

Zagadnienia Filozoficzne w Nauce XXXVII



OŚRODEK BADAŃ INTERDYSCYPLINARNYCH
CENTER FOR INTERDISCIPLINARY STUDIES
KRAKÓW — CRACOW 2005



Redaguje zespół:

*Michał Heller, Robert Janusz, Zbigniew Liana, Janusz Mączka,
Alicja Michalik, Adam Olszewski, Paweł Polak, Włodzimierz
Skoczny, Stanisław Wszolek, Józef Życiński*

Adres Redakcji:

Zagadnienia Filozoficzne w Nauce
Wydział Filozoficzny PAT
Ośrodek Badań Interdyscyplinarnych
ul. Franciszkańska 1, 31-004 Kraków

Strona WWW:

<http://www.obi.opoka.org.pl/>

Skład i łamanie w systemie L^AT_EX:

Robert Janusz

Opracowanie graficzne:

Wydawnictwo *Biblos*

Dystrybucja:

Wydawnictwo *Biblos*
Plac Katedralny 6, 33-100 Tarnów
tel. (0 prefix 14) 621-27-77
fax (0 prefix 14) 622-40-40
e-mail: biblos@wsd.tarnow.pl
<http://www.biblos.pl/>

Publikacja dotowana przez Komitet Badań Naukowych

ISSN 0867-8286

© by Ośrodek Badań Interdyscyplinarnych, Kraków

Wydawnictwo *Biblos* Tarnów 2005
Ośrodek Badań Interdyscyplinarnych, Kraków

Zagadnienia Filozoficzne w Nauce

XXXVII

SPIS TREŚCI

3 *OD REDAKCJI*

ARTYKUŁY

- | | | |
|-----------------------|----|---|
| Krzysztof
MAŚLANKA | 4 | <i>FENOMEN ALBERTA EINSTEINA —
ROZMYŚLANIA POD PRETEKSTEM
OKRĄGLYCH ROCZNIK</i> |
| Robert JANUSZ | 15 | <i>CZY SIŁA GRAWITACJI DZIAŁA NA
ODLEGŁOŚĆ?</i> |
| Michał HELLER | 32 | <i>ZAGADNIENIA KOSMOLOGICZNE
PRZED EINSTEINEM</i> |
| Marek
DEMIĄSKI | 41 | <i>NIEPRZEWIDYWALNY
WSZECHŚWIAT</i> |

Tadeusz PABJAN	53	<i>O KONWENCJONALNYM CHARAKTERZE POJĘCIA JEDNOCZESNOŚCI W STW</i>
Gordon McCABE	73	<i>POSSIBLE PHYSICAL UNIVERSES</i>
Dominique LAMBERT	98	<i>RELATIVITÉS ET DÉFORMATIONS DE STRUCTURES: LECTURE COHOMOLOGIQUE DE L'INVENTION THÉORIQUE</i>
Wojciech P. GRYGIEL	119	<i>IS SCHRÖDINGER'S CAT DEAD OR ALIVE?</i>
Michał DROŹDŹ	140	<i>DIE GESCHICHTLICH STRUKTURIERTE ZEIT IN DER INFORMATIONSTHEORIE</i>

KONFERENCJE I SYMPOZJA

Michał HELLER	164	<i>XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH</i>
Robert JANUSZ	166	<i>WARSZTATY NA GREGORIANIE</i>

RECENZJE

Janusz MĄCZKA	171	<i>PRZYPOMNIANA HISTORIA</i>
Józef ŻYCIŃSKI	173	<i>„DE REVOLUTIONIBUS” A ZASADA KORESPONDENCJI</i>
Janusz MĄCZKA	178	<i>A JEDNAK BYŁA CZYTANA</i>
Michał HELLER	182	<i>KOSMOLOGIA — TEOLOGIA</i>
Robert PIECHOWICZ	184	<i>POWAŻNIE O BZDURACH</i>

OD REDAKCJI

Podczas 58. sesji Zgromadzenia Ogólnego ONZ uchwalono rezolucję ogłaszającą rok 2005 Międzynarodowym Rokiem Fizyki. Uchwałę tę poparła Organizacja ONZ do Spraw Oświaty, Nauki i Kultury (UNESCO) i wraz z Międzynarodową Unią Fizyki Czystej i Stosowanej objęła przewodnictwo nad obchodami. Ponad 25 państw, w tym także Polska, zgłosiło swój udział.

