ekstrapolacji wstecz przekraczamy próg Plancka. czyli kiedy gęstość Wszechświata sięgała 10^{93} g/cm^3, zarówno geometryczna teoria czasoprzestrzeni, jak i inne teorie fizyczne załamują się i stajemy wobec konieczności stworzenia nowej teorii, nadającej się do modelowania Wszechświata w tych ekstremalnych warunkach. Wiemy, iż winna nią być kwantowa teoria grawitacji. Sukces w badaniu osobliwości metodami geometrii nie przemiennej (opisany w poprzednim rozdziale) pozwala przypuścić, że geometria ta rządziła światem w erze przedplanckowskiej lub ściślej – że musi być ona podstawą kwantowej teorii grawitacji. Geometria nieprzemienna okazała się skutecznym narzędziem w badaniu osobliwości, ponieważ bardzo młody Wszechświat rzeczywiście był nieprzemienny. Przypuszczenie to wydaje się tym bardziej uzasadnione, że – jak pamiętamy z poprzedniego rozdziału – ważną rolę w badaniu struktury osobliwości odegrały reprezentacje nie-przemiennej algebry w przestrzeni Hilberta, a przestrzeń ta jest niezwykle istotnym elementem matematycznego formalizmu mechaniki kwantowej. Wygląda to tak, jakby osobliwości "wiedziały coś" o kwantowej naturze grawitacji.

Oto Jak – najogólniej rzecz ujmując – mógłby wyglądać scenariusz początków naszego Wszechświata: Teoria kwantowej grawitacji, kształtująca strukturę bardzo młodego Kosmosu, opiera się na geometrii nieprzemiennej. Mówiąc obrazowo, w erze przedplanckowskiej panuje reżim nieprzemienny. Mimo że nie znamy jeszcze szczegółów nieprzemiennej teorii kwantowej grawitacji, sam fakt, iż jest to teoria nieprzemienna, pociąga za sobą daleko idące konsekwencje. Przede wszystkim reżim kwantowo-grawitacyjny jest nielokalny, czyli możemy przyjąć, że nie istnieją w nim ani punkty, ani ich otoczenia (w zwykłym znaczeniu tych terminów), a co za tym idzie, nie ma w nim ani przestrzeni, ani czasu (w zwykłym znaczeniu tych pojęć). Przestrzeń jest wszak zbiorem punktów, czas zaś – zbiorem chwil, a punkty i chwile to pojęcia czysto lokalne. Wiemy już jednak, że w reżimie nieprzemiennym można mówić o stanach Wszechświata i analizy przeprowadzone w poprzednim rozdziale każą sądzić, że wszystkie stany są równouprawnione, to znaczy nie ma podziału na stany osobliwe i nieosobliwe. Dopiero gdy Wszechświat przekracza próg Plancka, geometria nieprzemienna przechodzi w geometrię przemienną, wyłaniają się przestrzeń i czas, a wraz z nimi podział na regularne obszary czasoprzestrzeni i osobliwości.

Pragnę przestrzec Czytelnika. Nie jest to gotowa teoria kwantowej grawitacji, lecz jedynie obraz powstały w wyniku potraktowania na serio metod geometrii nie p rzemiennej. Wprawdzie z moim współpracownikiem Wiesławem Sasinem podjęliśmy próbę, by obraz ten zmienić w teorię fizyczną, ale jesteśmy dopiero u początku zapewne długiej drogi. Dotychczasowe wyniki okazały się zachęcające, przyszłość jednak pokaże, czy droga ta prowadzi do celu, czy też jest jeszcze jedną ścieżką, być może zmierzającą w dobrym kierunku, ale ostatecznie gubiącą się gdzieś w gęstwinie znaków zapytania. W niniejszym rozdziale opiszę tę intelektualną przygodę. Zanim to jednak uczynię, przedstawię pokrótce niektóre wcześniejsze próby zbudowania nieprzemiennej teorii czasoprzestrzeni.

Wczesne prace

Prehistoria zastosowania geometrii nieprzemiennej w fizyce sięga klasycznych prac Diraca z lat dwudziestych XX wieku. Dirac już wówczas był świadom tego, że można zbudować kwantowy (nieprzemienny) odpowiednik algebry funkcji. Prawdziwa historia tego problemu rozpoczęła się jednak dopiero tuż po drugiej wojnie światowej, kiedy to jeszcze nikomu nawet nie marzyło się o geometrii nieprzemiennej. Nie pierwszy to raz w dziejach nauki fizyka podpowiedziała matematyce drogę rozwoju. Teoria pól kwantowych zaczynała wówczas czynić wielkie postępy, jednakże dużą przeszkodą były nieskończoności występujące w jej formalizmie. W kwantowych teoriach pola wielkości nieskończone pojawiają się z chwilą, gdy chce się policzyć coś, co dałoby się zmierzyć, a co jest związane z "ściąganiem do punktu". Wprawdzie z czasem fizycy nauczyli się usuwać nieskończoności za pomocą renormalizacji, ale zabieg ten jest sztuczny i dotychczas nie doczekał się ścisłego uzasadnienia [niedawno Alain Connes doniósł, że znalazł ścisłe sformułowanie lej metody, wykorzystując w tym celu... geometrię nieprzemienną, ale dotychczas nie ma reakcji fizyków na tę informację]. Nieskończoności można by całkowicie usunąć z teorii, gdyby udało się zastąpić ciągłą czasoprzestrzeń jakąś dyskretną strukturą, wówczas bowiem automatycznie znikłoby ściąganie do punktu. W 1947 roku Hartland S. Snyder znalazł rozwiązanie tego problemu. Pomysł polegał na tym, by zwykłe, przemienne współrzędne na czasoprzestrzeni zastąpić współrzędnymi nie-przemiennymi. Wówczas ciągła czasoprzestrzeń zamienia się w dyskretną "siatkę". Matematycy taki zbiór nazywają siecią. Wielką zasługą Snydera było zdefiniowanie czasoprzestrzennej sieci tak, iż pozostawała ona w zgodzie z teorią względności (była relatywistycznie niezmiennicza – jak mówią fizycy). Ponieważ współrzędne można uważać za funkcje zdefiniowane na czasoprzestrzeni (lub na pewnych jej obszarach), przejście do współrzędnych nieprzemiennych można uznać za skonstruowanie przestrzeni nieprzemiennej. Nie była to jednak pełna geometria nieprzemienna, ponieważ brakowało jeszcze nieprzemiennych odpowiedników wielu ważnych pojęć geometrycznych, na przykład odpowiednika pola wektorowego.

Myśl Snydera podjęli Chen Ning Yang oraz Emil J. Hellund i Katsumi Tanaka, ale właściwy rozwój tej idei musiał poczekać do fundamentalnych prac Alaina Connesa. który – jak pamiętamy z rozdziału 6 – nie tylko dał geometrii nieprzemiennej mocne podstawy teoretyczne, ale także połączył jej metody z odpowiednio uogólnionymi metodami analizy matematycznej, czyli z technikami odpowiadającymi różniczkowaniu i całkowaniu. Dzięki temu geometria nieprzemienna stała się różniczkową geometrią nieprzemienna, co stworzyło możliwość wielu jej zastosowań w fizyce teoretycznej. Ponieważ matematycznym aparatem ogólnej teorii względności jest właśnie geometria różniczkowa, wielką pokusą – i wyzwaniem! – dla teoretyków stało się zbudowanie nieprzemiennego odpowiednika ogólnej teorii względności, czyli teorii grawitacji Einsteina. Próby takie podjął sam Connes i jego współpracownicy. Wiadomo, że w ogólnej teorii względności grawitacja przejawia się jako zakrzywienie czasoprzestrzeni, naturalne więc wydawało się, aby prace rozpocząć od zbudowania nieprzemiennego odpowiednika czasoprzestrzeni, czyli – jak będziemy mówić – czasoprzestrzeni nieprzemiennej. Najpierw należało wprowadzić odpowiednią algebrę na czasoprzestrzeni, a następnie za jej pomocą skonstruować wszystkie nieprzemienne odpowiedniki pojęć geometrycznych. Tu na badaczy czyhały liczne pułapki; najniebezpieczniejsza z nich dotyczyła metryki.

W teorii względności podstawową rolę odgrywają pomiary wielkości przestrzennych i czasowych. Ażeby pomiary te miały sens matematyczny, w rozważanej przestrzeni musi być zdefiniowana metryka. Wielkość ta nieodłącznie wiąże się z naturą danej przestrzeni, a równocześnie dopuszcza interpretację fizyczną, odpowiadającą mierzeniu odległości przestrzennych i odstępów czasowych. W wypadku przestrzeni nieprzemiennych Connes nie miał większych kłopotów ze zdefiniowaniem metryki, ale... tylko metryki analogicznej do metryki przestrzeni Euklidesa (ściślej: dodatnio określonej metryki Riemanna). Tymczasem teoria względności wymaga specjalnej metryki, zwanej metryką Lorentza. Dotychczas nie udało się znaleźć odpowiednika takiej metryki dla czasoprzestrzeni nieprzemiennych. O tym, jak pilną sprawą dla fizyki teoretycznej jest znalezienie nowych uogólnień ogólnej teorii względności, niech świadczy fakt, iż mimo tej trudności specjaliści od geometrii nieprzemiennej nadal budują rozmaite modele teorii grawitacji, wykorzystując nieprzemienne geometrie z... metryką euklidesową. Prace te podejmuje się, oczywiście, z nadzieją, że tymczasowe modele wskażą drogę do kwantowej teorii grawitacji. A poza tym w teorii kwantowej grawitacji, której jeszcze nie ma. wszystko jest możliwe, byleby tylko w końcu otrzymać wyniki dające się potwierdzić empirycznie. A zatem może i metryka Euklidesa okaże się dobrym narzędziem.

Przestrzeń fundamentalnych symetrii

Prace Wiesława Sasina i moje o nieprzemiennej naturze osobliwości, przedstawione w poprzednich rozdziałach, podsunęły nową strategię działania. Przypomnijmy sobie z rozdziału 7, że algebry funkcji (z konwolucją jako mnożeniem), wykorzystanej

do badania osobliwości, nie definiowaliśmy na czasoprzestrzeni, lecz na grupoidzie nad czasoprzestrzenią. Jest to informacja o doniosłym znaczeniu. Wskazuje ona, że jeśli chcemy skonstruować nieprzemienną czasoprzestrzeń, to nieprzemiennej algebry nie należy wprowadzać na czasoprzestrzeni, lecz na odpowiadającym jej grupoidzie. Poszliśmy tym tropem i pierwsze wyniki okazały się zachęcające. Nie mieliśmy, na przykład, większych trudności ze zdefiniowaniem na grupoidzie właściwej metryki, a więc metryki Lorentza. Grupoid musi zatem odgrywać podstawową role; dlatego też naszą pierwszą pracę na ten temat zatytułowaliśmy "Grupoid Approach to Noncommutative Quantization of Grayity" (Grupoidowe podejście do nieprzemiennego kwantowania grawitacji). Chcąc zrozumieć dalszy tok rozumowania, musimy więc nieco bliżej przyjrzeć się strukturze grupoidu.

Mamy niejako trzypiętrową konstrukcję. Najniższe piętro tworzy czasoprzestrzeń. Każdy jej punkt jest chwilą w czasie i miejscem w przestrzeni. Wyższe piętro to zbiór wszystkich możliwych [lokalnych) układów odniesienia, zaczepionych we wszystkich punktach czasoprzestrzeni. Pamiętamy, że piętro to nazywa się przestrzenią wiązki reperów (lub wiązki lokalnych układów odniesienia) nad czasoprzestrzenią. Każdy punkt tej przestrzeni Jest pewnym lokalnym układem odniesienia. Najwyższe piętro naszej konstrukcji stanowi grupoid. Tym różni się on od przestrzeni wiązki reperów, że jego punkty nie są lokalnymi układami odniesienia, lecz przejściami od jednego lokalnego układu odniesienia do innego. Fizycy przejścia takie nazywają niekiedy operacjami symetrii. Grupoid jest więc przestrzenią bardzo abstrakcyjną, jego punkty to operacje symetrii. A jednak grupoidowi można przypisać głęboki sens fizyczny. Nawet w podstawowym wykładzie teorii względności zasadniczą rolę odgrywają nie tyle same układy odniesienia, ile właśnie przejścia między nimi. Nasza strategia nakazuje budować nieprzemienny odpowiednik ogólnej teorii względności nie bezpośrednio na czasoprzestrzeni, lecz na grupoidzie przekształceń od jednego lokalnego układu odniesienia do drugiego; i w dalszej perspektywie – kwantować nie bezpośrednio czasoprzestrzeń, lecz grupoid, czyli przestrzeń podstawowych symetrii.

Jak tego dokonać? Postępując ściśle tropem naszych poprzednich prac o osobliwościach. Na grupoidzie wprowadzamy więc te samą algebrę funkcji gładkich, co w wypadku osobliwości, z odpowiednio zdefiniowanym mnożeniem nieprzemiennym. Za pomocą tej algebry konstruujemy nieprzemienne odpowiedniki wszystkich wielkości geometrycznych niezbędnych do tego. by wreszcie napisać nieprzemienne uogólnienie równań pola ogólnej teorii względności, zwane również równaniami Einsteina. Okazało się to możliwe, choć – jak należało się spodziewać – równania te są matematycznie dosyć skomplikowane. Przyjęliśmy przy tym odważne założenie, że nowe równania Einsteina mają analogiczną postać do równań znanych z ogólnej teorii względności. Byłoby bardzo pożądane, żeby nowe równania wyprowadzić z bardziej ogólnych zasad, ale najpierw trzeba wypracować odpowiednie metody matematyczne. Dotychczas nasze równania udało się rozwiązać tylko dla bardzo prostych przypadków. Na szczęście jednak – jak przekonamy się w dalszej części wywodu – nasz model ma tak bogatą strukturę, że wynika z niego wiele ważnych wniosków, nawet bez konieczności rozwiązywania nieprzemiennych równań Einsteina.

Warto tu przypomnieć, że już znacznie wcześniej Robert Geroch pokazał, jak zapisać zwykłe równania Einsteina za pomocą wyłącznie algebry funkcji gładkich, całkowicie zapominając o czasoprzestrzeni, na której te funkcje są zdefiniowane. Praca Gerocha nie tylko była dla nas inspiracją, ale również podsunęła nam wiele konkretnych metod postępowania.

Ogólna teoria względności l mechanika kwantowa

Mamy już zatem nieprzemienny odpowiednik ogólnej teorii względności, ale co z mechaniką kwantową? I tu z pomocą przychodzi nam struktura grupoidu. Jest ona tak bogata, że musieliśmy przyjąć pewne upraszczające założenie. Byliśmy mile zaskoczeni, gdy postępowanie takie okazało się bardzo

owocne. Dzięki temu w geometrii na grupoidzie w naturalny sposób można wyróżnić dwie części. Nazwijmy je częścią E i częścią □ (litera E pochodzi od oznaczenia wiązki reperów, a □ jest symbolem pewnej grupy, która w całej konstrukcji odgrywa ważną rolę). I tu kolejna niespodzianka: jeżeli założymy, że pole grawitacyjne jest na tyle słabe, iż możemy zaniedbać jego efekty kwantowe, to część E odtwarza zwykłą ogólną teorię względności, a część □ – zwykłą mechanikę kwantową.

Czy zatem mamy już kwantową teorię grawitacji? Nie całkiem. Bardziej zasadne byłoby mówienie o unifikacji ogólnej teorii względności i mechaniki kwantowej niż o pełnej kwantowej teorii pola grawitacyjnego. Mechanika kwantowa jest teoretyczną podstawą innych kwantowych teorii pól – pola elektromagnetycznego i pól jądrowych. Teorie te mają własną specyfikę matematyczną i w ostatnich kilkudziesięciu latach są terenem spektakularnych osiągnięć. Panuje przekonanie, że przyszła kwantowa teoria grawitacji nie tylko musi być zgodna z mechaniką kwantową, lecz również powinna mieć charakter kwantowej teorii pola. Niestety, tych wymogów nasz model nie spełnia. Nie wolno wszakże zapominać o jego uproszczonym, roboczym charakterze. Nie jest to koniec drogi, lecz raczej początek jej nowego etapu. Pierwsze osiągnięcia, które opisze w następnych rozdziałach, pozwalają żywić przekonanie, że droga prowadzi we właściwym kierunku.

W każdym razie wizja początków Wszechświata, zaproponowana we wstępie do niniejszego rozdziału, otrzymała matematyczną podstawę w "podejściu grupoidowym". Czy przemawiają za nią również racje fizyczne? Z punktu widzenia fizyki od nowej teorii lub modelu oczekuje się spełnienia dwóch warunków. Po pierwsze, nowa teoria musi mieć właściwe "przejścia graniczne", to znaczy powinna zawierać w sobie jako szczególne przypadki poprzednie teorie, których jest uogólnieniem. Po drugie, musi wyjaśniać takie wyniki doświadczeń lub obserwacji, których nie tłumaczyły poprzednie teorie. Wiemy już, że pierwsze kryterium nasz model spełnia: jego część E przechodzi w ogólną teorię względności, a część □ – w mechanikę kwantową. Obydwie te teorie wyłaniają się z nieprzemiennego reżimu, gdy ewolucja Wszechświata przekracza próg Plancka. W następnym rozdziale przyjrzymy się bliżej temu procesowi. Szczególnie będzie nas interesować wyłanianie się czasu z pierwotnej bezczasowej fazy. Trudno sobie wyobrazić fizykę bez dynamiki. Rozpatrzymy wiec doniosłe pytanie: jak może wyglądać i czy jest w ogóle możliwa dynamika w nieprzemiennym reżimie, w którym nie ma czasu? Kwestia istnienia doświadczalnych potwierdzeń jest jeszcze bardziej podstawowa. Ona bowiem ostatecznie decyduje, czy jakiś model ma prawo zaliczać się do fizyki. W rozdziałach 10 i 11 przedstawię dwa testy doświadczalne, przemawiające na korzyść naszego modelu.

ROZDZIAŁ 9
DYNAMIKA BEZ CZASU

Niepokojące pytania

W rozdziale z ze zdziwieniem stwierdziliśmy, że Wszechświat, w którym żyjemy, wcale nie musiał mieć jednego czasu i jednej historii, że w wielkiej rodzinie wszystkich możliwych wszechświatów posiadanie jednej historii jest wyjątkiem, a nie regułą. Wydaje się to dziwne, a nawet wstrząsające, gdyż wniosek ten przeczy naszym poglądom, odziedziczonym po wiekach rozwoju ludzkiej kultury. Do tego rodzaju wstrząsów powinniśmy się jednak przyzwyczaić. Właśnie tym nauka różni się od wielu innych dziedzin działalności człowieka, że potrafi skutecznie przeciwstawiać się jego utrwalonym poglądom i wyobrażeniom. Jeżeli na serio potraktujemy model początków Kosmosu. przedstawiony w poprzednim rozdziale, natychmiast nasuwa się pytanie, w jaki sposób z bezczasowego, nieprzemiennego reżimu narodził się Wszechświat obdarzony jednym czasem i jedną historią. Pytanie to zawiera w sobie cały ciąg innych pytań. Najważniejsze z nich wiążą się z pojęciem dynamiki. W języku potocznym wyraz "dynamika" przywołuje wyobrażenia zmienności, aktywności, stawania się. ruchu. W fizyce intuicje, zawarte w tych wyobrażeniach, uściślono i wyrażono językiem matematycznym. Określenia "dynamika", "układ dynamiczny" stały się terminami technicznymi. W fizyce układ dynamiczny daje się opisać za pomocą pewnego układu równań różniczkowych (mających ściśle określoną postać), które – jak mówimy – wyrażają jego dynamikę. Dwa elementy odgrywają istotną role w tych równaniach. Po pierwsze, pewien parametr, względem którego mierzy się tempo zmian zachodzących w układzie, zwykle interpretowany jako czas. Po drugie, siły działające w tym układzie (lub na ten układ), które zmiany te wywołują. Dynamika (po grecku dynamis – siła) polega na intymnym związku siły i czasu. Nie jest on dowolny lub ujmowany tylko intuicyjnie, lecz precyzyjnie modelowany przez odpowiedni układ równań różniczkowych. Każde rozwiązanie tego układu równań daje możliwe zachowanie się układu w czasie, czyli jego historię. Istnienie historii naszego świata w kosmologii sprowadza się do tego, że równaniom, które opisują model kosmologiczny, odpowiadający naszemu światu, można nadać postać charakterystyczną dla układów dynamicznych. Mówiąc krótko – Wszechświat jest układem dynamicznym.

Czy można sobie wyobrazić fizykę bez czasu i bez dynamiki? Czy nie oznaczałoby to całkowitej statyczności, bezruchu, zamarcia? A jeżeli nie da się mówić o fizyce bez czasu i dynamiki, to czy reżim nieprzemienny "u początków" Wszechświata ma jakikolwiek sens? (Zauważmy, że termin "u początków" ujęliśmy w cudzysłów, bo czy bez pojęcia czasu można mówić o początku?) Jeśli nawet wybronimy jakoś nieprzemienną fizykę, to w jaki sposób narodził się z niej czas i dynamika naszego Wszechświata? Ażeby nasz model początków, omówiony w poprzednim rozdziale, mógł w ogóle zaistnieć, musieliśmy zmierzyć się z tymi pytaniami. Uczyniliśmy to w pracy zatytułowanej "Emergence of Time" (Wyłanianie się czasu). W niniejszym rozdziale spróbuję przełożyć otrzymane tam wyniki na bardziej zrozumiały język i – w razie potrzeby – zaopatrzyć je w uzupełniające komentarze.

Nieprzemienną dynamika

Przeanalizujmy najpierw pierwszy z problemów zasygnalizowanych powyżej: czy w nieprzemiennym, bezczasowym reżimie możliwa jest autentyczna dynamika? Oczywiście dynamika w zwykłym tego słowa znaczeniu, jako układ równań różniczkowych, w których występują czas i siły – nie. Ale też nie powinniśmy oczekiwać odpowiedzi pozytywnej. Wszystkie istotne pojęcia geometrii nieprzemiennej pochodzą nie wprost ze zwykłej geometrii (bo wówczas geometria nieprzemienną byłaby bezużyteczna), lecz są wynikiem uogólnienia. Pamiętajmy, że twórcze uogólnianie pojęć w matematyce – i w postępującej w ślad za nią fizyce – polega na tym, że nowe pojęcie musi być radykalnie nowe, ale musi też w jakimś sensie zawierać w sobie starą treść; nowa teoria w pewnych sytuacjach musi przechodzić w swą poprzedniczkę. Czy w geometrii nieprzemiennej można mówić o tego rodzaju uogólnieniu dynamiki?

Wiemy, że cały zasób wiadomości o nieprzemiennej przestrzeni mieści się w odpowiedniej nieprzemiennej algebrze. W zasobie tym na ogół nie ma żadnej informacji o punktach, ich otoczeniach i innych pojęciach lokalnych, jest natomiast informacja o stanach przestrzeni nieprzemiennej. Wynika stąd, że nie możemy się spodziewać dynamiki, która polegałaby na zmianie "z miejsca na miejsce" i "od chwili do chwili", jednakże jakaś globalna aktywność układu nie jest z góry wykluczona. Ale jak ją matematycznie opisać?

Ażeby odpowiedzieć na to pytanie, musimy powrócić do zwykłej dynamiki przemiennej. Zauważyliśmy, że w opisie dynamiki ważną rolę odgrywają siły. To one decydują o tym, że mówienie o dynamice jest w ogóle możliwe. Pamiętamy (być może jeszcze ze szkoły średniej), że siłę można przedstawić w postaci wektora. Wektor to niezwykle użyteczne matematyczne pojęcie, ale wyobrażanie sobie wektora jako strzałki zaczepionej w jakimś punkcie, choć czasem pożyteczne, bywa mylące. Strzałka to coś statycznego, podczas gdy wektor jest – właśnie! – pełen dynamiki. Na przykład prędkość jest również wektorem, a prędkość to przecież niejako sama istota zmiany.

Po tych wyjaśnieniach nie będzie dla nas zaskoczeniem, że układ dynamiczny można opisać na dwa różne, ale równoważne sposoby: albo za pomocą parametru czasu i sił, albo przy użyciu jednej tylko matematycznej struktury – pola wektorowego sil. Jeżeli w każdym punkcie jakiejś przestrzeni znajduje się określony wektor, który opisuje, co i w jakim tempie dzieje się w tym punkcie, to mówimy, że zostało określone pole wektorowe. Jeśli jest to pole wektorów reprezentujących siły, mamy do czynienia z dynamiką.

Zwróćmy uwagę, że wprawdzie pojęcie pola wektorowego odwołuje się do pojęcia punktów (wektory są zaczepione w punktach), ale zawiera także aspekt nielokalny: pole rozciąga się na całą przestrzeń lub na jakiś jej obszar. I właśnie ten nielokalny aspekt pola wektorowego nadaje się do nieprzemiennego uogólnienia. W geometrii nieprzemiennej nie pojawi się odpowiednik wektora, bo Jest to pojęcie lokalne, ale może istnieć odpowiednik pola wektorowego – bo pojęcie to zawiera w sobie aspekt nielokalny. Przejdźmy do matematycznych uściśleń.

Mając algebrę nieprzemienną A, można zdefiniować zbiór jej derywacji (w języku polskim używa się niekiedy określenia "zbiór różniczkowań"). Derywacja to pewne działanie, które jeden element algebry A przekształca w inny jej element; działanie to ma ponadto własności przypisywane w geometrii różniczkowej polom wektorowym (Jest liniowe i spełnia regułę Leibniza). Wydaje się więc rzeczą całkiem naturalną, by derywacje uznać za nieprzemienny odpowiednik pól wektorowych. Okazuje się, że Jest to trafna decyzja. Nieprzemienną algebra A wraz ze zbiorem swoich derywacji tworzy nie tylko nieprzemienny odpowiednik geometrii, lecz także coś więcej – odpowiednik geometrii różniczkowej. Pozwala to zdefiniować nieprzemienną dynamikę. Postępuje się tak jak w wypadku dynamiki przemiennej, konsekwentnie zastępując pola wektorowe derywacjami algebry A. Co więcej, procedurę tę można zastosować również do algebry przemiennej; wówczas derywacje stają się dobrze nam znanymi, tradycyjnymi polami wektorowymi i cała konstrukcja, zgodnie z zamierzeniem, przechodzi w zwykłą dynamikę z siłami i czasem.

Tak oto pojawia się niezmiernie interesujący wniosek: w geometrii nieprzemiennej nie ma niczego, co można by zinterpretować jako czas (w zwyczajnym jego rozumieniu), ale istnieje autentyczna dynamika. Na czym ona polega? Trudno to opisać słowami. Potęga matematyki tkwi właśnie w jej zdolności ujmowania tego, co jest niewyrażalne poprzez język. Jednakże pilnie śledząc logikę matematycznej struktury, możemy sobie wyrobić pewien pogląd na temat istoty zagadnienia. Jak już wiemy, za nieprzemienną dynamikę odpowiadają derywacje algebry A, derywacja zaś przekształca jeden element algebry A w inny jej element. A zatem coś się jednak zmienia, istnieje jakaś aktywność. Ale zmiana ta nie zachodzi ani w czasie, ani w fizycznej przestrzeni. Pojęcia algebry i jej elementów mają charakter abstrakcyjny i zmiana jednego elementu algebry w drugi także jest pewnym abstrakcyjnym działaniem, ale takim, który podporządkowuje się podstawowym regułom obowiązującym w każdej dynamice. Jednakże zasadniczo nie ma żadnej możliwości ponumerowania elementów algebry A i uporządkowania ich według następstwa czasowego. Jest to abstrakcyjny model dynamiki (w zasadzie wszystkie modele matematyczne są abstrakcjami), ale – jak twierdzimy – może on okazać się niezmiernie użyteczny w opisywaniu początków fizyki i Wszechświata.

Nie jest więc prawdą to, co głosi wielu filozofów i co intuicyjnie wydaje się nam oczywiste – że brak czasu oznacza zastój i stagnację. Matematyka bowiem, proponując model bezczasowej dynamiki, zdecydowanie temu przeczy. A matematykę trzeba traktować poważnie. Jeżeli ona coś proponuje, jest to przynajmniej niesprzeczne, a wiec może zaistnieć w rzeczywistym świecie.

Czas zależny od stanu

Dobry matematyczny model fizycznego procesu nie tylko ten proces opisuje, lecz w jakimś sensie go naśladuje: w świecie abstrakcyjnych operacji dzieje się podobnie jak w świecie fizycznym. Tak też jest z naszym modelem nieprzemiennego reżimu początków Wszechświata. Wniknięcie w strukturę tego modelu pozwala, na przykład, zrekonstruować proces wyłaniania się czasu (i zwykłej dynamiki) z nieprzemiennej początkowej ery. Aby to jednak wyjaśnić, musimy poznać jeszcze jedno, proste zresztą pojęcie.

Mając zbiór dowolnych elementów, możemy cześć z nich utożsamić ze sobą. Wskutek tego otrzymamy zbiór mniej liczny. Jeżeli utożsamień nie wykonamy przypadkowo, lecz biorąc pod uwagę pewną relację między elementami tego zbioru (utożsamimy na przykład tylko te elementy, które pozostają do siebie w tej relacji, na przykład są podobne do siebie pod jakimś względem), to takie utożsamienie nazwiemy sklejaniem.

Sklejmy teraz ze sobą pewne elementy algebry A. Niestety, nie możemy wdawać się tu w szczegóły i opisywać, które konkretnie elementy algebry A skleimy ze sobą. To, co w matematyce da się przedstawić w kilku stosunkowo prostych wzorach, w języku potocznym zajęłoby wiele stron, zaciemniając istotę zagadnienia. Poprzestańmy zatem na nazwie i sklejanie, o którym mowa, określmy mianem pierwszego sklejania w algebrze A. W jego wyniku otrzymamy inną, "mniej liczną" algebrę; oznaczmy ją symbolem A_1. Algebra A_1 jest niejako uproszczoną wersją algebry A, gdyż zapomina ona o pewnych informacjach, które w tamtej algebrze były zawarte. Można to zilustrować następującą analogią: jeżeli na algebrę A popatrzymy przez słabsze niż dotychczas szkło powiększające, to pewne elementy tej algebry zleją się w jedno, obraz będzie bardziej rozmazany – to jest właśnie algebra A_1.

I jeszcze jedna ważna kwestia: przepis na pierwsze sklejanie w algebrze A zależy od stanu, w jakim znajduje się nieprzemienna przestrzeń opisywana przez tę algebrę. Jeżeli przestrzeń znajdzie się w innym stanie, to zmieni się również reguła utożsamiania elementów algebry A.

Po co dokonaliśmy sklejeń w algebrze A? Otóż potrafimy udowodnić (posługując się twierdzeniem Tomity-Tekasakiego), że po wykonaniu sklejeń w algebrze A, daje się wyróżnić pewne ciągi elementów, które można ponumerować ciągłym i rosnącym parametrem (matematycy ciąg taki nazywają grupą jednoparametrową). Ciąg taki oferuje więc coś bardzo podobnego do czasu. Z jednym ważnym zastrzeżeniem: ciąg ten zależy od stanu przestrzeni nieprzemiennej, widzieliśmy bowiem, że ma on wpływ na sklejanie elementów algebry A. Natomiast zwykły czas nie zależy od stanu, wjakim znajduje się układ fizyczny; płynie tak samo dla wszystkich stanów i układów fizycznych.

Mamy więc następujący obraz: początkowo nieprzemienna algebra, w której zawierają się wszystkie informacje o nieprzemiennej przestrzeni, opisuje fizykę całkowicie bezczasową, choć dopuszczającą uogólnioną, nieprzemienną dynamikę. Należy przypuszczać, że dzięki tej dynamice niektóre elementy pierwotnej algebry utożsamiły się, co spowodowało wyłonienie się uporządkowanych ciągów tej algebry. Powstało więc już pewnego rodzaju następstwo, dające się interpretować jako czas, ale czas zależny od stanu. Istnieje tyle różnych czasów, ile jest różnych stanów naszej nieprzemiennej przestrzeni.

Czas i dynamika

Czas przenika całą dzisiejszą fizykę. Wszystkie zmiany odmierzamy czasem. Parametr ten pojawia się w większości równań fizycznych. Nasze pojęciowe trudności z budowaniem i zrozumieniem geometrii nieprzemiennej wynikają między innymi z tego, że nie przyzwyczailiśmy się jeszcze do "bezczasowego myślenia". Włączenie czasu (choć tylko zależnego od stanu) uznajemy więc za znaczne ułatwienie. Okazuje się. że równania nieprzemiennej dynamiki możemy teraz zapisać w postaci analogicznej jak równania zwykłej dynamiki, z tą tylko różnicą, że zamiast zwykłego czasu w równaniach pojawia się czas zależny od stanu. W zapisie jest to niewielka różnica, ale pojęciowo ciągle jeszcze znajdujemy się w zupełnie innym świecie. Mamy bowiem tyle dynamik, ile jest różnych stanów; dynamika, podobnie jak czas, zależy od stanu.

Naszą nieprzemienną algebrę da się jeszcze raz "poprawić", dokonując drugiego sklejania jej elementów. Ale ono również nie może być byle jakie. W przepisie na ponowne sklejanie wyróżnia się pewne elementy algebry, które mają cechy dobrze znane z mechaniki kwantowej – tworzą grupę unitarną. Po wykonaniu drugiego sklejania znacznie poprawiają się czasowe własności naszej algebry. Uporządkowanie ciągów jej elementów przestaje zależeć od stanu. Można więc już mówić ó czasie wolnym od stanu, co w konsekwencji prowadzi do jednej (niezależnej ód stanu) dynamiki. Fizyka Wszechświata coraz bardziej przypomina fizykę, którą odkrywamy w otaczającym nas, przemiennym świecie. Ale dopiero gdy algebra nieprzemienna – na progu Plancka – zredukuje się do algebry przemiennej (por. rozdział 8), znajdziemy się w naszym świecie na dobre.

ROZDZIAŁ 10
NIELOKALNA FIZYKA

Empiryczne testy nieprzemiennego reżimu

Z dobrej teorii fizycznej powinny wypływać wnioski, które dałoby się potwierdzić doświadczalnie. Jeśli tak się nie dzieje, teoria (model) nie ma nawet szans, by wejść w konflikt z doświadczeniem. Filozofowie nauki mówią, że teoria taka jest nieobalalna i wszyscy się zgadzają, iż nie można jej traktować poważnie w rodzinie nauk empirycznych. Historia nauki wymownie świadczy, że kryterium to okazało się skuteczne: od kiedy zaczęto je stosować, nauka stała się areną niespotykanych dotychczas sukcesów.

Bardzo często w historii nauki wnioski empiryczne wynikające z teorii miały charakter przewidywań, to znaczy dotyczyły zjawisk, których przedtem nie znano. Na przykład Einstein ze swojej ogólnej teorii względności wyprowadził wniosek, że promienie świetlne przechodzące w pobliżu Słońca się uginają. Nikt przedtem nie podejrzewał istnienia tego zjawiska i gdy w 1919 roku, podczas całkowitego zaćmienia Słońca, rzeczywiście zjawisko to zaobserwowano, zmierzono jego wielkość i stwierdzono, że wynik zgadza się (w ramach błędów pomiarowych) z przepowiednią Einsteina, sukces był całkowity. Einstein z dnia na dzień stał się światową sławą i ulubieńcem ówczesnych mediów. Była to jednak sytuacja wyjątkowa. Zazwyczaj sukcesy nauki nie zyskują aż takiego rozgłosu. Od empirycznych testów teorii – bo używa się i takiego określenia – nie wymaga się nawet, by miały charakter przewidywań: całkowicie wystarczy, gdy nowa teoria tłumaczy takie potwierdzone doświadczeniem zjawiska, których nie wyjaśniały dotychczasowe teorie. Teoria musi wiec być empirycznie użyteczna, musi przyczyniać się do wzrostu naszej wiedzy o świecie, i to w sposób kontrolowany doświadczeniem.

Należy postawić teraz ważne pytanie: czy nasz model nie-przemiennego reżimu u początków Wszechświata, przedstawiony w poprzednich rozdziałach, można przetestować empirycznie? Stawiając to pytanie, trzeba się zastanowić, gdzie takich testów winniśmy poszukiwać. Nasz model łączy ogólną teorię względności, czyli teorię grawitacji Einsteina, z mechaniką kwantową. Jego potwierdzeń należałoby więc szukać wśród zjawisk związanych z kwantową naturą pola grawitacyjnego. Wiadomo jednak, że doświadczalne badanie kwantowych efektów grawitacji wymaga energii, które na pewno nie będą dostępne ludzkości w przewidywalnym czasie. A więc nie tędy droga. Rozejrzyjmy się gdzie indziej. Nieprzemienny reżim odznacza się całkowicie nielokalnym charakterem, to znaczy nie można w nim wyróżnić żadnych "miejsc", a wszystkie jego cechy fizyczne dotyczą całości. Jeżeli zatem jakieś tego rodzaju cechy nieprzemiennego reżimu przetrwały do naszej epoki, to wypada ich szukać wśród nielokalnych właściwości świata, czyli wśród zależności (korelacji) pomiędzy odległymi od siebie zjawiskami. Rzeczywiście, takie nielokalne efekty są znane dzisiejszej fizyce. Co więcej, nie znalazły one dotychczas zadowalającego wyjaśnienia w spójnej teorii fizycznej, choć podjęto wiele cząstkowych prób. Myśl, by zjawiska te wydedukować było jednak sporo czasu i wysiłku, by zamysł uwieńczyć sukcesem.

W fizyce współczesnej znane są nielokalne zjawiska. Przedstawię dwa ich rodzaje. Pierwszy z nich występuje w mechanice kwantowej i polega na tym, że odległe od siebie cząstki elementarne niekiedy zachowują się tak, jakby jedna cząstka wiedziała natychmiast, co dzieje się z drugą (mimo że nie istnieją sygnały, które by tak szybko przekazywały informację). Najsłynniejsze takie zjawisko wydedukowali z mechaniki kwantowej już w 1935 roku Albert Einstein, Borys Podolsky i Nathan Rosen – jako zarzut pod adresem mechaniki kwantowej. Od tego czasu w fizyce mówi się o paradoksie Einsteina, Podolsky'ego i Rosena (w skrócie EPR). Dziś znanych jest więcej zjawisk tego typu. Drugi rodzaj zjawisk nielokalnych występuje w kosmologii (kosmologia jest przecież nauką o Wszechświecie w największej – a więc nielokalnej – skali). Najbardziej typowe z nich nosi nazwę paradoksu horyzontów. Zjawisko sprowadza się do tego, że niektóre cechy odległych od siebie obszarów Wszechświata są identyczne, mimo że nigdy, w ciągu całej jego historii, obszary te nie pozostawały ze sobą w przyczynowym kontakcie, czyli żaden sygnał fizyczny nie mógł zostać przekazany z jednego obszaru do drugiego. Skąd zatem wiedziały one, jak zsynchronizować swoje właściwości? Zobaczymy, że oba te rodzaje zjawisk nielokalnych bardzo dobrze wyjaśnia zaproponowany przez nas model nieprzemiennego początku. W obecnym rozdziale zajmiemy się paradoksem EPR, następny poświęcimy paradoksowi horyzontów.

Dyskusje Einsteina z Bobrem

Mechanika kwantowa jest bodaj najważniejszą teorią współczesnej fizyki. Wyjaśnia ona ogromny zakres zjawisk: od struktury jąder atomowych przez chemiczne i makroskopowe własności ciał aż do natury procesów zachodzących we wnętrzach gwiazd i szczegółów powstawania pierwiastków chemicznych we Wszechświecie. Mechanika kwantowa osiągnęła to wszystko za cenę odejścia od potocznych wyobrażeń na temat rzeczywistości. Dziś przyzwyczailiśmy się już do tego, że nasz zdrowy rozsądek często nie ma wiele wspólnego z rozsądkiem, a jest jedynie wynikiem długotrwałych nawyków myślowych, opartych na niedokładnych obserwacjach [należy jednak pamiętać, że mechanika kwantowa wyjaśnia również, dlaczego nasze potoczne obserwacje są takie a nie inne. Cała bowiem fizyka makroskopowa, rządząca światem naszego zmysłowego poznania, jest tylko przybliżeniem, wynikającym z mechaniki kwantowej. A zatem ściśle rzecz biorąc, mechanika kwantowa nie niszczy naszego zdrowego rozsądku, lecz określa granice jego stosowalności]. Ale w czasach, gdy mechanika kwantowa dopiero się rodziła, fizycy toczyli zacięte spory o jej właściwą interpretację i stosunek do rzeczywistego świata (do dziś zresztą spory te nie ustały). Mechanika kwantowa stopniowo wymuszała na uczonych odchodzenie od zdrowego rozsądku na rzecz wniosków wynikających z jej postulatów. Fizycy powoli uczyli się respektu wobec empirycznych przewidywań nowej teorii.

Do najbardziej znanych i zaciętych dyskusji tamtych czasów należy niewątpliwie długoletni spór między Einsteinem a Nielsem Bohrem, dotyczący właściwej oceny i interpretacji mechaniki kwantowej. Einstein bronił determinizmu i przyczynowości. Jeżeli mechanika kwantowa podważa te cechy, to tylko dlatego, że jest teorią niezupełną. Bohr był zdania, że – podobnie jak należało przyjąć zaskakujące twierdzenia teorii względności, bo potwierdziło je doświadczenie – powinno się także zaakceptować nawet najbardziej egzotyczne roszczenia mechaniki kwantowej, ponieważ i one są potwierdzane, i to z wielką dokładnością, przez eksperymenty. Trzeba się zgodzić z nową ontologią: świat jest indeterministyczny, a przyczynowość należy rozumieć w sensie statystycznym (to znaczy w odniesieniu do bardzo licznych zbiorów jednostek fizycznych), bo tak właśnie każe ją rozumieć mechanika kwantowa.

Spór Einsteina z Bohrem należy do tych wielkich dysput, znanych z historii myśli ludzkiej, które – jak polemika Gottfrieda Leibniza z uczniem Izaaka Newtona, Samuelem Clarkiem – zawierają wiele do dziś aktualnych wątków i są kopalnią tematów nie tylko dla historyków nauki lub filozofii. Do pierwszego spotkania obu uczonych doszło podczas wizyty Bohra w Berlinie w 1920 roku. Każdy z nich wspominał potem, że rozmówca zrobił na nim wielkie wrażenie. Po raz kolejny Einstein i Bohr zetknęli się ze sobą na kongresie fizyków w Como, we Włoszech, ale prawdziwa polemika rozgorzała dopiero miesiąc później, gdy w Brukseli odbywała się międzynarodowa konferencja zorganizowana przez Instytut Solvaya. Podczas konferencji Einstein wyraził zaniepokojenie, ze mechanika kwantowa zbyt łatwo rezygnuje z opisu przyczynowego w czasie i przestrzeni. Bohr podjął wyzwanie. Wymiana argumentów odzywała podczas kolejnych spotkań obu fizyków, najczęściej z okazji rozmaitych międzynarodowych zjazdów. Ulubioną taktyką Einsteina było konstruowanie myślowych eksperymentów, które miały, jego zdaniem, ukazywać absurdalność wniosków wynikających z postulatów mechaniki kwantowej. Bohr musiał się niekiedy mocno gimnastykować, by znaleźć racje uwiarygodniające swoją interpretację. Einstein nie twierdził, że mechanika kwantowa jest fałszywa lub zła, lecz że na razie pozostaje teorią niezupełną; gdy ktoś odkryje wreszcie jej pełne sformułowanie, obecnie paradoksalne wnioski otrzymają nieparadoksalne wyjaśnienie. Jeden ze swoich myślowych eksperymentów, ukutych przeciwko Bobrowi, Einstein rozszerzył i dokładnie opracował razem z Podolskym i Rosenem. Ich wspólna praca "Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?" (Czy kwantowe-mechaniczny opis fizycznej rzeczywistości można uważać za zupełny?) ukazała się drukiem w 1935 roku. W odpowiedzi Bohr opublikował wkrótce artykuł pod tym samym tytułem. Chociaż, jak zobaczymy, przyszłość przyznała rację Bobrowi, do historii fizyki przeszedł artykuł Einsteina i współpracowników, podczas gdy do tekstu Bohra mało kto dziś zagląda. Przyjrzyjmy się nieco uważniej temu, co obecnie skrótowo nazywa się paradoksem EPR.

Paradoks EPR

Paradoks EPR, w swojej oryginalnej wersji, odwołuje się do dosyć abstrakcyjnego formalizmu mechaniki kwantowej i jest nadmiernie obciążony filozoficznymi rozważaniami na temat fizycznej rzeczywistości, co było powracającym wątkiem dyskusji Einsteina z Bohrem. Przedstawię go więc w bardziej poglądowej postaci, w której zadomowił się w literaturze popularnonaukowej.

Zgodnie z ideą eksperymentów myślowych możemy wyobrażać sobie rozmaite sytuacje, nawet takie, których nie da się zrealizować za pomocą dostępnych obecnie środków technicznych (lub finansowych!), byleby tylko sytuacje te były zgodne z prawami rozważanej teorii, w naszym przypadku – z prawami mechaniki kwantowej. Wyobraźmy więc sobie, że jakiś atom emituje dwa elektrony. Podróżują one w przeciwnych kierunkach i po pewnym czasie jeden z nich dociera, powiedzmy, do Nowego Jorku, a drugi – do Tokio (albo, jeżeli mamy więcej cierpliwości, poczekajmy, aż oba znajdą się na przeciwległych krańcach Galaktyki; im dalej, tym bardziej widoczny będzie paradoks).

Elektrony mają pewną własność kwantową, zwaną spinem. W tym miejscu nie ma znaczenia, co to jest spin. Musimy jedynie wiedzieć, że pomiar spinu może dać tylko dwa wyniki: albo +1/2, albo -1/2. Zgodnie z mechaniką kwantową elektrony, które kiedyś ze sobą oddziaływały, nie mogą mieć takiego samego spinu. Jeśli zatem w naszym myślowym eksperymencie w wyniku pomiaru okaże się, że jeden elektron ma spin +1/2, to drugi musi mieć spin -1/2. I jeszcze jedna ważna okoliczność. Przed wykonaniem pomiaru jakiejkolwiek własności nie można twierdzić, że obiekt kwantowy ją ma (wyrażoną w konkretnej liczbie jednostek); zgodnie z prawami mechaniki kwantowej można jedynie wyliczyć prawdopodobieństwo posiadania tej własności. Dopiero wykonanie pomiaru redukuje prawdopodobieństwo wszystkich możliwych wyników do jednego – tego, który uzyskano dzięki pomiarowi. Wówczas prawdopodobieństwa zamieniają się w pewność, czyli w prawdopodobieństwo równe 1. Efekt ten fizycy nazywają redukcją (albo kolapsem) funkcji falowej (por. rozdział 12).

Paradoks widać już właściwie jak na dłoni. Jeżeli bowiem zmierzymy spin elektronu w Nowym Jorku i stwierdzimy, że wynosi on, na przykład, +1/2, natychmiast zyskujemy przekonanie, że elektron w Tokio ma spin – 1/2. Ale skoro przed wykonaniem pomiaru w

Nowym Jorku żaden z dwu elektronów nie miał określonego spinu (określone były tylko prawdopodobieństwa), skąd elektron w Tokio – natychmiast! – wiedział, jaki ma mieć spin?

Zdaniem Einsteina taki wniosek, nieuchronnie wynikający z mechaniki kwantowej, świadczy jedynie, że ta teoria fizyczna jest niezupełna, to znaczy nie mówi o dwu elektronach wszystkiego. Trzeba poczekać na inną teorię, która będzie respektować wszystkie sukcesy mechaniki kwantowej, ale okaże się od niej dokładniejsza.

Nierówności Bella i doświadczenie Aspecta

Przez wiele lat paradoks EPR był ulubionym tematem sporów toczonych przez fizyków. Dyskusja stała jednak w martwym punkcie. Fizycy ortodoksi szli za Bohrem i propagowaną przez niego interpretacją mechaniki kwantowej, zwaną interpretacją kopenhaską. Mniej liczni uczeni próbowali, za Einsteinem, ratować kategorie zdrowego rozsądku, związane z tradycyjnym rozumieniem determinizmu, przyczynowości, czasu i przestrzeni. Istotnie nowy element pojawił się w dyskusji dopiero w 1964 roku, kiedy angielski fizyk John Bell opublikował niewielki artykuł "On the Einstein-Podołsky-Rosen Paradox" (O paradoksie Einsteina-Podoisky'ego-Rosena). Ażeby uchwycić główną myśl tego artykułu, musimy powiedzieć kilka słów na temat teorii ukrytych parametrów.