W materiałach ONZ czytamy: „Dzięki fizyce zgłębiamy wiedzę o naturze. Postępujące osiągnięcia w technologii mają olbrzymi wpływ na społeczeństwo. Fizycy przyczyniają się do rozwoju gospodarczego państw i dobrobytu ludzi. Fakt ten pozostaje jednak niedoceniony. Osoby, które zajmują się fizyką, posiadają wyjątkowe umiejętności rozwiązywania problemów i wiedzę przydatną dla wielu dziedzin życia gospodarczo-społecznego. Każdy kraj potrzebuje specjalistów, którzy dobrze poruszają się w obszarach zaawansowanej techniki” <www.unic.un.org.pl>.

W bieżącym roku mija sto lat od annus mirabilis w twórczości Alberta Einsteina. W 1905 r. Einstein opublikował pięć artykułów — poświęconych szczególnej teorii względności, efektowi fotoelektrycznemu i ruchom Browna — które odmieniły oblicze fizyki. Właśnie ta okrągła rocznica stała się bezpośrednią przyczyną ogłoszenia Międzynarodowego Roku Fizyki.

W ciągu stu lat, jakie dzielą nas od tamtej daty, fizyka stała się widownią ogromnych osiągnięć, których znaczenie wykracza daleko poza obszar nauk przyrodniczych. Ten bezprecedensowy postęp stał się czynnikiem najwydajniej stymulującym filozoficzne myślenie o świecie. I dlatego w jubileuszowych obchodach nie mogło zabraknąć skromnego głosu „Filozoficznych Zagadnień w Nauce”. Przekazujemy ten specjalny numer do rąk Czytelników w nadziei, iż przyczyni się on do jeszcze pełniejszego ukazania znaczenie fizyki jako swojego rodzaju współczesnego odpowiednika tradycyjnej filozofii przyrody.

Krzysztof Maślanka
Obserwatorium Astronomiczne
Uniwersytet Jagielloński

***FENOMEN ALBERTA EINSTEINA —
ROZMYŚLANIA POD PRETEKSTEM
OKRĄGŁYCH ROCZNIC***

*Polityczne poglądy trwają przez chwilę.
Równanie trwa wieczność.*
Einstein

1. SUKCES, SŁAWA I PARADOKSY

Wszyscy wiemy, że okrągłe rocznice rozmaitych wydarzeń nie są niczym fundamentalnym. To kwestia tradycji, lub — mówiąc wprost — konwencji. Zapewne główny z nich pożytek to ten, że są dobrym pretekstem do przypomnienia jakiejś postaci czy wydarzenia. W bieżącym roku, 18-go kwietnia, minęło 50 lat od dnia śmierci Alberta Einsteina; w tym roku upłynęło też 100 lat od opublikowania przez niego serii fundamentalnych prac m.in. na temat szczególnej teorii względności. Ów rok 1905, niewątpliwie *annus mirabilis* dla Einsteina, sprawił, że ten szerzej nieznanym dotychczas 26-letni urzędnik biura patentowego w szwajcarskim Bernie znalazł się od razu w głównym nurcie rozwoju fizyki.

Wielkie odkrycia tego roku niewątpliwie dojrzały do tego, by ujrzeć światło dzienne. Były one także w zasięgu innych współ-

czesnych mu fizyków: Poincaré'go, Smoluchowskiego, Bosego. Natomiast w trakcie kolejnej dekady, pozornie mniej spektakularnej, Einstein skutecznie zmierzył się z problemem, o którym nikt inny nawet nie marzył. Nie czynił tego ani motywowany przez doświadczenie, ani z chęci rozwiązania jakiejś sprzeczności w dotychczasowym obrazie świata. Przewodnikiem na tej mozolnej drodze była jego intuicja i wiara w matematykę jako skuteczne narzędzie opisu realnego świata. Gdy jego matematyczne rozważania zostały w pełni potwierdzone przez obserwacje astronomiczne, stał się Einstein, niemal z dnia na dzień — i do końca życia pozostał — człowiekiem powszechnie znanym.