Co się kryje za stwierdzeniem, że mechanika kwantowa jest teorią niezupełną? Oznacza to, że istnieją jakieś wielkości (parametry), charakteryzujące prawdziwy świat kwantów, które mechanika kwantowa w swoim opisie pomija. Parametry te pozostają więc dla niej ukryte. Taka koncepcja wydaje się naturalną alternatywą dla twierdzenia, że obecna mechanika kwantowa jest teorią zupełną. Zwolennikiem tej alternatywy był miedzy innymi Louise de Broglie, a najpełniej opracował ją David Bohm.

A oto pomysł Bella. Jeżeli mechanika kwantowa jest teorią zupełną, to przewidywane przez nią wyniki pomiarów powinny zgadzać się z przewidywaniami teorii ukrytych parametrów. Zakładając tę identyczność i wyrażając ją w postaci matematycznej, po prostych przekształceniach Bell doszedł do nierówności, zwanej dziś nierównością Bella. Okazuje się. że nierówność ta nie może być spełniona przy założeniu słuszności mechaniki kwantowej. Jeżeli więc nierówność Bella jest spełniona, to rzeczywiście istnieją ukryte parametry. Nie oznacza to jednak całkowitej słuszności teorii ukrytych parametrów (na przykład w wersji Bohma). Bell dowodzi, że jeżeli teoria ta ma pozostać zgodną z doświadczeniem, to i do niej trzeba wprowadzić nielokalność. Pisze, że teoria taka "musi zawierać mechanizm, za którego pomocą stan jednego instrumentu pomiarowego mógłby wpływać na odczyty drugiego, niezależnie od tego, jak daleko instrumenty znajdowałyby się od siebie".

Nierówność Bella okazała się ważna także z innego powodu. Pozwala ona tak przeformułować doświadczenie EPR. by można było podjąć próbę skonstruowania zestawu pomiarowego do jego przeprowadzenia. Z sytuacji tej skorzystał francuski fizyk Alain Aspect, który wraz ze swoim zespołem wykonał unowocześnioną wersję eksperymentu EPR i ogłosił Jego wyniki w 1981 roku. Okazało się, że nierówność Bella nie jest spełniona. A zatem rację miał Bohr. a nie Einstein. Mechanika kwantowa wyszła zwycięsko ze starcia ze "zdrowym rozsądkiem".

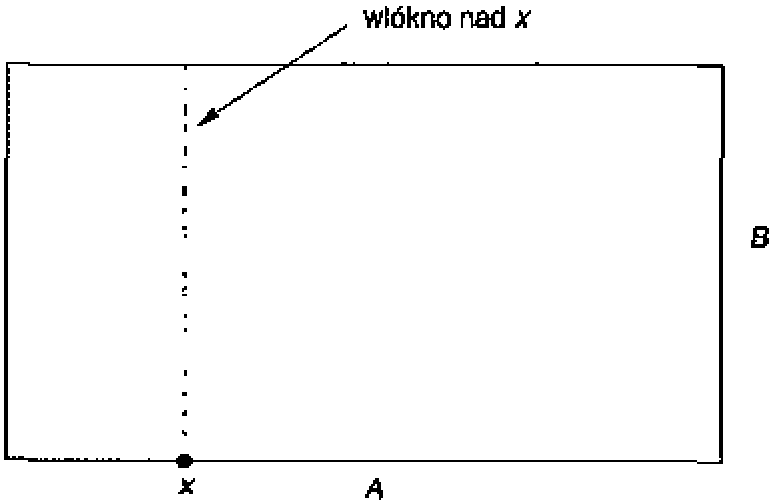
Cień nieprzemienności

Jednym z największych wyzwań współczesnej fizyki teoretycznej jest wyjaśnienie nielokalności, występującej w mechanice kwantowej. Jak widzieliśmy, nielokalność ta została poświadczona przez doświadczenie Aspecta, które potem wielokrotnie powtórzono – zawsze z takim samym skutkiem. Owszem, nielokalność (typu EPR) wynika z postulatów mechaniki kwantowej, ale dlaczego stawia ona takie, a nie inne postulaty? Jeżeli nawet nie trzeba przyjmować żadnych ukrytych parametrów, nie oznacza to, że mechanika kwantowa jest teorią ostateczną.

Fizycy doskonale zdają sobie sprawę, że musi ona kiedyś ustąpić miejsca kwantowej teorii grawitacji jako teorii bardziej fundamentalnej. Nie znaczy to, oczywiście, że mechanika kwantowa zostanie obalona przez swą następczynię, lecz jedynie, iż będzie z tej ostatniej wynikać w wypadku słabych pól grawitacyjnych (tak słabych, że można je zaniedbać w rozważaniach). I wielu fizyków uważa, że gdy kwantowa teoria grawitacji zostanie kiedyś odkryta, wyjaśni interpretacyjne kłopoty mechaniki kwantowej, a wśród nich także paradoks EPR.

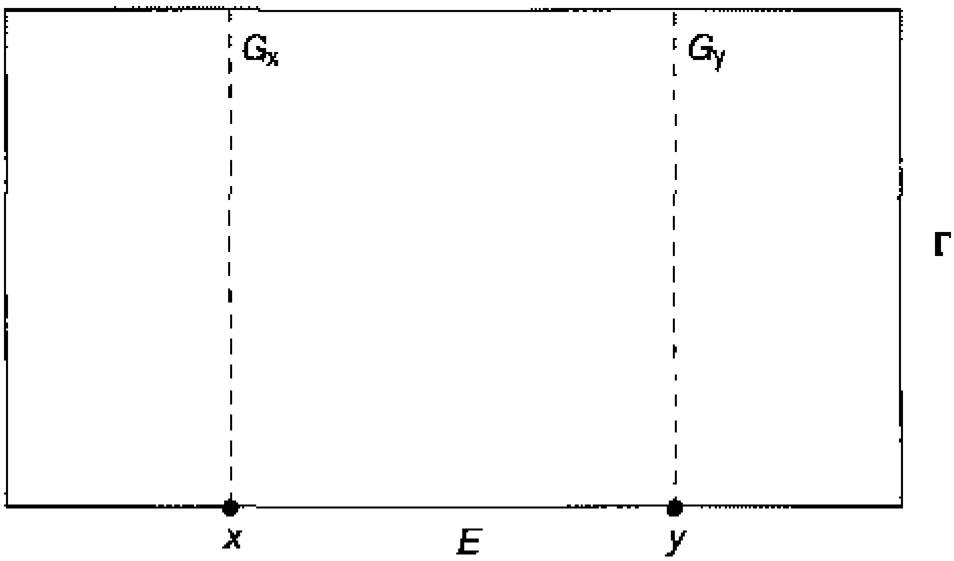
Nie uważamy zaproponowanego przez nas nieprzemiennego modelu połączenia ogólnej teorii względności z mechaniką kwantową za już gotową wersję poszukiwanej kwantowej teorii grawitacji. Być może jednak jest to krok we właściwym kierunku, gdyż nasz model pięknie rozwiązuje paradoks EPR. Według tego modelu przedplanckowska, nieprzemienna faza była całkowicie nielokalna, bez czasu i przestrzeni; istniały w niej jedynie struktury globalne. Jeżeli coś z tamtej ery przetrwało do dziś, to musi mieć charakter nielokalny. Przewidywań empirycznych wynikających z naszego modelu należy zatem szukać w korelacji odległych od siebie zjawisk. Od tej intuicji do matematycznego wyprowadzenia efektu EPR z naszego modelu droga była dość długa i niełatwa. Ale w końcu udało sieją pokonać. Przyjrzyjmy się nieco dokładniej mechanizmom funkcjonowania tych globalnych efektów.

Znowu ważna okazuje się tu włóknista struktura naszego grupoidu G (por. rozdział 8). Aby zrozumieć, co znaczy określenie "struktura włóknista", rozpatrzmy bardzo prosty przykład. Łatwo zauważyć, iż geometrię prostokąta całkowicie wyznacza informacja, że ma on boki A i B o danych długościach oraz że boki te są do siebie prostopadłe. Z dowolnego punktu, na przykład punktu x, położonego na boku A, wykreślmy prostą równoległą do boku B (rys. 10.1). Prostą tę nazywamy włóknem nad punktem x i oznaczamy przez A_x. Prostokąt można odtworzyć, rozważając włókna nad wszystkimi punktami boku A. Natychmiast widać, że wszystkie włókna są takie same i każde z nich jest takie samo jak bok B. Te właśnie intuicje mamy na myśli, stwierdzając, że prostokąt ma strukturę włóknistą. Nasz grupoid G jest pod tym względem bardzo podobny do zwykłego prostokąta.



Rys. 10.1. Prostokąt można odtworzyć, rozważając włókna nad wszystkimi punktami boku A.

Z rozdzia³u 8 wiadomo, æe skonstruowana przez nas geometria nieprzemienna rozk³ada siź na dwie czźœci, £ i T. Teraz sprecyzujemy te stwierdzenia nieco dok³adniej. Grupoid G ma strukturę włóknistą, czyli jest podobny do prostokąta o bokach E i □ {rys. 10.2). Część E naszej nieprzemiennej geometrii jest "równoległa" do E, a część □ – "równoległa" do □ . Jak wiadomo, geometryczna struktura boku E jest odpowiedzialna za efekty grawitacyjne, a struktura boku □ – za efekty kwantowo-mechaniczne. Co więcej, chcąc z naszego modelu odzyskać ogólną teorię względności, czyli geometrię czasoprzestrzeni, musimy nieprzemienną geometrię grupoidu G "zrzutować" na bok E; pragnąc odzyskać zwykłą mechanikę kwantową, musimy zrzutować ją na bok □ . Efektów związanych z pomiarami spinu (typu EPR) należy szukać w mechanice kwantowej, a więc w tej części nieprzemiennej geometrii grupoidu G, która rzutuje się na □ . Istotnie, operując geometrią zrzutowaną na □ , za pomocą rachunków analogicznych do tych, jakie przeprowadzili Einstein, Podolsky i Rosen, wyprowadza się efekt EPR Ale ponieważ geometria boku □ jest taka sama jak geometria każdego włókna G_x nad dowolnym punktem x należącym do E, informacja o tym, co dzieje się ze spinem elektronu w momencie jego pomiaru, powiela się w każdym włóknie. Zgodnie więc z nielokalnym charakterem geometrii grupoidu G informacja o pomiarze jest wszędzie.



Rys. 10.2. Struktura grupoidu G.

Spójrzmy na to jeszcze raz z nieco innej strony. Pamiętamy, ze E to przestrzeń wiązki reperów. Jeżeli zatem x należy do E, to x jest lokalnym układem odniesienia, zaczepionym w jakimś punkcie czasoprzestrzeni. Niech obędzie lokalnym układem odniesienia obserwatora w Nowym Jorku. Obserwator ten mierzy spin elektronu i stwierdza, powiedzmy, że wynosi on +1/2. Pomiar jest procesem kwantowo-mechanicznym i dokonuje się we włóknie G_x (we włóknie nad punktem x, czyli nad Nowym Jorkiem). Niech, teraz y będzie lokalnym układem odniesienia w Tokio. Ponieważ włókno G_y. jest takie samo jak włókno G_x, elektron w Tokio natychmiast zna wynik pomiaru elektronu w Nowym Jorku (bo wszystkie włókna zawierają tę samą informację). Jeżeli więc zaraz potem obserwator w Tokio zmierzy spin elektronu, to nieuchronnie stwierdzi, że wynosi on -1/2. Zgodnie bowiem z prawami mechaniki kwantowej elektrony, które oddziaływały ze sobą, muszą mieć różne spiny. Nie ma tu mowy o żadnym rozchodzeniu się informacji. Po prostu model jest nielokalny.

Efekt EPR jest więc pozostałością po nieprzemiennej, nielokalnej fazie w dziejach Wszechświata. Możemy nawet powiedzieć, że pozostałość ta jest rzutem nieprzemiennej fazy na czasoprzestrzeń (jak się przekonaliśmy, rzutowania odgrywają ważną rolę w wyprowadzeniu efektu EPR z naszego modelu). Zauważmy, że każdy cień Jest niczym innym, jak tylko rzutem danego przedmiotu na powierzchnię Ziemi, przy czym "generatorami" tego rzutu są promienie słoneczne. Odwołując się do tej analogii, możemy powiedzieć, że zmierzony przez Aspecta i jego współpracowników efekt EPR to cień ery nleprzemiennej.

Początek jest wszędzie

Ponieważ jesteśmy istotami z przemiennego świata, w którym powszechnie króluje lokalność, bardzo trudno nam wyobrazić sobie świat nielokalny i gdy z matematycznych modeli wynika coś nielokalnego, jesteśmy skłonni uznawać to za paradoks. W poprzednim podrozdziale naszkicowałem, w jaki sposób z nieprzemiennego modelu wyprowadza się efekt EPR. Ale jak intuicyjnie uchwycić istotę tej formalnej procedury?

Przede wszystkim musimy cofnąć się mysią do nieprzemiennej ery początkowej w dziejach Wszechświata. Czy rzeczywiście cofnąć się? W wielu naszych poprzednich rozważaniach chętnie odwoływaliśmy się do wędrówki wstecz w czasie, ale czy jest to wyobrażenie poprawne? Spróbujmy to zweryfikować.

Niewątpliwie współczesna kosmologia mówi nam, że gdy cofamy się w historii Wszechświata, jego gęstość rośnie (ponieważ Wszechświat rozszerza się, czyli się kurczy w odwróconym czasie). Kiedy gęstość osiąga wartość 10^{93} g/cm^3 (ten moment nazywamy progiem Plancka), ogólna teoria względności załamuje się i pole grawitacyjne musi wówczas ukazać swoją kwantową naturę. To właśnie przed progiem Plancka umieszczamy nie-przemienną i nielokalną epokę, którą opisuje nasz model.

Ale zamiast się cofać, możemy iść w głąb. to znaczy rozważać coraz to mniejsze odległości. Gdy osiągamy odległość rzędu 10^{-12} cm, jesteśmy w obszarze rozmiarów atomu; przy odległościach sięgających 10^{-15} cm znajdujemy się w obszarze rozmiarów jądra atomowego. Jądro atomowe odznacza się znacznie

większą gęstością niż atom (gdybyśmy wyobrazili sobie atom pod postacią jądra, wokół którego krążą elektrony, łatwo stwierdzilibyśmy, że w atomie jest dużo pustki). Kiedy natomiast osiągamy odległości rzędu 10^{-33} cm, docieramy do obszaru, w którym gęstość wynosi 10^{93} g/cm^3, czyli dochodzimy do progu Plancka. Podróżując dalej w głąb i przekraczając ten próg, wkraczamy w erę nieprzemienną. Nieprzemienny początek znajduje się więc nie tylko u zarania dziejów naszego Wszechświata, lecz jest on zawsze, w najgłębszej warstwie jego struktury.

Gdy zatem w akceleratorze w CERN-ie pod Genewą fizycy, zderzając ze sobą wiązki protonów, osiągają energię rzędu 120 GeV (gigaelektronowoltów), co odpowiada gęstości 10^{25} g/cm3, odtwarzają warunki, jakie panowały we Wszechświecie 10^{-12} sekundy po progu Plancka. Albo dokładniej: nie odtwarzają, lecz po prostu sięgają do tej warstwy struktury świata, w której ciągle jest 10^{-12} sekundy po progu Plancka.

Może więc lepiej zamiast o nieprzemiennej, najwcześniejszej erze w dziejach Wszechświata mówić o nieprzemiennym (najbardziej fundamentalnym) poziomie jego struktury? Rzecz jednak w tym, że oba sposoby ujmowania tej kwestii są jednakowo dobre, ponieważ w tej najwcześniejszej erze, czy na tym najbardziej fundamentalnym poziomie, nie istnieją ani czas, ani przestrzeń. Możemy więc korzystać do woli zarówno z metafory cofania się w czasie, jak i z metafory wchodzenia w głąb. Podczas rozważania efektu EPR wygodniejsza okazuje się intuicja najgłębszego poziomu.

Pomiar jakiejkolwiek wielkości kwantowej (w omawianym przez nas przypadku – spinu elektronu) nie jest zjawiskiem powierzchniowym, lecz sięga najgłębszej, nieprzemiennej warstwy. Pomiar spinu to zupełnie coś innego niż, na przykład, ustalanie długości boku stołu za pomocą linijki. Ta ostatnia czynność nie zmienia struktury stołu, podczas gdy pomiar spinu elektronu sięga samej jego istoty. Zgodnie z mechaniką kwantową nie ma sensu pytać, czy przed pomiarem elektron miał jakikolwiek spin, można jedynie rozważać prawdopodobieństwo wyników przyszłych pomiarów spinu. Spin jest więc własnością obiektu kwantowego, zwanego elektronem, która w jakimś sensie zostaje wykreowana w akcie pomiaru. Jest to ortodoksyjne stwierdzenie mechaniki kwantowej. Jeżeli w ten sposób ujmiemy proces pomiaru, to natychmiast widać, że musi on sięgać bardzo głębokich warstw struktury świata. Zgodnie z naszym modelem sięga warstwy najgłębszej, nieprzerniennej i nielokalnej, w której załamują się tradycyjne pojęcia czasu i przestrzeni. Mierząc spin elektronu w Nowym Jorku, zaburzamy ten najgłębszy poziom, i jeżeli zaraz potem nasz kolega w Tokio mierzy spin drugiego elektronu, nie powinniśmy się dziwić, że poprzednie zaburzenie wpływa na wynik tego pomiaru. Poziom fundamentalny jest nielokalny. Wszystko, co się w nim dzieje, dzieje się "wszędzie i równocześnie", w Nowym Jorku, Tokio i w całym Wszechświecie lub – używając języka naszego modelu – w każdym włóknie grupoidu. Cudzysłów sygnalizuje, że słowa "wszędzie" i "równocześnie" zostały tu użyte z braku innych, bardziej właściwych określeń. Można by równie dobrze powiedzieć, ze w odniesieniu do reżimu nieprzemiennego wyrazy "tu" i "tam" oraz "teraz" i "kiedy indziej" znaczą po prostu to samo.

ROZDZIAŁ 11
PARADOKS HORYZONTU

Wielkoskalowy ślad nieprzemienności

Nie powinniśmy przeoczyć faktu, że nauka zna pewien nielokalny obiekt, który od dawna stanowi przedmiot jej intensywnych badań. Jest nim Wszechświat. To obiekt nielokalny par excellence, gdyż obejmuje wszystko, co podlega prawom fizyki. Struktura obecnego Wszechświata niewątpliwie zależy od warunków początkowych na progu Plancka. Jeżeli więc rzeczywiście przed progiem Plancka miała miejsce era nieprzemienna, to losy późniejszego Wszechświata musiały się zadecydować w procesie przejścia (przez próg Plancka) od geometrii nieprzemiennej do zwykłej, przemiennej geometrii czasoprzestrzeni. Sensowne wydaje się zatem poszukiwanie ob s e rwo walnych śladów nieprzemiennej ery w strukturze obecnego Wszechświata, w jego największej skali. Warto pod tym kątem przeanalizować pewien znany od dość dawna problem, związany z obserwacyjnym badaniem Kosmosu.

Standardowy model kosmologiczny

Za największe osiągnięcie kosmologii XX wieku powszechnie uważa się wypracowanie standardowego modelu Wszechświata. W modelu tym pewna geometria czasoprzestrzeni jest niejako sceną, na której rozgrywają się procesy fizyczne, składające się na ewolucję Wszechświata.

Informację o geometrii czasoprzestrzeni zdobywamy, rozwiązując równania pola grawitacyjnego ogólnej teorii względności z odpowiednimi warunkami początkowymi lub brzegowymi. Pracę tę wykonano zasadniczo już w latach dwudziestych i trzydziestych XX stulecia. Potem okazało się, że do danych obserwacyjnych dobrze pasują rozwiązania uzyskane przez Aleksandra Friedmana i Georgesa Lemaltre'a oraz intensywnie badane przez Howarda Robertsona i Arthura Walkera {na oznaczenie tych modeli często używa się skrótu RWFL). Wszystkie te rozwiązania otrzymuje się przy założeniu, że istnieje globalny układ odniesienia, w którym czasoprzestrzeń w naturalny sposób rozpada się na czas i przestrzeń, a w przestrzeni wszystkie punkty i kierunki są równoprawne. Brak wyróżnionych punktów nosi nazwę założenia jednorodności przestrzeni, a brak wyróżnionych kierunków – założenia jej izotropowości. Oba założenia łącznie określa się często mianem zasady kosmologicznej. Początkowo zasadę kosmologiczną uważano za założenie upraszczające. Istotnie, jeżeli przyjmie się ją w punkcie wyjścia, żmudne rachunki znacznie się redukują. Potem – ku zaskoczeniu i radości kosmologów – okazało się, że rozwiązania uzyskane przy tych założeniach z dobrym przybliżeniem pasują do danych obserwacyjnych.

Pierwsze próby wypełnienia geometrycznej sceny procesami fizycznymi sięgają jeszcze lat przed drugą wojną światową (Lemaitre) i zaraz po wojnie (George Gamow i jego współpracownicy), ale dopiero w latach siedemdziesiątych XX wieku pojawiły się prawdziwe osiągnięcia w tej dziedzinie. Stały się one możliwe zarówno dzięki postępowi w fizyce cząstek elementarnych oraz oddziaływań fundamentalnych, jak i nowym obserwacjom astronomicznym i rad i o astronomicznym, które po raz pierwszy zaczęły przynosić informacje o naprawdę wielko skal owej strukturze Wszechświata. Pionierskie pomiary przesunięć ku czerwieni w widmach galaktyk, wykonane w pierwszych dziesięcioleciach ubiegłego wieku przez Vesto Sliphera (1912) i Edwina Hubble'a (1929), pozwoliły postawić hipotezę o rozszerzaniu się Wszechświata. Dopiero jednak w latach osiemdziesiątych pomiarów przesunięć ku czerwieni zgromadzono na tyle dużo, że można już było nie tylko w całej pełni potwierdzić ekspansję Wszechświata, lecz również sporządzić pierwsze wiarygodne mapy wielkoskalowego rozkładu galaktyk i ich gromad. Okazało się, że gdy weźmiemy pod uwagę odpowiednio wielkie obszary Wszechświata, to – w sensie statystycznym – zasada kosmologiczna jest dobrze spełniona.

Punktem zwrotnym w rozwoju dwudziestowiecznej kosmologii było odkrycie przez Arno Penziasa i Roberta Wilsona w 1965 roku kosmicznego promieniowania da. Jego istnienie zostało teoretycznie przewidziane już w 1948 roku przez Gamowa i Jego współpracowników. Opracowali oni gorący model Wszechświata, który potem przekształcił się w model standardowy. Zgodnie z tym modelem wkrótce po Wielkim Wybuchu Wszechświat był wypełniony gorącym promieniowaniem elektromagnetycznym. Gdy Wszechświat się rozszerzał, promieniowanie to rozrzedzało się i stygło. Dziś – wedle teoretycznych obliczeń – wypełnia ono równomiernie przestrzeń i ma temperaturę 2,7 kelwina. Pierwsze pomiary promieniowania tła (zwanego także promieniowaniem resztkowym albo reliktowym) odpowiadały tym przewidywaniom. Zgodność tę z niespodziewaną dokładnością potwierdziły późniejsze pomiary, w szczególności misja satelity COBE (Cosmic Background Explorer) na przełomie lat osiemdziesiątych i dziewięćdziesiątych XX wieku. Okazało się, że temperatura tego promieniowania wynosi 2,756 kelwina i jest jednakowa w każdym punkcie sfery niebieskiej z dokładnością 1:10000. Ta ostatnia informacja ma dla nas ogromne znaczenie. Równomierność obecnej temperatury da świadczy o tym, że w epoce, w której promieniowanie to po raz ostatni oddziaływało z innymi formami materii – a wedle standardowego modelu działo się to około 300 tysięcy lat po Wielkim Wybuchu – materia musiała być niezwykle równomiernie rozmieszczona w przestrzeni. Jakiekolwiek jej zagęszczenia powodowałyby rozpraszanie promieniowania, co ujawniłoby się w zaburzeniach temperatury tła w różnych punktach nieba. Wyniki pomiarów satelity COBE są więc dowodem, że już wkrótce po Wielkim Wybuchu (wkrótce, bo 300 tysięcy lat w porównaniu z wiekiem Wszechświata Jest niemal chwilą) rozkład materii we Wszechświecie z wielką dokładnością spełniał zasadę kosmologiczną.

Przyczynowo rozłączne obszary

Postawmy teraz pytanie: dlaczego materia i promieniowania tak równomiernie wypełniają Wszechświat? Lub nieco dokładniej: dlaczego temperatura promieniowania tlą we wszystkich punktach nieba jest identyczna (z dokładnością 1:10000)? Albo: dlaczego, począwszy od tak wczesnych etapów kosmicznej historii, gęstość materii wykazuje znikome zaburzenia? Istnieją dwa wyjaśnienia: albo Wszechświat od początku był niezwykle "gładki", albo w bardzo młodym Wszechświecie istniały jakieś mechanizmy, które wygładziły pierwotnie nierównomierny rozkład materii. Pierwsza ewentualność wymaga bardzo szczególnych warunków początkowych, i to przyjętych bez żadnego teoretycznego uzasadnienia. Kosmologowie zgodziliby się na nią tylko wtedy, gdyby naprawdę nie było innego wyjścia; jest to w gruncie rzeczy nie tyle rozwiązanie zagadki, co raczej rezygnacja z jej rozwiązania. Druga możliwość także nastręcza poważne problemy. Mechanizmem wygładzającym mogłyby być – jak kiedyś sądzono – zjawiska związane z dyssypacją, czyli rozpraszaniem, energii. I tu właśnie zaczynają się kłopoty. Ażeby bowiem w dwu różnych obszarach przestrzeni doszło do wyrównania gęstości materii, musi nastąpić wymiana sygnału fizycznego, który przeniósłby z jednego obszaru do drugiego wygładzające oddziaływanie. Jak wiadomo, istnieje graniczna prędkość rozchodzenia się sygnałów w przyrodzie – prędkość światła w próżni. Łatwo jest wskazać tak odległe od siebie obszary we Wszechświecie, że nawet promieniowi światła zabrakłoby czasu (licząc od początku Wszechświata), by pokonać odległość między nimi. Wystarczy skierować antenę radioteleskopu ku dwom obszarom sfery niebieskiej, odległym od siebie na przykład o 45 stopni. Obszary te nigdy nie mogły być – jak powiadamy – w przyczynowym kontakcie ze sobą; wiek Wszechświata jest za krótki, by nawet promień światła pokonał odległość dzielącą te obszary. Ale w takim razie, dlaczego oba te obszary odznaczają się niemal identyczną temperaturą promieniowania tłą? Skąd "wiedziały", jak zsynchronizować swoje temperatury? Ponieważ przyjęło się mówić, że takie dwa przyczynowo rozłączne obszary są od siebie oddzielone horyzontem, trudność tę nazywa się problemem horyzontu. ("Horyzont" w kosmologii jest terminem technicznym. Można matematycznie badać istnienie i strukturę horyzontów).

Występowanie horyzontów jest wiec następstwem istnienia w przyrodzie skończonej prędkości światła jako granicznej prędkości rozchodzenia się sygnałów fizycznych. Rozważmy dwa przyczynowo rozłączne obszary; nazwijmy je obszarem A i obszarem B. Z obszaru A zostaje wysłany promień światła w kierunku obszaru B. Promień biegnie z prędkością 300 tysięcy km/s, ale Wszechświat się rozszerza, a więc obszar B ucieka od goniącego go promienia świetlnego. Jeżeli w jakimś modelu kosmologicznym prędkość ucieczki jest tak duża, że promień światła nigdy nie dogoni obszaru B. to obszary A i B są oddzielone horyzontem prędkość rozszerzania się Wszechświata może być większa od prędkości światła. Nie przeczy to postulatom teorii względności, ponieważ ekspansja Wszechświata nie jest sygnałem fizycznym; za jej pomocą nie da się przekazać żadnej informacji].

Inflacja

Właśnie w celu wyjaśnienia tej trudności (i kilku innych) wymyślono model inflacyjny (por. rozdział 1). Przypomnijmy, że zgodnie z nim wkrótce po Wielkim Wybuchu (w większości scenariuszy w chwili $t=10^{-35}$s) na zwykłą ekspansję Friedmana-Lemaftre'a nakłada się dodatkowe rozszerzanie, które w ciągu małego ułamka sekundy rozdyma Wszechświat 10^{50} razy (a w niektórych scenariuszach jeszcze bardziej). Powodem tego gwałtownego zwiększenia rozmiarów jest przejście fazowe, w większości scenariuszy związane z odłączeniem się silnych oddziaływań jądrowych od pierwotnie zunifikowanych oddziaływań silnych jądrowych, słabych jądrowych i elektromagnetycznych. W trakcie tego procesu zmieniają się własności najniższego, dopuszczalnego przez prawa mechaniki kwantowej stanu energetycznego, zwanego próżnią kwantową, co przejawia się w postaci siły dodatkowo przyspieszającej rozszerzanie się Wszechświata.

Model inflacyjny likwiduje paradoks horyzontu, gdyż zgodnie z tym modelem przed inflacją wszystkie obszary obserwowanego dziś Wszechświata pozostawały ze sobą w przyczynowym kontakcie. Mówiąc inaczej, fały obserwowany obecnie Wszechświat powstał z małej kropli pierwotnej plazmy. Kropla ta miała tak małe rozmiary, że w całości znajdowała się wewnątrz horyzontu, czyli wszystkie jej części były ze sobą przyczynowo powiązane. Dopiero inflacja rozdęła pierwotną kroplę do rozmiarów obecnego Wszechświata.

Jest to piękne i naturalne wyjaśnienie zagadki horyzontów, pozostaje tylko pytanie, czy era inflacyjna naprawdę pojawiła się w dziejach Kosmosu. Trzeba więc zapytać, czy model inflacyjny może się wykazać jakimiś przewidywaniami, które dałoby się porównać z wynikami obserwacji. Jeden taki test istnieje.

Powiedzieliśmy, że COBE stwierdził równomierność temperatury tła z dokładnością 1:10000, ale poniżej tego poziomu wykrył małe fluktuacje temperatury. To znaczy, że temperatura promieniowania tła w dwu różnych punktach nieba nie różni się o więcej niż 1/10000 stopnia w skali bezwzględnej. Wykrycie tak małych fluktuacji temperatury było ogromnym sukcesem satelity COBE, a równocześnie bardzo wymownym potwierdzeniem modelu standardowego. Według tego modelu galaktyki i ich gromady powstały z małych zaburzeń gęstości skądinąd równomiernie rozłożonej materii w młodym Wszechświecie. Gdyby rozkład materii był idealnie gładki, bez jakichkolwiek zagęszczeń, świat pozostałby idealnie gładki do dziś, nie istniałyby w nim gromady galaktyk, galaktyki, a co za tym idzie, gwiazdy, planety i... my. Jak wiemy, fluktuacje temperatury promieniowania tła świadczą o istnieniu niejednorodności w pierwotnym rozkładzie materii. Wcześniejsze pomiary temperatury promieniowania tlą nie wykazywały żadnych fluktuacji, a ponieważ dokładność pomiarów ciągle rosła, zaczęła rodzić się obawa, że model standardowy zostanie zakwestionowany. I wtedy właśnie, nade szły wyniki obserwacji przeprowadzonych za pomocą COBE. Mapa niejednorodności temperatury promieniowania tła stała się światową sensacją, a model standardowy odniósł kolejny sukces.

Model inflacyjny pozwala obliczyć, jak powinny wyglądać pierwotne niejednorodności. Oczywiście, można to zrobić tylko w sensie statystycznym. Nie da się przewidzieć, jakiego kształtu i jakiej wielkości powinna być konkretna fluktuacja. Można natomiast wyliczyć średnią liczbę fluktuacji i ich rozmiary w danym obszarze. I można potem porównać tego rodzaju statystyczne przepowiednie z rozkładem fluktuacji zmierzonym przez satelitę. Między wynikami pomiarów satelity COBE a przewidywaniami, wynikającymi z modelu inflacyjnego, nie ma sprzeczności. Te pierwsze nie są jednak na tyle dokładne, by jednoznacznie potwierdzić lub obalić model inflacyjny. Trwające i przygotowywane następne misje kosmiczne będą miały za cel sporządzenie dokładniejszych map pierwotnych fluktuacji. Na ostateczny werdykt w sprawie słuszności modelu inflacyjnego trzeba więc jeszcze poczekać.

Należy także pamiętać, że nawet gdyby przyszłe pomiary fluktuacji temperatury promieniowania tła potwierdziły przewidywania modelu inflacyjnego, nie wykluczałoby to istnienia innych mechanizmów, odpowiedzialnych za rozkład fluktuacji zgodny z pomiarami. Z tego powodu kosmologowie byliby bardzo zadowoleni, gdyby mieli do dyspozycji jeszcze jakiś inny sposób obserwacyjnej weryfikacji modelu inflacyjnego. Niestety, testu takiego na razie nie znamy.

Co więcej, model inflacyjny ma jeszcze inny słaby punkt. Tym razem z teoretycznego punktu widzenia. Model ten. jak pamiętamy, wynaleziono, aby uniknąć przyjmowania bez żadnego uzasadnienia warunków początkowych, które zapewniałyby gładkość Wszechświata, czyli spełnienie zasady kosmologicznej. Okazuje się jednak, że w zbiorze wszystkich rozwiązań równań pola ogólnej teorii względności tylko niektóre rozwiązania dopuszczają inflację. Ażeby wybrać właśnie takie rozwiązanie, trzeba przyjąć – bez żadnego fizycznego uzasadnienia – odpowiednie i bardzo wyjątkowe warunki początkowe.

Pozostawiając ostateczny glos obserwacjom astronomicznym, warto jednak rozejrzeć się za jeszcze innym rozwiązaniem paradoksu horyzontu.

Paradoks czy atut?

Rozwiązanie takie wynika – również w sposób naturalny – z naszego nieprzemiennego modelu początku. W modelu tym wszystkie obszary obecnego Wszechświata – także te, które obecnie wydają się przyczynowo rozłączne – pochodzą z fazy nieprzemiennej, kiedy każda właściwość świata miała charakter globalny. Nie jest więc zaskoczeniem, że wszystko było wówczas ze sobą odpowiednio zsynchronizowane. Potem, po przejściu przez próg Plancka, z fazy nieprzemiennej wyłoniła się czasoprzestrzeń, a wraz z nią horyzonty i przyczynowo rozłączne obszary. Ale obszary te odziedziczyły po nieprzemiennej fazie swoje fizyczne cechy. Przewidywania te potwierdza taka sama (z odpowiednią dokładnością) temperatura promieniowania tła w obszarach, które począwszy od progu Plancka nie wymieniały już ze sobą żadnych fizycznych sygnałów.

Aby wyjść poza te intuicje, uświadommy sobie raz jeszcze, że wszystkie fizyczne charakterystyki w erze nieprzemiennej są zawarte w algebrze funkcji na grupoidzie fundamentalnych symetrii (por. rozdział 8); oznaczamy ten grupoid literą G. Jeden z elementów tej algebry – oznaczamy go grecką literą p – czyli jedna funkcja na grupoidzie G, zawiera informacje o tej wielkości fizycznej, która po przejściu przez próg Plancka będzie odpowiadać gęstości materii [trudno oczekiwać by w nieprzemiennej fazie, z tak odmienną od obecnej fizyką, miało sens pojęcie gęstości materii. Należy raczej sądzić, że w fazie nieprzemiennej tej wielkości fizycznej odpowiadała jakaś bardziej abstrakcyjna wielkość, która dopiero po przejściu przez próg Plancka stała się gęstością w obecnym sensie]. Pamiętamy, że rzutując geometrię na grupoidzie G w kierunku E, otrzymujemy zwykłą geometrię czasoprzestrzeni. Okazuje się, że jeżeli w ten sposób zrzutujemy wielkość p, to otrzymujemy gęstość materii w czasoprzestrzeni. Ale gęstość materii jest teraz funkcją (rzeczywistą) na całej czasoprzestrzeni. Znaczy to, że gęstości materii nawet w bardzo odległych i przyczynowo niezwiązanych ze sobą obszarach, są wartościami tej samej funkcji, a więc są ze sobą ściśle powiązane, mimo iż po erze Plancka dzielącej je odległości nie przebył żaden sygnał.

A zatem problem horyzontu staje się atutem naszego modelu.

ROZDZIAŁ 12
KOLAPS FUNKCJI FALOWEJ

Interpretacyjne kłopoty mechaniki kwantowej

Mechanika kwantowa od samego początku borykała się z trudnościami interpretacyjnymi. Jej matematyczny formalizm działał z wielką precyzją, przewidując bardzo dokładnie wyniki doświadczeń w dziedzinie zjawisk atomowych i subatomowych, niedostępnych naszemu bezpośredniemu doświadczeniu, ale odbywało się to kosztem stopniowego i coraz bardziej radykalnego odchodzenia od utrwalonych wcześniej wyobrażeń. Zagadnienie interpretacji stało się Jednym z głównych problemów mechaniki kwantowej. Proponowano różne, modne w swoim czasie, interpretacje, ale do dziś żadna z nich nie zyskała powszechnego uznania. W znacznie większym stopniu niż jest to dopuszczalne w innych teoriach fizycznych, w mechanice kwantowej panuje podział na rozmaite szkoły i wyznania. Prawie wszyscy zgodni są jednak co do tego, że przyszłe zjednoczenie mechaniki kwantowej z ogólną teorią względności powinno wyjaśnić interpretacyjne kłopoty tej pierwszej. Wprawdzie opisana przez nas w poprzednich rozdziałach koncepcja oparta na nieprzemiennej geometrii nie jest jeszcze ostateczną unifikacją tych dwu teorii fizycznych, ale jeżeli mamy wiązać z nią nadzieje na przyszłość, musi choć częściowo wyjaśniać interpretacyjne trudności mechaniki kwantowej. Przekonaliśmy się już, że radzi sobie ona doskonale przede wszystkim z problemami, które wiążą się z nie lokalnością, a należą one do najtrudniejszych zagadnień interpretacyjnych. W rozdziale 10 mieliśmy okazję zobaczyć, jak skutecznie nasz model wyjaśnia słynny paradoks Einsteina-Podolsky'ego-Rosena. Istnieje Jeszcze jedno zagadnienie, które spędza sen z powiek fizykom teoretykom. Zagadnienie to jest znane pod nazwą kolapsu funkcji falowej lub redukcji wektora stanu i ściśle łączy się z kwestią pomiaru w mechanice kwantowej. W niniejszym rozdziale przekonamy się, że nasz model i ten problem rozwiązuje niezwykle elegancko.

Wielkie kłopoty z pomiarem

Fizycy przywiązują do pomiaru wielką wagę. Fizyka jest nauką eksperymentalną i każde doświadczenie sprowadza się ostatecznie do zmierzenia jakiejś wielkości. W mechanice kwantowej mierzenie jest operacją znacznie bardziej subtelną niż w innych działach fizyki, ale i w tej teorii kończy się ono otrzymaniem jakiejś liczby, wyrażającej pewną wielkość fizyczną w wybranych Jednostkach pomiarowych. I tu zaczyna się problem. Jak wiemy z rozważań o spinie (por. rozdział 10). mechanika kwantowa nie pozwala przed wykonaniem pomiaru przypisać obiektowi kwantowemu, takiemu jak elektron lub foton, konkretnej wartości jakiejś wielkości fizycznej, na przykład spinu. Możemy jedynie wyliczać prawdopodobieństwa, że po wykonaniu pomiaru elektron będzie miał określoną wartość spinu. Przed wykonaniem pomiaru elektron znajduje się w pewnym stanie. Stan ten jest opisywany przez wektor w przestrzeni Hilberta, zwany wektorem stanu lub, w starszej literaturze, funkcją falową. Stan elektronu może się zmieniać, czyli wektor stanu może podlegać ewolucji. Ewolucję tę fizycy często nazywają ewolucją unitarną; opisuje ją znane równanie Schroedingera. Posługując się wektorem stanu, możemy wyliczyć dla dowolnej chwili prawdopodobieństwo wyników, jakie dalby pomiar danej wielkości fizycznej, gdyby został wykonany w tej chwili. Podkreślmy – możemy wyliczyć tylko prawdopodobieństwa wszystkich możliwych wyników pomiarów. Prawdopodobieństwa te są zakodowane w wektorze stanu, który ewoluuje w czasie zgodnie z równaniem Schroedingera.

l teraz wykonujemy pomiar. Jego wynikiem jest zawsze konkretna liczba (foton ma taki, a nie inny spin; elektron znajduje się tu, a nie gdzie indziej}, nie zaś rozkład prawdopodobieństwa. Wektor stanu zredukował się (albo funkcja falowa skolapsowała) do jednej liczby. Zachodziła ciągła ewolucja unitarna i nagle – na skutek wykonanego przez nas pomiaru – nastąpił nieciągły skok od wektora stanu do liczby. Nie chodzi tu tylko o matematyczny opis. W momencie pomiaru coś rzeczywiście się zdarzyło. Wygląda to tak, jakby przed pomiarem obiekt kwantowy miał jakąś wielkość tylko potencjalnie – co wyrażało się w możności wyliczenia prawdopodobieństwa – a w akcie pomiaru możność ta się urzeczywistniła. Spośród rozmaitych prawdopodobnych wyników pomiarów został wybrany jeden. Dlaczego ten, a nie inny?

Zauważmy wreszcie, że to właśnie w odniesieniu do zjawiska redukcji wektora stanu załamuje się fizyczny determinizm. Nie potrafimy jednoznacznie przewidywać przyszłych wyników pomiarów nie dlatego, że równanie Schroedingera jest niedeterministyczne [równanie Schroedingera deterministycznie opisuje ewolucję prawdopodobieństw w czasie], lecz z tej przyczyny, iż w akcie pomiaru następuje nieciągłe przejście od unitarnej ewolucji do konkretnej liczby, która z całej tej teoretycznej maszynerii wyskakuje trochę jak diabeł z pudełka.

Oto problem kolapsu funkcji falowej w całej jego jaskrawości. Matematyczna strona zagadnienia nie rodzi wątpliwości: taki właśnie obraz wynika z aksjomatów mechaniki kwantowej. Ale jak go przełożyć na coś strawnego dla naszej wyobraźni? W jaki sposób formuły matematyczne przetłumaczyć na język zdrowego rozsądku?

Jak to wyjaśnić?

Nic dziwnego, że podjęto wiele prób, usiłując jeśli nie usunąć, to przynajmniej złagodzić wszystkie te trudności. Dość długo popularna była interpretacja kopenhaska, propagowana przez Nielsa Bohra i wielu fizyków z wczesnego i środkowego okresu rozwoju mechaniki kwantowej. Według tej interpretacji wektor stanu nie opisuje obiektywnego stanu rzeczy, lecz jedynie stan naszej wiedzy o obiekcie kwantowym. Odgrywa więc rolę narzędzia do liczenia, nie dając jakiegokolwiek wglądu w naturę zjawiska. Cały matematyczny aparat mechaniki kwantowej stanowi coś w rodzaju formalnego rusztowania, które należy odrzucić, gdy spełni ono swoje zadanie, czyli gdy zostanie uzyskany liczbowy wynik pomiaru. W tym, że nasza wiedza o obiekcie kwantowym doznaje nagłego skoku, nie kryje się zad na tajemnica.

Wyrażenie "stan naszej wiedzy" zakłada, że istnieje jakieś "my", jakiś rozumny obserwator, który tę wiedzę posiada. Stąd już tylko krok do twierdzenia, że w akcie redukcji wektora falowego istotną rolę odgrywa świadomość obserwatora. Za taką interpretacją opowiadał się John von Neumann, wybitny fizyk, który sam wydatnie przyczynił się do rozwoju mechaniki kwantowej. Później interpretacja ta zjednała sobie całkiem spore grono zwolenników. Niektórzy utrzymują nawet, że istnienie rozumnego obserwatora jest warunkiem koniecznym spójności całego systemu mechaniki kwantowej. Ale jeżeli tak, to jak funkcjonowała mechanika kwantowa wtedy, gdy nie było jeszcze rozumnych obserwatorów, na przykład w okolicach ery Plancka, kiedy efekty kwantowe musiały odgrywać istotną rolę w kształtowaniu struktury i ewolucji Wszechświata? Wydaje się, że jest tylko jedno wyjście z tej sytuacji: należy przyjąć istnienie Obserwatora zewnętrznego w stosunku do świata, czyli jakoś rozumianego Boga. Czy zatem Bóg byłby nieuniknioną częścią fizyki? Niekoniecznie. Bardzo często w takich sytuacjach Boga można jednak zastąpić człowiekiem. John Archibald Wheeler propagował kiedyś doktrynę głoszącą, że istnieje swoista pętla czasowo-poznawcza: to współczesny obserwator, czyli człowiek właśnie, poznając świat dziś, powoduje redukcję wektora stanu na początku Wszechświata, dzięki czemu utrzymuje świat w istnieniu. Mówiąc inaczej, człowiek, w swoim akcie poznawczym, na mocy praw fizyki kwantowej powołuje świat do istnienia. Można się w tej interpretacji dopatrzyć "ufizycznionej" formy teoriopoznawczego idealizmu Berkeleya, według którego świat istnieje tylko wtedy, gdy jest poznawany.

Tak daleko idącego wniosku można by uniknąć, twierdząc, że wszystkie możliwości w jakiś sposób się realizują. Jest to podstawowe założenie wieloświatowej interpretacji mechaniki kwantowej, którą w 1957 roku zaproponował Hugh Everett. Zgodnie z tą interpretacją w każdym akcie pomiaru świat dzieli się na nieskończenie wiele światów i w każdym z nich wynikiem pomiaru jest inna liczba. Prawdopodobieństwa, o jakich mówi mechanika kwantowa, odnoszą się nie do wyników pomiarów (gdyż każdy możliwy wynik jest zrealizowany w Jakimś świecie), lecz do tego, w którym ze światów znajdzie się obserwator po wykonaniu pomiaru.

Fizycy na ogól nie są skłonni do snucia fantastycznych hipotez i jeżeli rym razem pozwalają sobie na rozważania bardziej przypominające wizje filozofów niż żmudne matematyczne dedukcje, świadczy to o trudności zagadnienia. Może Jednak dałoby się uniknąć tak karkołomnych konstrukcji? Niemal od początku istnienia mechaniki kwantowej byli uczeni – na przykład Louis de Broglie, twórca koncepcji fal materii – którzy twierdzili, że jest ona probabilistyczna i indeterministyczna tylko dlatego, iż nie bierze pod uwagę ukrytych parametrów, rządzących światem cząstek elementarnych na jeszcze głębszym poziomie niż ten, do którego obecnie zdołaliśmy dotrzeć. W późniejszych latach interpretacje ukrytych parametrów rozwinął i usilnie propagował znany fizyk brytyjski David Bohm. Czy jednak ukryte parametry rozwiążą interpretacyjną zagadkę mechaniki kwantowej? John Bell – ten sam, który swoimi pracami teoretycznymi przyczynił się do doświadczalnego potwierdzenia paradoksu EPR (por. rozdział 10) – udowodnił bardzo ciekawe twierdzenie. Głosi ono, że nawet jeżeli teoria ukrytych parametrów okaże się kiedyś dobrą alternatywą dla obecnej mechaniki kwantowej, to i tak pozostanie teorią nielokalną, czyli będzie musiała dopuszczać zjawiska silnie ze sobą skorelowane, które dzieli duża odległość, takie jak efekt EPR. Ukryte parametry nie są więc w stanie przywrócić całkowitej zgodności między mechaniką kwantową a naszym zdrowym rozsądkiem.