Prawie nigdy nie można powiedzieć o kimś, że był w dziedzinie swych osiągnięć największy, najwybitniejszy — przynajmniej tak, by zgodzili się z tym wszyscy. Biorąc jednak pod uwagę głębię problemów, jakimi zajmował się Einstein, rewolucyjność jego idei, ich wewnętrzne piękno oraz doskonałą zgodność przewidywań z obserwacjami, a wreszcie przemożny wpływ na całość fizyki — można by chyba zaryzykować pogląd, iż był Einstein największym fizykiem w historii tej nauki. Drugim takim największym, jak głosi dość powszechny consensus, był zapewne Szekspir w dziedzinie dramatu. Ale w innych gałęziach wiedzy czy sztuki trudno byłoby uzyskać taką obiektywną zgodność poglądów.

Był też bez wątpienia Einstein jedną z pierwszych gwiazd nowej epoki mediów. Natarczywa sława, która w roku 1919 wdarła się w jego pogmatwane życie prywatne, kiedy to wyprawy na zaćmienie Słońca potwierdziły słuszność jego przewidywań, towarzyszyła mu odtąd stale, mimo że wcale o nią nie zabiegał. Była jak „uciążliwy współpasażer podróży”. Z drugiej strony był Einstein postacią pełną paradoksów i tragizmu. Był, jak to sam określił, niby „koń z pojedynczego zaprzęgu, który nie potrafi iść w parze”. W tym dosadnym określeniu zawiera się jego dążenie do absolutnej niezależności od czegokolwiek: orientacji politycznej, przyjaciół, nawet własnej rodziny.

Los sprawił, że ten zdeklarowany pacyfista swymi teoretycznymi rozważaniami nad promieniowaniem uwiecznionym w poruszającym się pudełku z lusterek doszedł do „kultowej” dziś formuły $E = mc^2$. Ten lapidarny zapis skrywa niezwykłą treść i potężne skutki. Ale w kwestii konstrukcji bomby atomowej Einstein miał całkowicie czyste ręce: w przeciwieństwie do wielu wybitnych fizyków, był przeciwny temu projektowi, nie brał też żadnego udziału w pracach nad jego realizacją.

Kolejnym paradoksem Einsteina była dysproporcja między popularnością jego niebanalnej postaci i powszechnym zainteresowaniem jego pomysłami, a niemal całkowitym ich niezrozumieniem, lub wręcz złym rozumieniem — i to nawet przez fachowców. Jego naukowe zainteresowania koncentrowały się wokół pojęć dobrze znanych z potocznego języka, takich jak: czas, przestrzeń, światło, masa, energia, grawitacja. Jednak dzięki swej niezrównanej intuicji dotarł Einstein w zrozumieniu fizycznej istoty tych pojęć znacznie dalej, niż ktokolwiek inny. Istoty — pełnej zaskakujących paradoksów i jakże odległej od naszych codziennych, szeroko rozpowszechnionych przyzwyczajęń czy wręcz przesądów. Zakrzywiona, czterowymiarowa przestrzeń, masa rosnąca wraz z prędkością do nieskończoności, nierównomiernie płynący czas oraz odmiennie chodzące zegary w zależności od tego, jak każdy z nich porusza się w przestrzeni. Wszystko to są idee w powszechnym przekonaniu „trudne”, obrazoburcze, niepojęte — a tak naprawdę, to są one po prostu bardzo odległe od naszych codziennych, mocno zakorzenionych stereotypów. Odtąd przyjęło się nazywać je „klasycznymi”, a dostojne to określenie oznacza w praktyce, że są one po prostu w dobrze określonym sensie graniczne i dalekie od typowych — „trudnych”. Ale to właśnie tym „trudnym” ideom posłuszna jest otaczająca nas materia, od atomów do gwiazd, nawet więcej — ewolucję całego Wszechświata opisują poprawnie równania odkryte również przez Einsteina.