Nasuwa się jeszcze jedna możliwość. Bardziej podstawową od mechaniki kwantowej jest poszukiwana przez fizyków kwantowa teoria grawitacji. Niewykluczone, że na poziomie tej teorii wszystkie ekstrawagancje mechaniki kwantowej znajdą naturalne wyjaśnienie. Niektóre efekty kwantowe dlatego wydają się dziwne, że są jedynie czubkiem góry lodowej, której podstawa tkwi w obszarze kontrolowanym przez kwantową teorię grawitacji. Gdy kiedyś poznamy ten poziom, wszystko stanie się Jasne. Gorącym zwolennikiem tego poglądu jest Roger Penrose, który uważa, że właśnie w ten sposób wyjaśni się tajemniczy proces redukcji wektora stanu. Zdaniem Penrose'a akt pomiaru sięga poziomu kwantowej grawitacji i to właśnie jakiś kwantowo-grawitacyjny efekt powoduje nagły przeskok od unitarnej, jedynie probabilistycznej ewolucji do konkretnego – a wlec całkowicie pewnego – wyniku pomiaru.

Rozwiązanie zagadki

Spróbujmy w świetle tych różnych interpretacji spojrzeć na nasz nieprzemienny model, unifikujący mechanikę kwantową z ogólną teorią względności. Jeszcze raz przypomnijmy sobie sytuację. Istotną rolę w naszym modelu odgrywa grupoid G i określona na nim algebra funkcji. Dzięki temu nasz model ma dwie składowe: poziomą i pionową. Jeżeli ograniczamy się tylko do składowej poziomej, odzyskujemy ogólną teorię względności; jeśli do składowej pionowej – mechanikę kwantową (por. rozdział 8). Ponadto model odznacza się bogatą strukturą, która nie uwidacznia się w żadnej z owych składowych (nie wszystkie funkcje na grupoidzie da się rzutować do składowej poziomej lub pionowej). Z tego punktu widzenia zwykła mechanika kwantowa nie jest teorią zupełną, gdyż stanowi tylko jedną składową znacznie bogatszego, nieprzemiennego modelu.

Z rozdziału 9 wiemy, że chociaż w reżimie nieprzemiennym naszego modelu nie istnieje czas, można napisać równanie, przestawiające nieprzemienną dynamikę. Przekonaliśmy się także, że jeśli równanie to zrzutujemy na pionową część naszego modelu, to redukuje się ono do równania Schroedingera, a wiec do równania, które opisuje unitarną ewolucję (już względem zwykłej zmiennej czasowej). Załóżmy teraz, że pewien obserwator chce zmierzyć jakąś wielkość kwantową. W tyrn celu musimy go umieścić w konkretnym punkcie czasoprzestrzeni, aparat pomiarowy bowiem jest zawsze obiektem makroskopowym, zajmującym określone miejsce w przestrzeni, i akt pomiaru zawsze dokonuje się w określonej chwili. A zatem, chcąc opisać akt pomiaru, musimy zrzutować równanie przedstawiające nieprzemienną dynamikę na czasoprzestrzeń. I co się dzieje? Po zrzutowaniu okazuje się, że dynamika zostaje stłumiona, składowa pozioma naszego modelu [związana z czasoprzestrzenią] po prostu "nie widzi" żadnej dynamiki. Teraz można jedynie spojrzeć na to, co w momencie pomiaru dzieje się w czasoprzestrzeni z perspektywy składowej poziomej. Oczywiście, "spojrzeć" w fizyce teoretycznej znaczy – wykonać odpowiednie obliczenia". Gdy je przeprowadzimy starannie, przekonamy się, że z perspektywy składowej pionowej naszego modelu akt pomiaru wygląda dokładnie tak jak redukcja wektora stanu.

Z punktu widzenia pełnego modelu w akcie pomiaru nie ma żadnej nieciągłości. Równanie nieprzemiennej dynamiki cały czas funkcjonuje normalnie. Nieciągłość pojawia się tylko z perspektywy pionowej składowej modelu, czyli z perspektywy zwykłej mechaniki kwantowej. Teoria ta "widzi" więc jedynie część procesu i dlatego proces ten uznaje za nieciągły. Nieprzemienny reżim pozostaje dla mechaniki kwantowej niewidoczny, a to właśnie on wyjaśnia cały proces. Należy więc przyznać rację Penrose'owi: za zjawisko redukcji wektora stanu odpowiadają efekty kwantowo-grawitacyjne, gdyż to one są modelowane przez nieprzemienny reżim naszego modelu.

Dlaczego prawdopodobieństwa?

Przy okazji wyjaśnia się jeszcze jedna ważna kwestia. Przez ostatnich kilkadziesiąt lat przyzwyczailiśmy się już do tego, że mechanika kwantowa jest teorią probabilistyczną: wyników przyszłych pomiarów, w zasadzie, nie przewiduje ona z pewnością, lecz tylko z określonym prawdopodobieństwem. Po tylu sukcesach tej teorii zaczyna nam się wydawać, że tak powinno być. Ale początkowo odkrycie probabilistycznego charakteru mechaniki kwantowej ogromnie zaskoczyło fizyków. Jest to faktycznie jedyna teoria fizyczna (wraz z kwantowymi teoriami pól) tego rodzaju. Warto więc ponowić pytanie, dlaczego tak jest. Okazuje się, że nasz model i na ten temat ma coś do powiedzenia.

Jak pamiętamy, w naszym modelu podstawową rolę odgrywają funkcje na grupoidzie G. Każdą z nich określa operator na pewnej przestrzeni Hilberta. Operatory te mają bardzo szczególne własności, wynikające ze struktury modelu, i właśnie dzięki tym własnościom w pełni zasługują one na nazwę operatorów losowych. W mechanice kwantowej wielkości, które daje się mierzyć, są opisywane przez operatory działające na pewnej przestrzeni Hilberta. Okazuje się. że niektóre z operatorów losowych (określone przez funkcje na grupoidzie), po zrzutowaniu na składową pionową modelu, są właśnie operatorami znanymi z mechaniki kwantowej. Podczas rzutowania własności operatorów losowych przechodzą w reguły prawdopodobieństwa, funkcjonujące w zwykłej mechanice kwantowej. Matematyk powiedziałby krótko: probabilistyka mechaniki kwantowej jest szczególnym przypadkiem znacznie ogólniejszej teorii miały, obowiązującej w reżimie nieprzemiennym. W bardziej zrozumiałym języku znaczy to mniej więcej tyle, że nie-przemienność wymusza na naszym modelu specyficzną logikę. Częścią tej logiki, jak widzieliśmy, jest silna nielokalność, co pociąga za sobą brak czasu i przestrzeni, a więc i brak pojęcia zdarzenia w jego zwykłym znaczeniu – jako czegoś jednostkowego, wyodrębnionego od otoczenia. Nie ma wiec sensu mówić, że coś zdarzyło się na pewno lub z określonym prawdopodobieństwem. Ale w jakimś sensie nieprzemienną przestrzeń można mierzyć. Sens ów daje się dokładnie określić matematycznie i to właśnie matematycy nazywają uogólnioną teorią miary [w geometrii nieprzemiennej uogólniona teoria miary jest związana z algebrami von Neumana]. Zwykły rachunek prawdopodobieństwa, a także probabilistyczne reguły obowiązujące w mechanice kwantowej są bardzo szczególnymi przypadkami tej uogólnionej teorii miary. Gdy dokonujemy rzutowania na pionową składową naszego modelu, odzyskujemy mechanikę kwantową wraz z jej probabilistycznym charakterem.

Jeszcze raz odwołajmy się do metafory clenia i stwierdźmy, że probablilistyczny charakter mechaniki kwantowej jest cieniem własności reżimu nieprzemiennego [warto zwrócić uwagę, że zwykły cień jest także rzutem, jaki tworzą promienie świetlne]. Żyjemy w świecie cieni.

Wstecz / Spis treści / Dalej

ROZDZIAŁ 13
NASZ MODEL I KONKURENCJA

Słowo przestrogi

Po przeczytaniu poprzednich rozdziałów Czytelnik mógłby nabrać przekonania, że nasz model jest już ostatnim – no, powiedzmy, przedostatnim – słowem dzisiejszej fizyki. Jeszcze tylko kilka ulepszeń teoretycznych, jakieś nie całkiem oczekiwane (ale szczęśliwe przypadki przecież się zdarzają) potwierdzenie empiryczne i cały świat uzna, że oto najważniejsza teoria Fizyki stała się własnością nauki. Wrażenie takie mogło powstać na skutek tego, że chcąc przedstawić nasz model w miarę wyczerpująco, całą uwagę skupiłem na nim, nie wspominając o Innych poszukiwaniach, które zmierzają do tego samego celu. Tymczasem innych modeli Jest wiele, a nasz na dodatek wcale nie należy do czołówki pod względem popularności. Inne programy mają znacznie dłuższą tradycję i angażują bez porównania więcej tęgich umysłów. Prawdą jest jednak i to, że metody geometrii nieprzemiennej dotychczas znali przede wszystkim matematycy, i to stosunkowo nieliczni. Dopiero od niedawna zaczynają się one przedostawać do świadomości fizyków. A ponieważ każdy, kto się z bliżej zetknął z tymi metodami, Jest oczarowany ich zaskakującym pięknem i nieoczekiwaną skutecznością w radzeniu sobie z pozornie beznadziejnymi sytuacjami, stopniowo torują one sobie drogę do zastosowań w fizyce. Co więcej, jak postaram się pokazać w tym rozdziale, istnieje całkiem spora szansa, że różne dzisiejsze próby poszukiwania kwantowej teorii grawitacji spotkają się na najgłębszym poziomie, który okaże się... nieprzemienny.

Wcale to jednak nie znaczy, że wspólnym mianownikiem, który umożliwi zjednoczenie, będzie właśnie nasz model. Teren nieprzemiennej matematyki zbadano dotychczas wyrywkowo i nie w pełni jeszcze wiadomo. Jakie kryje w sobie możliwości. Przyznani się Czytelnikowi, że nawet nie bardzo wierzę, by nasz model – w jego obecnej postaci – byt tym, czego naprawdę szukamy. Sądzę, że jeśli zdoła on ukazać ogromne możliwości uogólniania i unifikowania pojęć potencjalnie obecnych w strukturach nieprzemiennej geometrii, spełni swoje zadanie. Model ten stanowi więc konkurencję względem innych tylko w rym sensie, że – jak każda konkurencja – mobilizuje uczonych do bardziej intensywnych działań.

W rozdziale tym krótko przedstawię niektóre programy mające na celu stworzenie ostatecznej teorii i naświetlę perspektywy ich ewentualnego spotkania z metodami geometrii nieprzemiennej. Pragnę tu podkreślić słowo "przedstawię". Nie będzie to nawet pobieżne omówienie, lecz właśnie prezentacja w takim sensie, w jakim przedstawia się komuś dotychczas nieznanego człowieka.

Sukcesy i porażki teorii superstrun

Niewątpliwie najbardziej popularnym – pod względem liczby publikacji, zaangażowanych uczonych i rozgłosu w mediach – programem poszukiwań kwantowej teorii grawitacji są badania określane mianem teorii superstrun. Wiązano z tą teorią ogromne nadzieje. Fizycy bardzo lubią, gdy teoria pozwala na przeprowadzanie nawet długich i żmudnych obliczeń, bo zawsze jest nadzieja, że mogą one doprowadzić do konkretnych przewidywań empirycznych. Teoria superstrun wydawała się z początku bardzo skomplikowaną matematyczną strukturą, ale z czasem wypracowano w jej ramach wiele rozmaitych procedur rachunkowych, które "dały pracę" setkom ludzi. I rzeczywiście, uzyskiwano rozmaite formalne wyniki – niekiedy piękne i zaskakujące, niekiedy spodziewane i witane z zadowoleniem, a czasem ukazujące ciekawe związki pojęciowe – ale oczekiwany przełom nie nastąpił. Po okresach euforii przychodziło zniechęcenie. Słyszało się głosy, że więcej się z tej teorii wydusić nie da. A potem znowu wyliczano jakiś interesujący efekt i ponownie następowało ożywienie.

Pomysł był dość dawny. Pochodził jeszcze z przełomu lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych poprzedniego stulecia. Pierwotnie dotyczył tylko silnych oddziaływań jądrowych i łączył się z koncepcją, by cząstek elementarnych nie traktować jako punkty, lecz jako małe, wibrujące nitki – struny – które jedynie z dużej odległości wydają się punktami. Przełom nastąpił dopiero wtedy, gdy John Schwarz i Michael Green wykazali, że tak rozumiana teoria strun dotyczy nie tylko silnych oddziaływań jądrowych, lecz wszystkich oddziaływań fizycznych łącznie z grawitacją i że zawiera w sobie zaproponowaną już wcześniej matematyczną koncepcję supersymetrii.

Ażeby uchwycić tę koncepcję, należy uświadomić sobie, że w przyrodzie występują dwa rodzaje cząstek elementarnych: fermiony i bozony. Z fermionów, do których należą protony i neutrony, zbudowana jest materia. Bozony przenoszą oddziaływania pomiędzy fermionami. Na przykład foton jest bozonem przenoszącym oddziaływania elektromagnetyczne. Do niedawna obydwie rodziny cząstek traktowano odrębnie. Jeżeli jakaś cząstka była bozonem, musiała nim pozostać na zawsze, gdyż nie znano sposobu, aby przekształcić ją w fermion. I odwrotnie, fermionu nie dało się przekształcić w bozon. Odkrycie supersymetrii wszystko zmieniło. Jest to pewna operacja matematyczna, która przekształca bozon w fermion i fermion w bozon, zupełnie nieoczekiwanie angażując do tego przesunięcie w czasoprzestrzeni, znane z teorii względności. Nic dziwnego, że gdy okazało się, że teoria strun łączy się z supersymetrią, zapanowało ożywienie. Nazwa "superstruny" stała się w pełni uzasadniona.

Nastąpił okres sukcesów. Wiele własności cząstek elementarnych udało się otrzymać jako różnego rodzaju wibracje i oscylacje superstrun. Wydawało się, że mozaika teorii i modeli wkrótce ujednolici się i stworzy spójny obraz. Ciągle jednak brakowało nowych przewidywań empirycznych i wciąż jeszcze posługiwano się metodami przybliżonymi. Przypominało to pogoń za cieniem: jeszcze Jeden krok i już go uchwycimy, robimy krok, a cień się rozpływa, by zmaterializować się odrobinę dalej. Nie ma tu miejsca na dokładny opis wszystkich perypetii – sukcesów i rozczarowań – teorii superstrun. Zainteresowanego Czytelnika odsyłam do książki Briana Greene'a Piękno Wszechświata, która i mnie samemu dostarczyła wielu przyjemnych i emocjonujących doznań. Trzeba jednak wspomnieć o sukcesie, który prawdopodobnie będzie oznaczał koniec teorii superstrun, redukując ją do kilku szczególnych przypadków czegoś bardziej ogólnego.

Ambicją teoretyków pracujących nad teorią superstrun było oczywiście zunifikowanie całej fizyki w jednej, pięknej, ale bogatej matematycznej superstrukturze. Jakież musiało być ich zdziwienie, czy wręcz rozczarowanie, gdy stopniowo zaczęło wychodzić na jaw, że ta superstruktura ma aż pięć odmiennych wersji i że wszystkie ważniejsze własności superstrun pojawiają się w każdej z nich. Zamiast jedności mamy nowe rozczłonkowanie. Brian Greene, opisując ten etap historii superstrun, wspomina powiedzenie Edwarda Wittena, jednego z najwybitniejszych supermanów (takim mianem określa się niekiedy żartobliwie ludzi zajmujących się teorią superstrun): "Jeśli jedna z tych pięciu teorii opisuje nasz Wszechświat, to kto żyje w pozostałych czterech światach?". Tym razem jednak kryzys okazał się sukcesem. Wraz z nim pojawił się bowiem nowy kierunek badań.

M jak mystery

Pomysł, który kryzys zamienił w sukces, należał do Wittena. Wysunął on mianowicie przypuszczenie, że owych pięć teorii superstrun nie musi być de facto różnymi teoriami. Przynajmniej niektóre z nich mogą być ze sobą dualne. Fizycy określają dualnymi te teorie, które pomimo odmiennych postaci matematycznych prowadzą do identycznych przewidywań doświadczalnych i pomiędzy którymi zachodzi pewna formalna symetria, tak że jedna teoria Jest jakby zwierciadlanym odbiciem drugiej. Wygląda na to, że przypuszczenie Wittena Jest prawdziwe. Chociaż dotychczas nie ma jeszcze formalnego dowodu, istnieją bardzo wyraźne (i coraz mocniejsze) poszlaki, że cztery spośród pięciu wersji teorii superstrun są parami dualne, a piąta jest dualna sama ze sobą (takie przypadki samodualności są znane w modelach matematycznych).

Wszystko to pozwala przypuszczać, że w gruncie rzeczy mamy do czynienia z jedną, nieznaną jeszcze strukturą. Przypomina ona wielki masyw, który ukrywa się pod powierzchnią oceanu; na razie dostrzegliśmy jedynie pięć wierzchołków, wystających ponad poziom wody. Co więcej, leżąca nieopodal wyspa, znana już od dawna jedenastowymiarowa teoria super – grawitacji, jest także częścią tego masywu.

Swego czasu teoria supergrawitacji również pretendowała do miana teorii unifikującej całą fizykę. To właśnie na Jej użytek odkryto supersymetrię, a sama teoria – jak nazwa wskazuje – stanowiła połączenie fizyki grawitacji z supersymetrią. Teoria supergrawitacji też występowała w kilku wersjach. Większość z nich wymagała przestrzeni o 10 wymiarach, ale maksymalnym wymiarem dopuszczalnym dla supergrawitacji był wymiar 11. Dziś wiemy, że dziesięciowymiarowe teorie supergrawitacji są przybliżeniami teorii superstrun, które także wymagają 10 wymiarów. Jeżeli na superstruny popatrzymy z tak daleka, że wydają się punktami, to teorię superstrun można traktować jako przybliżoną teorię supergrawitacji. Jeśli jednak Jedenastowymiarowa teoria supergrawitacji jest tylko szczytem masywu nieznanej teorii, to ta nowa teoria musi być przynajmniej jedenastowymiarowa. W takim razie dziesięciowymiarowe teorie superstrun mogą być jej przybliżeniami. Zarysy nowej teorii z trudem – ale coraz wyraźniej – dostrzegamy pod powierzchnią oceanu. Nic dziwnego, że ochrzczono ją mianem M-teorii: M od angielskiego wyrazu mystery (tajemnica) albo mysterious (tajemniczy). Choć niektórzy mniej romantycznie wywodzą tę nazwę od słowa matrix, odwołującego się do technicznego narzędzia, jakiego się w tej teorii używa.

Jeżeli M-teoria wymaga aż tylu wymiarów, dlaczego mamy się w niej ograniczać tylko do strun, które są tworami jednowymiarowymi? Istotnie, w rozwoju tej teorii coraz większą rolę odgrywają twory wielowymiarowe. W dwu wymiarach nazywa się je membranami i na określenie analogicznego tworu o n wymiarach ukuto nazwę n-brany. Membrana jest więc 2-braną. a struna l-braną. Świat M-teorii jest światem drgających, wibrujących, oscylujących n-bran, które w rozmaity sposób mogą ze sobą oddziaływać. Złożoność tej teorii stanowi duże wyzwanie dla zdolnych fizyków i cierpliwych matematyków. Muszą oni to wszystko opisać i dobrze zinterpretować z fizycznego punktu widzenia. I przede wszystkim udowodnić, że M-teoria naprawdę istnieje, a nie jest tylko naszym pobożnym życzeniem.

Świat pętli

Fizycy poszukujący kwantowej teorii grawitacji wywodzą się z trzech grup: jedni byli kiedyś relatywistami, inni prowadzili prace z zakresu mechaniki kwantowej i teorii pól kwantowych, pozostali zajmowali się teorią cząstek elementarnych. Każda z tych grup wnosi do poszukiwań swój punkt widzenia, próbując przystosować do nowych obszarów metody sprawdzone w poprzedniej specjalności. Abhay Ashtekar był relatywistą, wybitnym znawcą ogólnej teorii względności, i pierwotnie wcale nie zamierzał zajmować się kwantową grawitacją. Wszystko zaczęło się od tego, że wynalazł nowe zmienne, za których pomocą można było w odmienny niż dotychczas sposób ująć ogólną teorię względności. Ten nowy język nie tylko prowadził do prostszego sformułowania niektórych zagadnień, ale również upodabniał formalizm ogólnej teorii względności do formalizmu kwantowej teorii pola, zwanej chromodynamiką. W tej ostatniej od jakiegoś czasu znana była. zaproponowana przez Kennetha Wilsona, metoda przedstawiania sił działających między kwarkami w postaci pętli.

Okazało się, że formalizm Ashtekara można wyrazić właśnie w tym języku. A stąd prowadził już tylko krok do uznania, że kwantowa teoria grawitacji znajduje się w zasięgu ręki. Do Ashtekara przyłączyła się grupa współpracowników (Lee Smolin, Carlo Rovetli i inni) i tak powstał nowy program poszukiwania teorii ostatecznej. Realizując go, osiągnięto wiele pięknych rezultatów, sformułowano na przykład teorię supergrawitacji i teorię czarnych dziur w nowym języku, ale i tym razem spodziewany przełom nie nastąpił.

Istnieje pewna ważna różnica między teorią superstrun a teorią pętli Ashtekara. Superstruny żyją w czasoprzestrzeni, która jest dla nich jakby tłem, natomiast pętle – w najnowszym sformułowaniu teorii w języku sieci spinowych Penrose'a – są samoistne, nie wymagają żadnego tła. Co więcej, możliwe, że czasoprzestrzeń to nic innego jak tylko swoista struktura utkana z małych i gęsto upakowanych pętelek (ściślej: sieci spinowych). Gdyby ta możliwość się potwierdziła, teoria superstrun – które przecież poruszają się w czasoprzestrzeni – mogłaby się okazać tylko pewnym przybliżeniem teorii kwantowych pętli Ashtekara.

Kwestia zasad

Zawsze trzeba pamiętać, że w fizyce podstawową rolę odgrywa eksperyment. I to właśnie eksperyment powinien zadecydować, czy któryś z obecnych programów poszukiwania kwantowej teorii grawitacji doprowadzi do ostatecznego sukcesu, czy też rozwiązanie przyjdzie z całkiem nieoczekiwanego kierunku. Eleganckie wyniki, coraz częściej otrzymywane przez przedstawicieli różnych programów badawczych, pozwalają przypuszczać, że wszystkie te drogi zaczynają się powoli zbiegać. Być może są to różne przybliżenia tej samej teorii. Niewykluczone, że jest nią M-teoria, której zarysy stopniowo wyłaniają się z rozmaitych częściowych wyników. Historia fizyki uczy, że nawet jeśli oczekujemy jakiegoś rozwiązania, to i tak zaskakuje nas ono swoimi konsekwencjami. A w wypadku teorii sięgającej tak głębokich warstw struktury świata, jak to niewątpliwie ma miejsce w kwantowej teorii grawitacji, konsekwencje odkryć będą dotyczyć najbardziej podstawowych zasad fizyki. I dlatego na razie, z braku decydujących testów empirycznych, warto zwrócić uwagę właśnie na kwestię zasad, czyli ważnych założeń teoretycznych.

W związku z poszukiwaniami kwantowej teorii grawitacji często wysuwa się dwie zasady. Po pierwsze, przyszła teoria musi być wolna od nieskończoności, które są zmorą wielu współczesnych teorii pól kwantowych. Po drugie, czasoprzestrzeń w tej teorii nie powinna być "bytem samoistnym", lecz raczej czymś w rodzaju siatki relacji. Pomiędzy czym? Może pomiędzy innymi relacjami... Omówmy pokrótce oba postulaty.

Gdy w modelach fizycznych pewne wielkości dążą do nieskończoności, jest to nieomylnym sygnałem, że coś w tych modelach szwankuje. Doświadczenie jest zawsze mierzeniem czegoś, a wielkości nieskończonych zmierzyć się nie da. Co więcej, formuły matematyczne, w których pojawiają się nieskończoności, są pozbawione sensu. Tymczasem wielkości nieskończone notorycznie pojawiają się we współczesnych teoriach pól kwantowych. Występują wszędzie tam, gdzie trzeba ściśle zlokalizować energię związaną z rozpatrywanym polem. Jeżeli rozważamy pewną ilość energii w jakiejś objętości i objętość ta zmierza do punktu, to otrzymujemy gęstość energii dążącą do nieskończoności. Wprawdzie fizycy opracowali procedurę, zwaną renormalizacją, która polega na usuwaniu siłą powstałych w ten sposób nieskończoności i – o dziwo – operacja ta daje dobre wyniki, wszyscy są zgodni, że przyszła kwantowa teoria grawitacji powinna być wolna od takich nieskończoności.

Wielu uczonych sądzi, że najprostszym sposobem na uniknięcie nieskończoności jest zlikwidowanie samej możliwości "lokalizowania do punktu", czyli uznanie, że czasoprzestrzeń. na której rozgrywają się procesy fizyczne, nie ma charakteru ciągłego, lecz dyskretny. Jeżeli bowiem istnieje najmniejszy element objętości, to nie da się "zdążać do punktu". Właśnie dlatego Smolin uważa, że teoria superstrun – zakładająca ciągłość czasoprzestrzeni – nie jest teorią ostateczną i że gdy dokładniej poznamy M-teorię, okaże się. iż jej n-brany są utkane z małych, dyskretnych jednostek, być może podobnych do sieci spinowej Penrose'a lub pętli Ashtekara.

A teraz drugi postulat, zgodnie z którym czasoprzestrzeń powinna być relacyjna. Jego historia sięga jeszcze sporu Newtona z Leibnizem. Newton głosił, że przestrzeń – nazywał ją przestrzenią absolutną – podobnie jak czas ma status obiektu i istnieje nawet wtedy, kiedy jest całkowicie pusta. Leibniz z kolei utrzymywał, iż pojęcie przestrzeni absolutnej jest pozbawione sensu, ponieważ przestrzeń to tylko zbiór relacji pomiędzy ciałami, które ją wypełniają. Gdyby nie było ciał, nie byłoby również przestrzeni. Chociaż koncepcja Leibniza wydaje się bardziej atrakcyjna z filozoficznego punktu widzenia, ogromne sukcesy mechaniki Newtona przechyliły szalę zwycięstwa na stronę koncepcji przestrzeni absolutnej. Dopiero teoria względności dostarczyła nowych argumentów popierających stanowisko Leibniza, ale – wbrew przekonaniu wielu myślicieli – czasoprzestrzeń ogólnej teorii względności, choć "bardziej relacyjna" niż czas i przestrzeń fizyki klasycznej, nie pozbyła się wszystkich elementów absolutnych.

Poszukując ogólnej teorii względności, Einstein połączył relacyjność czasoprzestrzeni z koncepcją, którą wyczytał z dzieł fizyka i filozofa, Ernesta Macha, i którą na jego cześć nazwał zasadą Macha. Zasada ta sprowadza się do postulatu, aby wszystkie lokalne właściwości były jednoznacznie określone przez globalne właściwości czasoprzestrzeni. Na przykład masa znajdująca się w danym miejscu czasoprzestrzeni winna być rezultatem oddziaływania tej masy ze wszystkimi innymi masami obecnymi we Wszechświecie. Program ten udało się Einsteinowi zrealizować w ogólnej teorii względności tylko częściowo: lokalne właściwości czasoprzestrzeni zależą wprawdzie od jej właściwości globalnych, ale nie są przez nie jednoznacznie determinowane. Niektórzy badacze przywiązują dużą wagę do pomysłu zawartego w maksymalistycznie rozumianej zasadzie Macha. Jeżeli bowiem świat ma się tłumaczyć sam przez się, bez odniesienia do czegoś zewnętrznego, to nie powinno być w nim żadnych absolutnych elementów "z zewnątrz", które trzeba by dodawać do teorii – wszystko powinno z siebie wynikać, świat winien być czymś w rodzaju samopiszącego się programu. Dlatego właśnie Lee Smolin w jednej ze swoich popularnych książek (Trzy drogi do kwantowej grawitacji} pisze: "Teoria M – jeśli istnieje – nie może zatem opisywać świata, w którym przestrzeń jest ciągła i w którym w dowolnie malej objętości można zawrzeć dowolnie wiele informacji. A to znaczy, że czymkolwiek byłaby ta teoria, nie może być naiwnym rozszerzeniem teorii strun i należy ją sformułować w zupełnie innym jeżyku. Współczesny stan teorii strun jest zapewne etapem pośrednim, w którym elementy nowej fizyki mieszają się ze starymi ideami Newtona o ciągłości przestrzeni i czasu, ich nieskończonej podzielności i absolutnym charakterze. Pozostaje oddzielenie tego, co nowe, od tego, co stare, i stworzenie zupełnie nowego sformułowania teorii strun".

I kwestia techniki

Przez technikę rozumiem tu technikę rachunkową. Nie pomogą najpiękniejsze zasady, jeżeli nie będą im towarzyszyć skuteczne metody obliczeniowe. Zasady bowiem nie mogą pozostawać tylko abstrakcyjnymi ideami, lecz muszą mieć zastosowanie w obliczeniach, które wiodą od ogólnych koncepcji do konkretnych wyników. To właśnie przeprowadzanie różnego rodzaju rachunków, w ramach danej teorii czy modelu, naśladuje działanie świata: wykonując obliczenia na papierze lub w programie komputerowym, odtwarzamy w pewnym przybliżeniu to, co dzieje się w rzeczywistości. Ostatnio uwagę teoretyków przyciąga teoria grup kwantowych, gdyż wypracowała ona bardzo skuteczne metody rachunkowe, które znajdują zastosowanie w wielu, niekiedy odległych od siebie, działach fizyki. Co więcej, jest to teoria, która ma swoje własne zasady i odsłania niezwykle bogate struktury matematyczne. Kilkanaście lat temu, gdy teoria ta powstała, niektórzy teoretycy sądzili, że powiedzie ona do kwantowej teorii grawitacji. Dziś coraz wyraźniej widać, że teoria grup kwantowych jest częścią geometrii nieprzemiennej, że wraz z dotychczas niezależnie od niej uprawianą geometrią nieprzemienną stopniowo odsłania zupełnie nowe obszary matematyki.

Ściśle rzecz biorąc, grupy kwantowe ani nie są grupami, ani nie mają bezpośrednio charakteru kwantowego, chociaż oczywiście ściśle wiążą się zarówno z teorią grup, jak i koncepcją kwantowania. Jeżeli grupa jest matematyczną strukturą, za której pomocą modeluje się różnego rodzaju symetrie, to grupy kwantowe można uważać za struktury modelujące bardzo uogólnione symetrie. Natomiast z koncepcją kwantowania teoria grup kwantowych wiąże się w taki sposób, że zarówno w mechanice kwantowej, jak i w teoriach pól kwantowych można łatwo zidentyfikować wiele elementów naturalnie wkomponowujących się w strukturę grup kwantowych.

Na kartach tej książki już wielokrotnie przekonywałem, jak bardzo pożytecznym narzędziem – i w matematyce, i w fizyce – są algebry. Nie zaskoczy nas więc, że teoria grup kwantowych w naturalny sposób posługuje się językiem algebraicznym. Można wręcz powiedzieć, że grupy kwantowe są wzbogaconymi algebrami; nazywa się je także algebrami Hopfa. Jak pamiętamy, algebrę tworzy zbiór elementów, w którym oprócz dodawania tych elementów do siebie i mnożenia ich przez skalary (liczby) określone jest jeszcze mnożenie elementów przez siebie. Ażeby zwykłą algebrę przemienić w algebrę Hopfa, należy na tym samym zbiorze wprowadzić dodatkowe działania i za pomocą odpowiednich aksjomatów zagwarantować, aby współgrały one z działaniami algebry. Tak wzbogacona struktura ma potężną moc unifikującą i prowadzi do bardzo skutecznych metod rachunkowych. Wiele pozornie odległych od siebie pojęć stosowanych w matematyce i fizyce na terenie teorii grup kwantowych, czyli algebr Hopfa, staje się składnikami tego samego abstrakcyjnego pojęcia. Nic wiec dziwnego, że liczni teoretycy wiążą z tą teorią wielkie nadzieje na zunifikowanie fizyki. Jednakże obecnie teoria grup kwantowych, mimo jej nieustannego rozwoju, znajduje się raczej na etapie ciągłego doskonalenia metod i budowania coraz bardziej owocnych pojęć, niż w stanie dojrzałego rozkwitu. Przeglądając publikacje z zakresu tej teorii, dostrzegamy kilka nieco odmiennych podejść oraz gąszcz ciekawych modeli i przykładów, z których jednak zaczyna się układać jakaś całość. Co więcej, teoria grup kwantowych już znalazła owocne zastosowania w dziedzinach zupełnie niezwiązanych z poszukiwaniem teorii ostatecznej, na przykład w teorii ciała stałego. I choćby dzięki tym zastosowaniom zapewniła sobie trwałe miejsce w fizyce teoretycznej.

Algebry Hopfa mogą być zarówno przemienne, jak i nieprzemienne, co pozwala je włączyć w szeroki nurt nie p rzemiennej matematyki. Wiele wskazuje, że w nurcie tym zespolą się metody zapoczątkowane przez Connesa i jego naśladowców oraz metody rozwijane przez specjalistów od grup kwantowych. Pewną przeszkodą (która jednak z pewnością zostanie pokonana) jest to, że praktykowanie matematyki w obu szkołach wymaga biegłości w różnych, i to raczej trudnych, technikach rachunkowych. Ale już widać, jak techniki te zaczynają się powoli przenikać.

Rodzi się nieuniknione pytanie, czy teoria grup kwantowych ma szansę wywrzeć wpływ na nasz grupoidowy model unifikacji ogólnej teorii względności i mechaniki kwantowej. Nie tylko ma szansę, ale powinna. Algebry występujące w naszym modelu należy wzbogacić do postaci algebr Hopfa, a pojęcie kwantowego grupoidu (czyli odpowiednika pojęcia grupoidu w teorii grup kwantowych) już opracowano. Takie zespolenie modelu z metodami grup kwantowych wyjdzie mu z pewnością na dobre. Przypuszczam, że tego rodzaju zabieg dostarczy naszemu modelowi tak bardzo mu potrzebnych metod obliczeniowych, a z kolei przejrzysta siatka pojęciowa naszego modelu, gdy jeszcze ulegnie wzbogaceniu, może się okazać strukturą, której wszyscy poszukujemy. Te uwagi niewątpliwie wytyczają kierunek dalszych poszukiwań.

Okno do nowego świata

Powróćmy do pytania, w jakim sensie metody poszukiwania kwantowej teorii grawitacji, przedstawiane w tym rozdziale, są konkurencyjne w stosunku do metody odwołującej się do geometrii nieprzemiennej. Ponieważ rozstrzygnięcia empiryczne są nam obecnie niedostępne, pytanie to możemy skonkretyzować w następujący sposób: czy model nieprzemienny jest na tyle atrakcyjny filozoficznie, by mógł dorównać innym podejściom?

Jak już wiemy, Smolin (i wielu innych) żąda od przyszłej teorii grawitacji, aby była wolna od nieskończoności i całkowicie relacyjna. Uwolnienie się od nieskończoności można uzyskać przez wprowadzenie dyskretności tam, gdzie dotychczas mieliśmy ciągłą czasoprzestrzeń, ale równie dobrym – i bardziej radykalnym – sposobem jest całkowite pozbycie się czasoprzestrzeni. A właśnie tak się dzieje w reżimie nieprzemiennym. Nie ma w nim ani czasu, ani przestrzeni (w zwykłym sensie) i wszystkie pojęcia związane z lokalizacją są pozbawione sensu. Widmo wielkości rozbiegających się do nieskończoności zostaje usunięte. Co więcej, reżim nieprzemienny jest relacyjny. Trudno wyobrazić sobie coś bardziej relacyjnego niż całość, która nie składa się z żadnych części. Einstein chciał, by właściwości lokalne były w pełni określone przez właściwości globalne. Nie podejrzewał chyba, że może zaistnieć taka sytuacja, w której globalność całkowicie pochłonie to co lokalne. W modelu nieprzemiennym zasada Macha jest spełniona w stopniu maksymalnym.

Oczywiście, model musi zawierać coś "z zewnątrz". Zawsze przyjmujemy jakieś założenia, jakąś metodę i przede wszystkim-jakiś aparat matematyczny. Każdy model prowokuje filozoficzne pytania.

Czy więc twierdzę, że nasz model nieprzemienny jest lepszy od wszystkich innych i kiedyś usunie je w cień? Bynajmniej. Podejrzewam coś innego – coś, co w gruncie rzeczy przypomina przepowiednie Smolina: wszystkie ważniejsze eksploatowane dziś drogi wiodące ku kwantowej grawitacji są zapewne przybliżeniami tej teorii, której wszyscy poszukujemy. Nie wydaje się, by różne teoretycznie doniosłe wyniki, otrzymywane przez uczonych reprezentujących różne podejścia, były czystym przypadkiem. W tym musi coś być. Można żywić nadzieję, że stopniowo nabierająca realnych kształtów M-teoria połączy wszystkie te częściowe wyniki w spójną całość. Na razie nie widać jeszcze całej struktury, lecz tylko niektóre jej fragmenty. Reszty można się jedynie domyślać. Puśćmy więc wodze wyobraźni, ale wyobraźni naukowej, sterowanej d o tych czasowymi wynikami teorii.

Jak pamiętamy, podstawowymi cegiełkami M-teorii są n-brany; gdzie n jest liczbą, której wymaga teoria. Czy wszystkie n-brany są jednakowo podstawowe? Narzuca się dość oczywista intuicja, że najbardziej podstawową jest zero-brana. Cóż bowiem może być prostszego od zera? W M-teorii już mówi się o zero-branach. Są to takie twory, które z dużej odległości wyglądają jak cząstki punktowe (punkt jest obiektem o zerowym wymiarze), a z bliska...? Jak pisze Brian Greene, oglądana z bliska zero-brana to jakby okno, które "pozwoli być może wejrzeć w rzeczywistość pozbawioną przestrzeni i czasu". A matematyką, dzięki której można modelować taką rzeczywistość, Jest geometria nieprzemienna. I dlatego specjaliści od teorii superstrun i M-teorii coraz intensywniej uczą się metod nieprzemiennych.

ROZDZIAŁ 14
NA GRANICACH METODY

Lekcja filozofii

W poprzednich rozdziałach przedstawiłem model unifikacji ogólnej teorii względności i mechaniki kwantowej oparty na geometrii nieprzemiennej. Nie chciałbym, ażeby Czytelnik nabrał przekonania, iż uważam ten model za (przed)ostatni krok w poszukiwaniu ostatecznej teorii fizyki. Jestem daleki od takiego poglądu. Pragnę, oczywiście, żeby nasze prace prowadziły we właściwym kierunku, ale mam świadomość istnienia wielu trudności i ograniczeń naszego modelu. Starałem się je możliwie bezstronnie ukazać w poprzednich rozważaniach. W końcowej części książki, poświeconej filozoficznym i teologicznym refleksjom nad współczesną kosmologią, w jeszcze większym stopniu model ten będę traktować jako hipotetyczną możliwość. Rzecz bowiem w rym, że nawet jeżeli nasz model uważać jedynie za intelektualną wprawkę, może nam udzielić dobrej filozoficznej – a zapewne także i teologicznej – lekcji. Jak już wiemy, nasz model wykorzystuje wyrafinowane konstrukcje matematyczne, więc na jego przykładzie szczególnie wyraźnie ukazuje się rola matematycznych struktur w poznawaniu świata. Zwróćmy uwagę, że problem (czy raczej zespól problemów) zasygnalizowany w poprzednim zdaniu dotyczy trzech obszarów: matematyki, świata i naszego ich poznawania. To wyznacza zakres naszych dalszych dociekań.

Rozumieć w głąb

Einstein zwykł był mawiać, że "Bóg jest wyrafinowany, ale nie jest złośliwy". Chciał przez to wyrazić myśl, że badanie świata jest możliwe, ale na ogół bywa bardzo trudne. W fizyce współczesnej podstawowymi narzędziami badania świata są kontrolowane doświadczenie i matematyka. To rzecz zaiste niezwykła i – gdy zechcemy się nad nią głębiej zastanowić – zdumiewająca, że te dwa narzędzia, zespolone w jedną metodę, tak skutecznie odsłaniają ukrytą strukturę świata. W tym przejawia się niezłośliwość Boga Einsteina. Bo przecież nie znamy żadnej racji a priori, dla której stopień skomplikowania struktury świata miałby być dostosowany do możliwości naszego umysłu. Jeżeli nawet nie potrafimy do końca zgłębić zagadki Wszechświata, to w każdym razie rozumiemy ją wystarczająco, by uznać, że Stwórca był w stosunku do nas wyjątkowo łaskawy.

Właśnie, chcąc zgłębić zagadkę Wszechświata, musimy drążyć w głąb. I gdy uważniej przeanalizujemy dzieje nowożytnej fizyki, będziemy zmuszeni przyznać, że rozwijała się ona dokładnie w tym kierunku. Mogłoby się wydawać, że mechanika klasyczna była nauką o powierzchni zjawisk, gdyż opisywała ciała materialne i ich ruchy, po których "ślizgają się" nasze zmysły w poznaniu potocznym. Jest to jednak mylne wrażenie. Mechanika klasyczna mówi wprawdzie o ruchach ciał materialnych, ale wyjaśnia je, odwołując się do struktur zupełnie nieosiągalnych dla naszego potocznego poznania. Na przykład żadnym zmysłem nie chwytamy tego. że ciała poruszają się, minimalizując (lub ogólniej: ekstremalizując) pewną abstrakcyjną wielkość, zwaną całką działania. W podręcznikach fizyki klasycznej znajdziemy wiele podobnych przykładów.

Trudno wątpić, że mechanika kwantowa i wyrastające z niej kwantowe teorie pól penetrują świat w głąb. Teorie te są wręcz modelowym przykładem tego, co należałoby rozumieć przez wyrażenie "penetrować świat w głąb". Lecz znów mowa tu nie tylko o poznawaniu coraz mniejszych skal, lecz o coraz głębszym rozumieniu. To ważne rozróżnienie pięknie ilustruje ogólna teoria względności i jej kosmologiczne zastosowania.

Mogłoby się wydawać, że nie idą one w głąb, lecz – skoro opisują coraz większe obszary – raczej wszerz. Rzecz jednak w tym, że określenia "w głąb" i "wszerz" w przyjętym tu rozumieniu wcale się nie wykluczają. Można bowiem, poznając coraz to rozleglejsze obszary, rozumieć coraz głębiej. Książka ta próbowała pokazać, jak głęboko – w tym sensie – współczesna kosmologia rozumie Wszechświat.

Do przeszłości należą już czasy, kiedy jedyny cel nauk empirycznych upatrywano w przewidywaniu zjawisk. Owszem, jest ono najważniejszym sposobem uzasadniania teorii fizycznych, ale to tylko jeden biegun matematyczno-empirycznej metody badania świata. John Watkins nazywa go biegunem bezpieczeństwa, gdyż przyjmowanie teorii nieuzasadnionych byłoby dla nauki wysoce niebezpieczne. Ale istnieje jeszcze drugi biegun. Watkins określa go mianem bieguna głębi. To właśnie biegun coraz głębszej treści, coraz głębszego rozumienia.

Kierunek w głąb, który wybrała fizyka, niewątpliwie charakteryzuje się wzrostem abstrakcyjności i coraz bardziej radykalnym odchodzeniem od potocznego poznania. W zasadzie nie należy się temu dziwić. Jeżeli bowiem potocznej wiedzy odpowiada zerowy stopień głębokości poznania (zerowy, bo ograniczający się tylko do rzeczywistości odbieranej zmysłami), to każde wnikanie głębiej musi z konieczności oznaczać oddalanie się od potoczności. Ale oddalanie się od potocznego poznania wcale nie jest przekreślaniem go; w każdym razie nie przekreśleniem tych jego aspektów, w których jest ono wystarczająco krytyczne. Wbrew często żywionym mniemaniom, mechanika kwantowa nie obaliła obrazu świata związanego z potocznym poznaniem; przeciwnie – dopiero ona świat ów wyjaśniła. W fizyce klasycznej milcząco zakładano, że świat składa się z ciał (idealizowanych najczęściej do postaci ciał sztywnych). Owszem, wprowadzano rozmaite współczynniki tarcia lub oporu ośrodka, by upodobnić obraz teoretyczny do tego, co rejestrujemy dzięki naszym zmysłom, ale byty to – jak mówią fizycy – parametry fenomenologiczne: wielkości uwzględniane w ten sposób, by ilościowo dawały wyniki zgodne z doświadczeniem, w istocie włączane jednak na mocy dekretu. Dopiero za pomocą mechaniki kwantowej udało się wyjaśnić, dlaczego atomy łączą się w ciała makroskopowe, dlaczego wspomniane wyżej współczynniki są takie a nie inne i stwierdzić, jakie mechanizmy kwantowe za nie odpowiadają. Jednakże w potocznym mniemaniu, że mechanika kwantowa odchodzi od zdrowego rozsądku, tkwi ziarno prawdy. Ukazuje ona bowiem, że "świat głęboki", to znaczy świat na bardziej fundamentalnym poziomie poznania, pad wieloma względami drastycznie różni się od naszych wyobrażeń, urobionych na podstawie codziennych kontaktów z makroskopowym otoczeniem.

Obraz świata, jaki oferuje fizyka, odznacza się jeszcze jedną cechą – "coraz głębiej" znaczy równocześnie "ku coraz większej jedności". Dotyczy to zarówno teorii, jak i pojęć. Kolejne, coraz głębsze teorie łączą w sobie teorie dotychczas uważane za odrębne: od teorii elektromagnetyzmu, która jeszcze w XIX wieku powiązała teorię elektryczności z teorią magnetyzmu aż po współczesne poszukiwania kwantowej teorii grawitacji lub superunifikacji wszystkich oddziaływań fizycznych. Łączeniu teorii towarzyszy proces unifikacji pojęć. Pojęcia, wypracowane przez kolejne teorie, stają się coraz bardziej pojemne. Nowe pojęcie zawiera w sobie niekiedy kilka starych, uprzednio niesprowadzalnych do siebie pojęć jako swoje szczególne przypadki: ponadto – co bardzo istotne – nowe pojęcie ukazuje również sieć relacji między tymi szczególnymi przypadkami. I to jest zupełnie nowa informacja, której nie można było wydobyć ze starych, niezwiązanych ze sobą pojęć. Prawidłowość tę szczególnie wyraźnie widać na przykładach zaczerpniętych z teorii względności. Dzięki wprowadzeniu pojęcia czasoprzestrzeni wiele innych pojęć fizycznych, reprezentowanych przez liczby, czyli skalary (na przykład energia, masa) lub wektory (chociażby pęd), łączy się w pojemniejsze pojęcia, reprezentowane nie za pomocą liczb, lecz tablic liczb (tensorów), dobranych w tak specjalny sposób, że własności tych tablic wyrażają związki między dotychczas niezależnymi pojęciami reprezentowanymi przez pojedyncze liczby. Zwykle w języku potocznym brak określeń na te nowe, zunifikowane pojęcia i nadajemy im nazwy pochodzące bezpośrednio od obiektów matematycznych, które je wyrażają. Mówimy na przykład o tensorze energii-pędu. W rzeczywistości pojęcie określane tą nazwą zawiera znacznie więcej informacji niż dawne, niezależne od siebie pojęcia energii i pędu. Nie tu jednak miejsce, by wdawać się w szczegóły techniczne.

Zawieranie się pojęć dawniejszych w pojęciach nowych nie przypomina konstrukcji z klocków. Zwykle idzie tu o znacznie bardziej subtelną strukturę. Bywa tak, że nowe pojęcie pozornie w niczym nie przypomina swoich poprzedników, ale gdy zostanie zastosowane do wcześniejszych sytuacji, niejako rozpada się na wcześniejsze pojęcia lub sprowadza się do nich z dobrym przybliżeniem.

Wcześniejsze rozważania wskazywały na istnienie pewnego kryzysu związanego z postępem w rozumieniu świata przez współczesną fizykę – kryzysu języka. Nasze kategorie językowe ukształtowały się w trakcie oddziaływań ludzkiego gatunku z jego makroskopowym środowiskiem. Nic więc dziwnego, że kategorie te załamują się w zetknięciu z głębokimi strukturami rzeczywistości. Na szczęście mamy matematykę, która jest nie tylko dostatecznie bogatym językiem, by głębokie struktury rzeczywistości opisywać, ale również wystarczająco skutecznym narzędziem, by struktury te odkrywać. Bez niej bylibyśmy skazani na ślizganie się po makroskopowej powierzchni rzeczy.

Intelektualny wstrząs

Model nieprzemiennego początku, przedstawiony w poprzednich rozdziałach, niewątpliwie mieści się we właściwym kierunku badawczym współczesnej fizyki – idzie w głąb. Można nawet zaryzykować twierdzenie, że wnika on głębiej w strukturę świata niż czyniły to dotychczasowe teorie fizyczne. Jest to dość radykalny pogląd, ale można go uzasadnić, odwołując się przede wszystkim do struktur matematycznych, jakie wykorzystuje. Struktury te model czerpie z geometrii nieprzemiennej, która jest daleko idącym uogólnieniem dotychczasowej geometrii, l tu właśnie leży źródło ogromnych możliwości "przenikania w głąb" naszego modelu. Narzędziem fizyki jest matematyka. By fizyczna teoria sięgnęła do głębokich warstw struktury świata, musi posługiwać się odpowiednio abstrakcyjnymi strukturami matematycznymi. Nie jest to prawda słuszna a priori; tego uczy nas historia fizyki. Wszystko wskazuje na istnienie pewnego mechanizmu, leżącego u podstaw naszych możliwości poznawczych. Otóż nasz poznawczy aparat – zarówno zmysłowy, jak i umysłowy – kształtował się w długim ewolucyjnym procesie oddziaływań ze środowiskiem. Środowiskiem tym był, mówiąc językiem dzisiejszej fizyki, świat makroskopowy. Nic więc dziwnego, że nasze zmysły i mózg są dosyć dobrze (na ile tego wymaga biologiczne przetrwanie, a może nawet trochę lepiej!) przystosowane do poznawania właśnie świata makroskopowego. Byłoby bardzo dziwne, gdybyśmy z równą łatwością poznawali najgłębsze warstwy rzeczywistości. Nie możemy z góry żywić nadziei, że jakimś cudem nasz naturalny aparat poznawczy będzie w stanie penetrować także bardzo głębokie warstwy struktury świata. I tak winniśmy wdzięczność Stwórcy, że w stosunku do nas nie był na tyle złośliwy, by nam całkowicie uniemożliwić badanie w głąb. Dał nam bowiem matematykę, która do pewnego stopnia zastępuje nam zmysły w obszarach badawczych zmysłom niedostępnych.

Może jednak Stwórca nie mógł postąpić inaczej? Jeżeli bowiem stworzył świat według matematycznego planu i pozwolił, byśmy odkryli matematyczną strukturę jego makroskopowej powierzchni, to musiał liczyć się z tym, że stosując rozmaite warianty matematycznych rozumowań, zdołamy zrekonstruować i takie abstrakcyjne struktury, które pasują do niedostępnych dla naszych zmysłów warstw rzeczywistości. Czy taką strukturą jest geometria nieprzemienna? Miejmy nadzieje, że kiedyś się o tym dowiemy. Tymczasem jednak możemy ją traktować jako dobry przykład, ilustrujący strategię w głąb. którą współczesna fizyka stosuje w badaniu świata.

A przykład geometrii nieprzemiennej jest niezwykle pouczający. Ukazuje on, że wyjątkowo misterne połączenie eksperymentu i matematyki pozwala dotrzeć aż do przedplanckowskiej warstwy fizycznej rzeczywistości, ale musimy być gotowi na intelektualny wstrząs (nie wahajmy się użyć tego określenia) w konfrontacji naszych oczekiwań z wynikami dociekań. W wypadku nieprzemiennego modelu wstrząsające jest stwierdzenie nielokalnego charakteru pierwotnej ery. Jak wyobrażać sobie świat (i jak o nim mówić?), w którym nie ma indywiduów, czasu i przestrzeni, a mimo to istnieje dynamika, stawanie się i autentyczna, choć uogólniona fizyka? Inne znane współczesnej fizyce teorie dotyczące najbardziej fundamentalnych poziomów świata, na przykład teoria superstrun lub supergrawitacji, także kreślą obraz świata, który wprawdzie można opisać za pomocą odpowiednio abstrakcyjnej matematyki, ale który nie mieści się w naszych dotychczasowych kategoriach językowych i wyobrażeniowych. Możemy więc z dużym marginesem bezpieczeństwa przyjąć, że te poznawcze zmagania odzwierciedlają pewną ogólną prawidłowość: poznawaniu w głąb towarzyszy wzrost abstrakcji i coraz bardziej radykalne odchodzenie od naszych potocznych wyobrażeń. Ale wzrost abstrakcji nie oznacza ucieczki w mgliste regiony luźno kojarzonych wyobrażeń, jak to się niekiedy dzieje w sztuce abstrakcyjnej. Wręcz przeciwnie, coraz większa abstrakcja w matematyce, i w postępującej za nią fizyce, prowadzi do coraz bardziej logicznie zorganizowanego rozumienia: dotychczas niezależne od siebie struktury stają się elementami zwartej całości. W tym sensie, w swoich coraz głębszych warstwach Wszechświat staje się coraz bardziej zunifikowany i prosty.

A co z naszą wyobraźnią, która nie nadąża za tym przenikaniem w głąb? Po prostu świat nie został skrojony ani na miarę naszych potocznych wyobrażeń, ani na miarę naszych poznawczych możliwości. Powinniśmy jednak się cieszyć, że nasze poznawcze możliwości sięgają aż tak głęboko.

ROZDZIAŁ 15
NIEDOZWOLONY PRZESKOK

Wielkie pytanie

Załóżmy, że mamy już dobrą teorię ery przedplanckowskiej. Przyjmijmy roboczo – zgodnie z duchem niniejszej książki – że opiera się ona na jakiejś wersji geometrii nieprzemiennej (chociaż analizy przeprowadzone w tym rozdziale nie będą zależeć od tego założenia). Wyobraźmy sobie po prostu, że nasz model nieprzemiennego reżimu jest słuszny. A zatem na początku istnieje świat bez czasu i przestrzeni, bez pojęć indywiduum i lokalności, ale świat pełen dynamiki, zawierającej niejako w sobie wszystkie swoje możliwe historie. Zrealizuje się tylko jedna z nich. Która? O tym zadecydują szczegóły przejścia fazowego od ery nieprzemiennej do epoki znanej nam już z dzisiejszej fizyki i kosmologii. Wciąż jednak pozostaje pytanie – lak wielkie, że trudno je wystarczająco precyzyjnie wyrazić słowami. Chciałoby się zapytać po prostu: skąd się to wszystko wzięło? Ale takie sformułowanie zakłada, że mógłby istnieć okres, w którym nie było niczego, a dopiero potem pojawił się nieprzemienny reżim. Wydaje się, że dopiero w takiej sytuacji pytanie "skąd?" byłoby uzasadnione. Musimy jednak pamiętać, że reżim nieprzemienny jest aczasowy i słowa: "skąd", "przedtem", "zawsze" i tym podobne w odniesieniu do niego nie mają żadnego sensu. Wydaje się, że najpoprawniej wielkie pytanie wyrażają słowa Leibniza: "Dlaczego istnieje raczej coś niż nic?". Nicość jest najprostszym rozwiązaniem wszystkich problemów. Wszystko oprócz nicości wymaga jakiegoś uzasadnienia, jakiegoś rozwiązania. Jak więc uzasadnić, że istnieje raczej coś (na przykład świat w reżimie nieprzemiennym) niż nic?

Modele kwantowej kreacji

Przedstawiony wyżej tok rozumowania wydaje się bez zarzutu. Okazuje się jednak, że można mu przeciwstawić następujące rozumowanie: "Zgodnie z prawami mechaniki kwantowej nic nie jest ścisłe, nawet nicość. Każde odchylenie od nicości jest czymś, a gdy już pojawia się coś, prawa fizyki organizują to coś w kosmos, zaludniony przez inteligentne istoty, które mogą łamać sobie głowy, zastanawiając się nad przyczynami swego istnienia". Jest to dość swobodna parafraza myśli leżącej u podstaw modeli kwantowej kreacji Wszechświata, które od pewnego czasu pojawiają się w publikacjach naukowych. Problem jednak polega na tym, że nicość, z której – zgodnie z tymi modelami – świat miałby powstać na skutek kwantowego procesu kreacji, zwanego niekiedy tunelowaniem z nicości, nie jest nicością w sensie filozoficznym (absolutnym zerem istnienia), lecz najniższym dopuszczalnym stanem energetycznym świata. W fizyce mówi się raczej o kwantowej próżni niż o nicości, a słowo "nicość", jako bardziej sensacyjne, robi karierę jedynie w opracowaniach popularnych. Co więcej, zasada nieoznaczoności Heisenberga nie pozwala, by w stanie próżni energia równała się zeru. I właśnie dlatego możliwe są fluktuacje próżni. Jedna z nich dala, być może, początek światu, w którym żyjemy. Pierwszy tego rodzaju model stwarzania świata z kwantowej próżni opublikował Edward Tryon w 1973 roku.

We współczesnej kosmologii znane są także inne, bardziej radykalne – bo niezakładające uprzedniego istnienia kwantowej próżni – modele tunelowania z nicości. Najbardziej znanym (zwłaszcza w literaturze popularnonaukowej) z nich jest model zaproponowany w 1983 roku przez Jima Hartle'ego i Stephena Hawkinga. Warto przyjrzeć mu się nieco dokładniej, choćby z tego względu, że porównanie go z naszym modelem nieprzemiennego reżimu może okazać się pouczające.

W mechanice kwantowej (i w kwantowych teoriach pola) istnieje pewna rachunkowa metoda, zwana całkowaniem po drogach, wynaleziona przez Richarda Feynmana. Można mianowicie zadać pytanie, w jaki sposób, znając stan A układu kwantowego, wyliczyć jego późniejszy stan B. Feynmann opracował sposób znajdowania odpowiedzi na to pytanie. Istotną częścią metody jest obliczanie pewnej wielkości wzdłuż wszystkich możliwych dróg, łączących stan A ze stanem B. Koncepcja Feynmana jest równoważna tradycyjnym metodom stosowanym w mechanice kwantowej, ale często okazuje się bardziej skuteczna w praktycznych zastosowaniach. Hartle i Hawking postanowili wypróbować metodę Feynmana w swoich poszukiwaniach kwantowej teorii grawitacji. Okazało się to jednak nie takie proste. Całkowanie po drogach dobrze sprawdza się w mechanice kwantowej, ale trzeba tę metodę przystosować do wymagań teorii grawitacji, czyli ogólnej teorii względności. W teorii tej drogami są czasoprzestrzenie o bardzo specyficznej geometrii. Jak to dokładnie rozumieć i jak wykonać całkowanie po wszystkich takich drogach? Teoretyczna sprawność Hartle'ego i Hawkinga zasługuje na podziw. Na postawione pytanie udzielili odpowiedzi, choć musieli w tym celu przyjąć kilka Istotnych ograniczeń.

Przede wszystkim musieli pogodzić się z tym, że pojęcie czasoprzestrzeni nie zostanie wyeliminowane z ich modelu. Trzeba zatem postulować istnienie czasoprzestrzeni, a nie otrzymać ją z czegoś bardziej pierwotnego – taką ambicję ma wielu innych uczonych poszukujących kwantowej teorii grawitacji. Więcej nawet, należy przyjąć, że czasoprzestrzeń jest gładka i cały proces kwantowania rozwija się na tym gładkim tle. To niewątpliwie pewien kompromis, l właśnie z tego względu model Hartle'ego-Hawkinga nazywa się modelem semi-kwantowym.

T

Co więcej, chcąc otrzymać coś jak najbardziej zbliżonego do samokreacji, czyli świat wyjaśniający sam siebie, trzeba pozbyć się warunków brzegowych i początkowych, które wprowadzają – na mocy dekretu – elementy zewnętrzne w stosunku do świata. I tu znowu Hartle i Hawking musieli pójść na ustępstwa. W ich modelu można się pozbyć warunków brzegowych i początkowych, ale – również na mocy dekretu – wprowadzając dwa "zarządzenia".

Po pierwsze, należy przyjąć, że świat jest przestrzennie zamknięty. Wówczas oczywiście przestrzeń nie ma brzegów i mówienie o warunkach brzegowych staje się po prostu bezsensowne. Hartle i Hawking piszą, że ich "jedynym warunkiem brzegowym jest to, że przestrzeń nie ma brzegu".

Po drugie, we wszystkich wzorach, odnoszących się do ery przedplanckowskiej, współrzędną t należy pomnożyć przez jednostkę urojoną, czyli przez □ -1. Ten czysto formalny zabieg ma daleko idące konsekwencje. Dejacto likwiduje jedną z najistotniejszych innowacji teorii czasoprzestrzeni, a mianowicie zamienia czasoprzestrzeń w zwykłą przestrzeń Euklidesa (ściślej mówiąc Riemanna), tyle że o liczbie wymiarów zwiększonej o jeden. Zwykła przestrzeń Euklidesa jest trójwymiarowa, podczas gdy przestrzeń modelu Hartle'ego-Hawklnga, po dokonaniu zmiany t na t□ -1, ma 4 wymiary. Czas przestał być czasem, stal się dodatkowym wymiarem przestrzeni. Dzięki temu zabiegowi model Hartle'ego-Hawkinga, niejako par /orce, usuwa osobliwość początkową. Jest to usunięcie osobliwości na silę, ponieważ – jak wiemy – osobliwość sprowadza się do tego, że urywają się w niej geodetyki czasopodobne lub zerowe (por. rozdział 3), a w przestrzeni Hartle'ego-Hawkinga po prostu takich krzywych nie ma. Innymi słowy, osobliwość początkowa polega na rym, że w chwili t=0 czas się urywa. Ale ponieważ Hartle i Hawking usunęli czas ze swojego modelu (zamienili go na dodatkowy wymiar przestrzeni), nie ma co się urywać.

Pomnożenie współrzędnej czasowej przez jednostkę urojoną ma jeszcze dalsze konsekwencje. Usunięcie czasu z modelu w połączeniu z metodą całkowania po drogach daje zaskakujący wynik. Stawiamy następujące pytanie: jakie jest prawdopodobieństwo przejścia wszechświata ze stanu początkowego A do jakiegoś innego stanu B? Ale ponieważ z modelu usunęliśmy czas. a więc i stan początkowy, mamy prawo zapytać: jakie jest prawdopodobieństwo zaistnienia stanu B, gdy nie istnieje stan początkowy? Model Hartle'ego-Hawkinga pozwala to prawdopodobieństwo wyliczyć. Jeżeli jest ono większe od zera, świat wylania się z nicości.

Bezczasowe światy

Pojęcie kwantowej kreacji Wszechświata wymaga jednak gruntownej analizy. W opracowaniach popularnonaukowych czyta się niekiedy, że w modelu Hartle'ego-Hawkinga świat nie ma początku, a więc jest wieczny. Ze stwierdzeniem tym wiąże się wiele nieporozumień. To prawda, że w modelu Hartle'ego-Hawkinga nie ma czasowego początku, ponieważ nie ma czasu, ale z tego samego powodu nie jest prawdą, iż świat istnieje wiecznie. Jeżeli nie ma czasu, świat nie może istnieć zawsze, bo "zawsze" jest pozbawione sensu. W modelu Hartle'ego-Hawkinga świat nie ma początku czasowego, ale nie znaczy to, że nie można w nim mówić o jego narodzinach: świat jest przecież stwarzany kwantowe, i to stwarzany z nicości. Tyle że pojęcie stwarzania z nicości zostało tu odpowiednio spreparowane. Należy je rozumieć kwantowe, a wiec probabilistycznie, tylko w kontekście pytania o prawdopodobieństwo zrealizowania się – na mocy praw fizyki kwantowej – danego stanu wszechświata bez stanu początkowego. Można więc mówić o początku (lub stworzeniu) świata, ale jest to początek (lub stworzenie) aczasowy. Poddając analizie model Hartle'ego-Hawkinga, zawsze należy mieć na uwadze jego aczasowość.

I tu nasuwa się porównanie z modelem nie prze m lennego początku. Nasz model jest również aczasowy, ale jego aczasowość ma znacznie bardziej radykalny charakter. Po pierwsze, nie osiągnięto jej przez redukcję czasu do dodatkowego wymiaru przestrzeni, ponieważ w naszym modelu również pojęcie przestrzeni traci sens (w jej zwykłym znaczeniu). Po drugie, ten aczasowy i aprzestrzenny charakter nie został zadekretowany przez przyjęcie w zasadzie dowolnych założeń (jak to się dzieje w modelu Hartle'ego-Hawkinga), lecz wynika z istoty modelu, z tego, że w swojej matematycznej strukturze odwołuje się on do geometrii ni e przemiennej. Zgodnie z naszym modelem na najbardziej fundamentalnym poziomie świata panuje reżim nieprzemienny, który ze swej natury jest całkowicie nielokalny, a co za tym idzie – aprzestrzenny i aczasowy.

W modelu Hartle'ego-Hawkinga założenie, nakazujące pomnożyć czas przez jednostkę urojoną, likwiduje początkową osobliwość. W naszym modelu problem osobliwości został rozwiązany w bardziej naturalny sposób – przez sam fakt, że jest to model nieprzemienny. Jak pamiętamy (por. rozdział 7), nasza algebra funkcji na grupoidzie nie odróżnia stanów osobliwych od nieosobliwych. Równie dobrze możemy powiedzieć, że w erze przedplanckowsklej wszystkie stany są osobliwe, Jak i że żaden stan nie jest osobliwy. Dopiero przejście przez próg Plancka – od ery nieprzemiennej do zwykłej fizyki czasoprzestrzeni — powoduje powstanie efektów, które makroskopowy obserwator ma prawo nazwać osobliwościami.

W naszym modelu, podobnie jak w modelu Hartle'ego-Hawkinga, pytanie, czy świat istniał zawsze, jest pozbawione sensu, ale pojęcie kwantowego stwarzania wszechświata nie zostało w tym modelu dotychczas opracowane. Musimy wszakże pamiętać, że nasz model ma charakter roboczy. Traktujemy go raczej Jako wskazówkę do wybrania odpowiedniego kierunku poszukiwań niż jako choćby tylko niepełną propozycję. Jeżeli kierunek ten okaże się płodny, trzeba będzie wypróbować wiele coraz doskonalszych wersji modelu, opracować skuteczne metody rachunkowe i przede wszystkim poszukiwać sposobów jego empirycznego (choćby tylko pośredniego) potwierdzenia. Zbytni pośpiech jest częstym błędem uczonych i filozofów. Za wczesne sięganie po pytania ostateczne staje się powodem rozczarowań i naraża na błędy.

Dlaczego istnieje raczej coś niż nic?

Są jednak pytania – można je uznać za ostateczne – które zachowują ważność na każdym etapie dociekań. Na przykład pytanie Leibniza, dlaczego istnieje raczej coś niż nic. Każda teoria fizyczna zakłada istnienie praw fizyki, takich czy innych, już odkrytych czy dopiero poszukiwanych. Prawa fizyki to także "coś". Dlaczego więc istnieją raczej prawa fizyki niż nic? Rzeczywiście, najprościej byłoby, gdyby nie istniało nic; nic, żadnych prawidłowości, zero czegokolwiek.

A może pytanie zostało źle postawione? Może prawa fizyki nie istnieją poza światem. Są tylko pewnym aspektem jego struktury i jedynie nasz umysł je stamtąd abstrahuje. Poza światem i naszym umysłem nie ma sensu mówić o prawach fizyki. Doktrynę te wyznaje ogromna większość filozofów, a poparcie dla niej deklaruje wielu uczonych. Bez wątpienia jest ona filozoficznie znacznie bardziej atrakcyjna niż przypuszczenie, że prawa fizyki istnieją przed czy ponad światem (nawet tylko w sensie logicznym). Problem jednak polega na tym, że choć wielu fizyków deklaruje coś wręcz przeciwnego, w swojej pracy badawczej zawsze zakładają oni. najczęściej milcząco, iż prawa fizyki są pierwotne w stosunku do świata. Doskonale to widać na przykładzie modelu Hartle'ego-Hawkinga. W modelu rym można mówić o kwantowym stwarzaniu świata z nicości, by jednak przystąpić do tworzenia modelu, trzeba mieć do dyspozycji prawa fizyki, w szczególności prawa fizyki kwantowej, dzięki którym sensowne staje się pytanie o prawdopodobieństwo wyłaniania się pewnego stanu wszechświata bez stanu początkowego. Nie zakładając w punkcie wyjścia istnienia praw fizyki (i matematyki), nie zrobilibyśmy kroku naprzód, wiecznie stalibyśmy w tym samym miejscu. Z nicości nic byśmy nie wyprodukowali.

Dlaczego więc istnieje raczej coś niż nic? To bardzo złożony problem ontologiczny. W odniesieniu do fizyki ma on jeszcze inny aspekt. Wyobraźmy sobie, że sformułowaliśmy ostateczną teorię fizyczną. Wszelkie niezbędne równania i wzory są pięknie wydrukowane na papierze lub umieszczone w pamięci komputera. Potrafimy wyliczyć wszystkie stałe, wiemy, dlaczego jest akurat tyle oddziaływań fizycznych, potrafimy nawet stwierdzić, że prawdopodobieństwo zaistnienia Wszechświata jest bliskie jedności... Ale są to wszystko wzory, czysto formalne struktury matematyczne. Jak te wzory ożywić? Jak od formalnej struktury przejść do rzeczywiście istniejącego świata?

W XI wieku św. Anzelm, arcybiskup Canterbury, przytoczył następujące rozumowanie: Bóg jest tym, "ponad co niczego większego nie można pomyśleć [...] Ale z pewnością to, ponad co nic większego nie można pomyśleć, nie może być jedynie w intelekcie. Jeśli bowiem jest jedynie w intelekcie, to można pomyśleć, że jest także w rzeczywistości, a to jest czymś większym [...] Zatem coś, ponad co nic większego nie może być pomyślane, istnieje bez wątpienia i w intelekcie, i w rzeczywistości". Z logicznego punktu widzenia rozumowanie św. Anzelma wydaje się bez zarzutu, ale czujemy, że w przesłankach tkwi jakiś błąd. Św. Tomasz z Akwinu, a za nim prawie cala tradycja scholastyczna, dopatrzył się w "dowodzie" św. Anzelma niedozwolonego przejścia z porządku logicznego do porządku ontologicznego. Coś, ponad co nic większego nie można pomyśleć, znajduje się w naszym umyśle, w tym sensie należy do porządku logicznego; ale jeśli coś jest w porządku logicznym, to wcale nie znaczy, że musi istnieć w rzeczywistości, czyli w porządku ontologicznym. Jeżeli ktoś twierdzi przeciwnie, popełnia błąd niedozwolonego przejścia z Jednego porządku do drugiego.

Dlaczego o tym wszystkim piszę? Bo wiele racji przemawia za tym, że świat, w którym żyjemy, jest wynikiem niedozwolonego przejścia z porządku logicznego do porządku ontologicznego. Jeżeli współczesne teorie kwantowej kreacji świata przynajmniej w jakimś stopniu przybliżają to, co stało się na początku, czyli wyłonienie się świata z nicości na mocy praw fizyki kwantowej, to proces ten musiał bardzo przypominać niedozwolone przejście z porządku logicznego, czyli z praw fizyki (które są odpowiednio zinterpretowanymi strukturami matematycznymi), do porządku logicznego, czyli do rzeczywiście istniejącego świata. A jeżeli prawa fizyki są tylko aspektem struktury Wszechświata, to w jaki sposób Wszechświat wynurzyłby się z niebytu? Ten logiczny paradoks winien być dla nas źródłem nieustannego zdziwienia.

W pytaniu, dlaczego istnieje raczej coś niż nic, kryje się wielka metafizyczna zagadka.

POSŁOWIE

Jak Czytelnik zapewne zauważył, książka ta ma charakter osobisty. Opowiada ona o ciągu moich prac badawczych (prowadzonych ze współpracownikami), które układają się w pewien logiczny program. Wiedzie on od zagadnienia klasycznej osobliwości aż do pomysłu, który może być krokiem w kierunku kwantowej teorii grawitacji. Starałem się również przedstawić, jak stworzony przez nas model mieści się w ogólniejszym pejzażu tego, co dziś robi się w tej dziedzinie, i jakie może on mieć konsekwencje filozoficzne. Ale przede wszystkim książka jest zapisem moich osobistych doświadczeń związanych z uprawianiem nauki. Ponieważ jednak miała to być książka popularnonaukowa, zapis ten musiał zostać odbarwiony z wszelkich bardziej subiektywnych akcentów. Teraz, w posłowiu mogę sobie na taki akcent pozwolić.

Doświadczenie twórczej pracy naukowej należy do najsilniejszych doświadczeń, z jakimi człowiek się styka. Einstein przyrównywał je do przeżycia religijnego. Porównanie z wielką przyjaźnią lub miłością o tyle tylko jest nietrafne, że nauka nie jest żywą osobą, l tu jednak występują uniesienia, całkowite zaangażowanie i niekiedy poczucie porażki lub odrzucenia. Zaangażowanie może iść tak daleko, że traci się poczucie proporcji, pojawia się tendencja do maksymalizowania swoich osiągnięć i mierzenia ich miarą wszystkiego, co robią inni. Kto temu ulegnie, znajduje się na prostej drodze do klęski.

Dlatego trzeba uczyć się na własnych biedach. Nie tylko tego, by umieć dostrzec, że ścieżka, którą właśnie wybrałem, jest zła i w tym konkretnym przypadku trzeba poszukać innej. Także tego, że nie jestem wszechwiedzący i powinienem zawsze zachowywać krytycyzm wobec siebie. Trzeba zrozumieć, że "nie ja tu rządzę". Ja tylko uczestniczę w procesie, który mnie przerasta.

Nieuniknioną częścią strategii badań naukowych jest uczenie się na błędach. W pracach, które referowałem na kartach tej książki, wiele razy popełnialiśmy błędy – większe lub mniejsze. Niektóre zauważyliśmy sami, niektóre wytykali nam inni. W nauce błędów nie popełnia tylko ten, kto nie robi nic nowego. Na własnych błędach nauczyłem się jednego: matematyka ma zawsze rację. Ilekroć coś nie wychodziło tak, jak chciałem, i byłem tym załamany, zawsze w końcu okazywało się, że niechciane rozwiązanie prowadzi do jeszcze ciekawszych rezultatów. Trzeba dać się prowadzić matematyce i, oczywiście, mieć zawsze w perspektywie motywację fizyczną, uzasadniającą w ogóle podjęcie całego programu.

Nasz program ciągle jest jeszcze realizowany i od chwili ukończenia tej książki przybyło kilka dalszych wyników: niektóre uzupełniają dotychczasowe, inne wskazują nowe możliwości. To dobrze, że teoria rozwija się szybciej, niż przebiega cykl produkcyjny książki.

8 września 2002

UWAGI BIBLIOGRAFICZNE

ROZDZIAŁ 1

Więcej informacji o życiu Aleksandra Friedmana i o sytuacji kosmologii w porewolucyjnej Rosji można znaleźć w: E. A. Tropp. W, Ya. Frenkel', A. D. Czernin: Aleksandr Ateksandmwicz Friedman. Nauka, Moskwa 1988.

Model inflacyjny zaproponował Alan H. Guth w: Inflationary Universe: A Possible Solution of the Horizon and Flatness Problems, "Phys. Rev." D23. 1981, 347-356 i pięknie spopularyzował w książce Wszechświat Inflacyjny. Prószynski i S-ka, Warszawa 2000. Oryginalne prace dotyczące inflacji zostały zebrane w: L. F. Abbott, So-Young Pi (red.): Inflationary Cosmology. World Scientific. Singapur 1986.

Koncepcję chaotycznej inflacji zaproponował Andriej Linde w: Chaotic Inflation, ""Phys. Lett." 129B, 1983, 177-181, a pomysł ten rozwinął Lee Smolin w: Did the Universe Evolve?, Xlass. Quantum Grav." 9, 1992. 173-19 I spopularyzował w książce Życie Wszechświata. Amber, Warszawa 1997.

O przestrzeni wszechświatów i jej metodologicznym znaczeniu dla kosmologii obszerniej pisałem w: Theoretical Foundations of Cosmology. World Scientific, Singapur-Londyn 1992, a o telstycznych l ateistycznych interpretacjach kosmologii m.in. w: The Abuse of Cosmology, "Mercury" 26. 1997, 19-21, a także w: Stworzenie świata według współczesnej kosmologii [w:] M. Heller, M. Drożdż (red.): Początek Świata - Biblia a nauka. Biblos, Tarnów 1998, 185-198.

Inne prace cytowane w tym rozdziale: H. Bondi: Kosmologia. PWN, Warszawa 1961; jej pierwsze angielskie wydanie ukazało siew roku 1951; R. H. Dicke: Dirac's Cosmology and Mach's Principle, "Nature" 192, 1961, 440441: P. A. M. Dlrac: The Cosmological Constants. "Nature" 139, 1937, 323; P. A. M. Dirac; New Basis for Cosmology. "Proc. Roy. Soc. London" A165, 1938. 199-208.

ROZDZIAŁ 2

Rozwiązanie równań Einsteina z zamkniętymi krzywymi czasopodobnymi Kurt Godeł opublikował w: An Example of a New Type of Cosmological Solution of Einstein's Field Equations of Gravitation. "Rev. Mod. Phys."21. 1949.447-450.

Przyczynową strukturę Czasoprzestrzeni całościowo opracował Brandon Carter w obszernym artykule: Causal Structure In Space-Time, "General Relativity and Gravitation" 1. 1971. 349-391.

Swoje twierdzenie o Istnieniu globalnego czasu Hawking udowodnił w: The Existence of Cosmic Time Functions, "Proc. R. Son. Lond." A308, 1968, 433-435.

W rozdziale tym. kierując się względami poglądowoscl, celowo pomijam techniczne szczegóły. Dociekliwy Czytelnik może je znaleźć w mojej książce Osobliwy Wszechświat. PWN, Warszawa 1991.

ROZDZIAŁ 3

W swojej pierwszej kosmologicznej pracy. Kosmologische Bctrachtungcn żur allgemeinen Relalivitatstheorie. "Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss." 1, 1917, 142-152, Albert Einstein skonstruował statyczny model Wszechświata. Obszerną klasę rozwiązań równań Einsteina, przedstawiających niestatyczne modele kosmologiczne, znalazł Aleksander Friedman w pracach: Uber der Krummung des Raumea, "Zeitschr. fur Phys." 10. 1922. 377-386: Uber die Moglichkeit einer Welt 326-332.

Swoje spotkania z Einsteinem Georges Lemaitre wspomina w eseju: Rencontres avec A. Einstein, "Revues des Questions Scientifiques" 129. 1958. 129-132. a rozwiązanie problemu, który mu zasugerował Einstein (skonstruowanie modelu kosmologicznego z odchyleniami od izotropowości), znajduje się w: L'unlvers en expansion, "Ann. Soc. Sci. Bruxelles" A53, 1933, 51-85.

Definicję osobliwości jako punktów g-brzegu czasoprzestrzeni podali: S. W. Hawking: Singularities and the Geometry of Space-Time. Adams Price Essay, Cambridge University, Cambridge 1966 (praca la nigdy nie została opublikowana) oraz R. P. Geroch: Local Characterization of Singularities in General Relativity, "J. Math. Phys." 9, 1968, 450-465. Warto również zajrzeć do pracy tego samego autora: What is Singularity in General Relativity?, "Ann.. Phys." (New York) 48, 1968. 526-540.

Pierwsze twierdzenie o istnieniu osobliwości w kolapsie grawitacyjnym udowodnił Roger Penrose w: Gravitalional Collapse and Space-Time Singularities, "Phys. Rev, Lett." 14, 1965. 57-59. Wkrótce potem Stephen Hawking, stosując metodę Penrosc'a, udowodnił analogiczne twierdzenie odnoszące się do otwartych modeli kosmologicznych: uczynił to w: Occurence of Singularities In Open Universe, "Phys. Lett." 15, 1965, 689-690, a następne wyniki o znaczeniu kosmologicznym otrzymał w: The Oecurence of Singularities in Cosmology, "Proc. R. Soc, London" A300, 1967, 187-201. Bardzo ogólne twierdzenie o istnieniu osobliwości udowodnione przez Hawkinga i Penrose'a (obszernie omówione w tym rozdziale), znajduje się w: The Singularities of Gravitalional Collapse and Cosmology, "Proc. R. Soc. London" A314, 1970, 529-548. Konfrontację poglądów Hawkinga i Penrose'a na temat osobliwości i pokrewnych zagadnień można znaleźć w ich wspólnej książce Natura czasu i przestrzeni Zysk i S-ka. Poznań 1996.

Ogólnie przyjętą klasyfikację osobliwości zaproponowali: G. F. R. Ellis. B. G. Schmidt: Singular Space-Times. "General Relativity and Gravitation" 11, 1977, 915-953.

Podstawową monografią na temat twierdzeń o osobliwościach jest: S. W. Hawking, G. F. R. Ellis: The Large Scale Structure of Space-Time. Cambridge University Press, Cambridge 1973. Niejako uzupełnienie tej książki stanowi obszerny artykuł przeglądowy: Singularities and Horizons - A Review Article |w:] A. Held (red.]: General Kefatiuity and Gravitatton. Tom 2. Plenum, Nowy Jork-Londyn 1980, 97-206. Nowe wyniki i przedstawienie stanu zagadnienia z okresu o kilkanaście lat późniejszego zawiera: C. J. S. Clarke: The Analysis of Space-Time Singularities. Cambridge University Press, Cambridge 1993.

Definicje wszystkich pojęć i struktur matematycznych niezbędnych do sformułowania i udowodnienia najważniejszych twierdzeń o osobliwościach, a także ich dowody można również znaleźć w mojej książce Osobliwy Wszechświat. PWN, Warszawa 1991, 168-171. W książce tej znajduje się także obszerna bibliografia, w której Czytelnik z łatwością odszuka prace autorów wzmiankowane w tym rozdziale, a nie wymienione w niniejszym uzupełnieniu.

ROZDZIAŁ 4

Definicję osobliwości jako punktów b-brzegu czasoprzestrzeni podał B. G. Schmidt w: A New Definition of Singular Points in General Relativity. "Gen. Rel. Relat." 1, 1971. 269-280.

Konstrukcja b-brzegu została w tym rozdziale przedstawiona w sposób bardzo uproszczony. Dokładny opis tej konstrukcji Czytelnik znajdzie w mojej książce Osobliwi) Wszechświat. PWN. Warszawa 1991. 174-176, a opis nieco tylko uproszczony w: Początek i koniec Wszechświata w zamkniętym modelu Friedmana, "Filozofia Nauki", 2, 1994. 7-17.

Strukturę b-brzegu czasoprzestrzeni zamkniętego modelu Friedmana i rozwiązania Schwarzschilda zbadali: B.Bosshard: On the b-boundary of the Closed Friemann-Model, "Communications In Mathematical Physics" 46, 1976, 263-268 oraz R. A. Johnson: The Bundle Boundary in Some Special Cases. "J. Math. Phys." 18, 1977, 898-902.

Przyczynowy brzeg czasoprzestrzeni zdefiniowali: R. P. Geroch. E. H. Kronheirner, R. Penrose: Ideal Points in Space-Time. "Proc. R. Soc. Lond." A327, 1972, 545-567, a potem R. Penrose zaadoptował tę konstrukcje do opisu osobliwości w: Singularities of Space-Time, [w:] N. R. Lebovitz, W. H. Ried, P. O. Vandervoort (red.): Theoretical Principles in Astrophysics and Relativity. University of Chicago Press, 217-243.

Konstrukcje różnych brzegów czasoprzestrzeni obszernie przedstawiają: C. T. J. Dodson: Spacetime Edge Geometry, "Int. J. Theor. Phys." 17, 1978, 389-504 oraz J. K. Beem, P. E. Ehrllch: Global Lorenfzian Geometry. Marcel Dekker. Nowy Jork-Bazylea 1981.

ROZDZIAŁ 5

Geometrię różniczkową w języku gładkich funkcji na rozmaitości sformułował: J. L. Koszul: Fibre Bundles and Differential Geometry, Tata Institute of Fundamental Research, Bombaj 1960.

Pierwszą pracą, w której Roman Sikorski zaproponował swoją wersję geometrii różniczkowej (przestrzenie różniczkowe), jest: Abstract Co-variant Derivative, "Colloquium Mathematics m" 18, 1967, 252-272. Jego podręcznik geometrii różniczkowej, Wstęp do geometrii różniczkowej. PWN, Warszawa 1972, został już konsekwentnie napisany w języku przestrzeni różniczkowych.

Nasza pierwsza praca o zastosowaniu przestrzeni różniczkowych do fizyki to: J. Gruszczak, M. Heller, P. Multarzyński: A Generalization of Manifolds as Space-Time Models, "J. Math. Phys." 29, 1988, 2576-2580. a listę wszystkich naszych prac. opublikowanych w latach 1965-1992 można znaleźć w: K. Buchner, M. Heller, P. Multarzyński, W. Sasin: Literature on Differential Spaces, "Acta Cosmologica" 19, 1993, 111-129.

Definicję snopa można znaleźć w wielu zaawansowanych podręcznikach algebry, analizy zespolonej lub funkcjonalnej, np. w: B. W. Szabat: Wstęp do analizy zespolonej. PWN, Warszawa 1974, 437-451.

Jako pierwszy przestrzenie strukturalne stosował M.A.Mostow w pracy: The Differentiable Space Structures of Milnor Classyfying Spaces, Simplicial Complexes and Geometrie Relations, "J. Diff. Geom." 14, 1979. 255-293, sądził jednak, że pozostaje w ramach teorii przestrzeni różniczkowych i nie używał nazwy "przestrzenie strukturalne". Teoria tych ostatnich w sposób jawny została rozwinięta w pracy: M. Heller. W. Sasin: Structured Spaces and Their Application to Relativlstic Physics, "J. Math. Phys." 36, 1995, 3644-3662. W przeciwieństwie do przestrzeni różniczkowej (w sensie Sikorskiego) przestrzeń strukturalna nie zakłada z góry ustalonej topologii. Zapewnia to znaczną swobodę w dopasowywaniu struktury różniczkowej do badanej sytuacji. W pracy: M. Heller, W. Sasin: The Structure of the b-Completion of Space-Time, "General Relativity and Gravitation" 26, 1994, 797-811 zostało pokazane, że każdą czasoprzestrzeń z b-brzegiem można przedstawić Jako przestrzeń strukturalną.

ROZDZIAŁ 6

Podstawową monografią na temat geometrii nieprzemiennej Jest pionierskie dzieło Alaina Connesa NoncommutafiLie Geometry. Academic Press, Nowy Jork-Londyn 1984, Istnieje już także wiele opracowań o charakterze monograficzne-podręcznikowym. Do najważniejszych należą (według stopnia trudności): G. Landi: An Introduction to Non-commutative Spaces and Their Geometries. Springer, Berlin-Heidelberg 1997; J. Madore: An Introduction to Noncommutative Geometry and Its Physical Applications. Wyd. II. Cambridge University Press. Cambridge 1999: J. M. Gracia-Bondia, J. C. Varilly, H. Figueroa: Elements of Noncommutatlve Geometry. Birkhauser, Boston-Bazylea-Berlin 2001.

ROZDZIAŁ 7

Dwa artykuły, w których wraz z Wiesławem Sasinem podjęliśmy problem osobliwości, stosując do niego metody geometrii nieprzemiennej, to: Noncommutative Structure of Singularities In General Relativity, "J. Math. Phys." 37. 1966, 5665-5671 oraz The Closed Friedman World Model with the Initial and Final Singularities as a Non-Commutative Space, Mathematics of Gravitation, Part I. "Banach Center Publications" 41, 1997, 153-162. Potem badania te rozwinęliśmy w pracach: Origin of Classical Singularities, "General Relativity and Gravitation" 31. 1999, 555-570 oraz Differential Groupoids and Their Application to the Theory of Spacetime Singularities, "International Journal of Theoretical Physics" 41, 2002, 919-937.

ROZDZIAŁ 8

Nasze najważniejsze prace, w których zaproponowaliśmy jeszcze niekwan-lową teorię grawitacji, ale już pewien model unifikujący ogólną teorię względności z mechaniką kwantową: M. Heller, W. Sasin, D. Lambert: Grupoid Approach to Noncommutative Quantization of Gravity, "J. Maui. Phys." 38. 1997, 5840-5853; Noncommutative Unification of General Relativity and Quantum Mechanics, "Int. J. Theor. Phys." 38, 1999, 1619-1642; State Vector Reduction as a Shadow of a Noncommuttaive Dynamics. "J. Math. Phys." 41, 2000, 5168-5179.

Klasyczne prace Paula Diraca, świadczące o tym. iż wiedział on, że można /budować kwantowy (nieprzemienny) odpowiednik algebry funkcji to; The Fundamental Equations of Quantum Mechanics, "Proc. Roy. Soc." A109, 1926, 642 oraz On Quantum Algebras, "Proc. Camb. Phil. Soc." 23, 1926, 412.

Pierwsza praca H. S. Snydera, w której skonstruował on dyskretną czasoprzestrzeń z nieprzemiennymi współrzędnymi, to: Quantized Space--Time, "Phys. Rev." 71, 1947, 38. Myśl Snydera podjęli C. N. Yang: On Quantized Space-Time, "Phys. Rev." 72, 1947, 874 oraz E. J. Hellund, K. Tanaka: Quantized Space-Time, "Phys. Rev." 94, 1954, 192.

Próby zbudowania nieprzemiennego odpowiednika ogólnej teorii względności podjęli: A. Connes: Noncommutative Geometry and Reality, "J. Math. Phys." 36, 1995, 6194-6231; A. H. Chamseddine. G. Felder, J. Frólich: Gravity in Non-Commutative Geometry, "Comniun. Math. Phys." 155. 1993, 205-217; A H. Chamseddine, A. Connes: Universal Formula for Noncommutative Geometry Action, "Phys. Rev. Lett." 24, 1996, 4868-4871; J. Madore, J. Mourad: Quantum Space-Time and Classical Gravity, "J. Math. Phys." 39, 1998, 423-442. Najbardziej obiecująca próba skonstruowania nieprzemiennego odpowiednika metryki Lorentza została przedstawiona w pracy: G. N. Parfionov, R. R. Zapatrin: Connes Duality in Lorentzian Geometry, prepint gr-qc/9803090.

Praca, w której R, Geroch pokazał, że równania Einsteina ogólnej teorii względności można zapisać w języku algebry gładkich funkcji na rozmaitości, to: Einstein Algebras, "Commun. Math. Phys." 26. 1972, 271-275 (w pracy tej Geroch nie korzysta z geometrii nieprzemiennej].

ROZDZIAŁ 9

Zagadnienie, jak możliwa jest dynamika bez czasu, podjęliśmy w pracy: M. Heller, W. Sasin: Emergence of Time. "Phys. Lett." A250, 1998. 48-54. Czas zależny od sianu po raz pierwszy rozważali A. Connes i C. Rovelli w: Von Neumann Algebra Automorphisms and

Time-Thermodynamics Relation in Generally Covariant Quantum Theories, "Class. Quantum Grav.* 11, 1994, 2899-2917.

ROZDZIAŁ 10

Słynna praca Einsteina, Podolsky'ego i Rosena: Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?, "Phys. Rev." 48, 1935, 777-780. Praca Bohra pod tym samym tytułem ukazała się w: "Phys. Rev." 48, 1935, 696-702.

Przełomowa praca Johna Bella: On the Einstein-Podotsky-Rosen Paradox, -Physics" 1, 1964, 195-200. Artykuł len można również znaleźć w książce, będącej zbiorem prac Bella: J. S. Bell; Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics. Cambridge University Press, Cambridge 1993.

Wyniki eksperymentu zespołu Aspecta zostały ogłoszone w pracy; A, P. Aspect, P. Grangier, G. Roger: Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem, "Phys. Rev. Lett." 47. 1981, 460-463.

ROZDZIAŁ 11

Za dobre wprowadzenie do współczesnej kosmologii, w szczególności do modelu standardowego, może służyć książka: A. Liddle; Wprowadzenie do kosmologii współczesnej. Prószyński i S-ka, Warszawa 2000: w rozdziale 12 dość szeroko został omówiony problem horyzontu i model inflacyjny. Twórca tego modelu, Alan H. Guth, napisał piękną popularnonaukową książkę o kosmologii. Wszechświat inflacyjny. W poszukiwaniu nowej teorii pochodzenia Kosmosu. Prószyński i S-ka, Warszawa 2000, którą także gorąco polecam.

ROZDZIAŁ 12

Na wagę problemu kolapsu funkcji falowej i rolę. jaką ten problem może odegrać w poszukiwaniu kwantowej teorii grawitacji, zwraca uwagę Roger Penrose w swoich licznych publikacjach. Odsyłam Czytelnika do jego interesującej książki Nowy umyst cesarza. Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1995, zwłaszcza do rozdziałów 6 i 8.

Problem kolapsu funkcji falowej (redukcji wektora stanu) w ramach naszego modelu opracowaliśmy w artykule: State Vector Reduction as a Shadow of a Noncommuttaive Dynamics. "J. Math. Phys." 41, 2000, 5168-5179.

ROZDZIAŁ 13

Czytelnika zainteresowanego teorią superstrun i stopniowym odkrywaniem M-teorii odsyłam do książki: B. Greene: Piękno Wszechświata, Superstruny, ukryte wymiary f poszukiwanie teorii ostatecznej. Prószyński i S-ka, Warszawa 2001.

Na temat teorii pętli przystępnie pisze Lee Smolin, jej gorący zwolennik, w książce Trzy drogi do kwantowej grawitacji. Wydawnictwo CiS, Warszawa 2001.

Nie znam książek popularnych na temat teorii grup kwantowych lub ich zastosowań fizyce. Stosunkowo przystępną monografią jest: , S. Majid: Foundations of Quantum Group Theory. Cambridge University Press, Cambridge 2000, ale - uwagal - ta książka liczy sobie 640 stron. Warto także przeczytać - choć Jest to również trudna lektura - przeglądowy artykuł tego samego autora, w którym omawia on możliwości teorii grup kwantowych i jej znaczenie w poszukiwaniu teorii kwantowej grawitacji; Quantum Groups and Noncommutative Geometry, "Journal of Mathematical Physics" 41, 2000, 3892-3942,

Pojęcie kwantowego grupoidu zostało opracowane w artukułach: L. Va-inerman: A Note on Quantum Groupolds, "Comptes Rendus de l'Academic des Sciences, Paris" 315, 1992, 1125-1130; Jiang-Hua Lu: Hopf Algebroids and Quantum Groupoids, "International Journal of Mathematics" 7, 1996. 47-70.

W rozdziale tym przedstawiłem jedynie wybrane kierunki poszukiwań kwantowej teorii grawitacji; o innych próbach można przeczytać w mojej książce Kosmologia kwantowa. Prószyński i S-ka, Warszawa 2001.

ROZDZIAŁ 14

Poglądy Johna Watklnsa przytaczam za: W. Strawlnskl: Emergentyzm wobec problemu jedności nauki (Teorie-/afcty-mily). Pod red. A. Wójtowicza. Wydział Filozofii i Socjologii Uniwersytetu Warszawskiego,

ROZDZIAŁ 15

Cytat na początku drugiego podrozdziału pochodzi z artykułu: G. Musser: Ostatnie odkrycie nauki, "Znak" 522, 1988, 25. W podrozdziale tym odwołuję się także do następujących prac: E. P. Tryon: Is the Universe a Vacuum Fluctuation?, "Nature" 246. 1973, 396-397; J. Har-tle. S. Hawking: The Wave Function of the Universe, "Physical Review" D28, 1993, 2960-2965.

Cytat ze św. Anzelma z Canterbury, przytoczony przy końcu tego rozdziału, pochodzi z jego dzielą Postlogion. Polski przekład tego fragmentu znajduje się w książce: S. Wszołek: Pytając o Boga. Biblos, Tarnów 1993, 15-16.

Czytelnika zainteresowanego metafizycznymi spekulacjami, jakie pojawiły się w rym rozdziale, odsyłam do mojej książki Sens życia i sens Wszechświata. Biblos, Tarnów 2002, zwłaszcza do rozdziałów: 4, 6, 8 i 9.