2. LOGIKA ROZWOJU FIZYKI

„Fizyka rozkwita dzięki swym kryzysom” — wyraził się kiedyś jeden z wybitnych współczesnych amerykańskich fizyków teoretycznych, Steven Weinberg. Tym bez wątpienia tak znacząco różni się ona od wszelkich innych dziedzin nauki — że już nie wspomnę o nienaukowych sferach działalności człowieka, na przykład religii, gospodarce czy polityce. Dla tych ostatnich wszelkie kryzysy mogą być zgubne; dla fizyki, wbrew pozorom — nie.

Dotkliwy kryzys dziewiętnastowiecznej fizyki nie był bynajmniej oczywisty dla większości ówczesnych uczonych. Einstein zastał tę naukę w okresie pełnym niewątpliwych sukcesów — jako imponujący gmach: wspólne dzieło Galileusza, Keplera, Newtona, Faradaya, Maxwella i wielu innych fizyków. Pozostało do uzgodnienia raptem kilka szczegółów, które swym stylem odbiegały od ogólnej harmonii owego gmachu. Co więcej, niektórzy uczeni, w swych pseudoproroczych zapędach, chcieli wręcz uznać fizykę za dziedzinę bliską definitywnego zamknięcia — podobnie jak bezpowrotnie skończyła się romantyczna epoka wielkich podróżników w geografii, epoka, która raz na zawsze usunęła białe plamy z map świata. W związku z tym powszechnym szacunkiem cieszył się zwłaszcza Izaak Newton, jako odkrywca rzekomo „prawdziwej natury” czasu, przestrzeni i grawitacji — odkrywca czegoś, co można odkryć tylko jeden, jedyny raz.

Wybitny uczyony niemiecki, Hermann von Helmholtz (1821–1894), jeden z najbardziej wszechstronnych umysłów XIX-go stulecia, był szczerze przekonany o końcu fizyki jako nauki. Miał to być koniec naturalny: skoro znamy już komplet podstawowych praw mechaniki i elektromagnetyzmu, to wszystko można sprowadzić do prostej gry zależnych od odległości sił pomiędzy atomami lub wirami eteru. Skończyłby się okres natchnionych artystów, którym dane było odkrywać prawa; nastąpiłaby era pracowitych rzemieślników korzystających już tylko z owych praw.

Zdarzenia, które nastąpiły już wkrótce po śmierci Helmholtza (odkrycie promieni Roentgena, radioaktywności oraz teorii względności) skierowały fizykę na zupełnie inne tory. W oczach potomnych dorobek Helmholtza zyskał opinię „produktu końcowego w rozwoju mechaniki klasycznej, posuniętego aż do granic możliwości tej teorii”¹. Określenie to, tak brutalnie prawdziwe, trudno jest uznać za komplement.

Pomimo tak przekonującej lekcji historii również i w naszych czasach trafiają się naśladowcy Helmholtza. Richard P. Feynman (1918–1988), jedna z najbardziej wpływowych i błyskotliwych postaci na polu fizyki XX stulecia, również dopuszczał możliwość końca fizyki, choć jednocześnie nie widział w tym powodu do niepokoju:

Mamy wielkie szczęście żyć w stuleciu, w którym wciąż jest możliwe dokonywanie odkryć [w dziedzinie fizyki teoretycznej]. Przypomina to odkrycie Ameryki: można to było uczynić tylko raz i już na zawsze. W naszym [tj. dwudziestym] stuleciu odkryto podstawowe prawa przyrody. To wspaśniały okres, pełen emocji i zachwytu, ale któregoś dnia się zakończy i nigdy już nie wróci. Oczywiście, przyszłe zainteresowania naukowe będą inne. Będą dotyczyć zjawisk na innym poziomie, np. w biologii; będą to badania innych planet itd. Tak czy inaczej będzie to coś odmiennego od tego, czym zajmujemy się dzisiaj².

Uważam za bardzo prawdopodobne, że — podobnie, jak to było w przypadku Helmholtza — analogiczny los spotka też powyższą wizję Feynmana, a historia rozwoju nauki po raz kolejny zakpi sobie z rozmaitych, pretendujących do proroczych, scenariuszy.

¹ *Hermann von Helmholtz*, [hasło w:] *Encyclopedia Britannica*, 1997.

² R.P. Feynman, *The Character of Physical Law*, Cox and Wyman LTD, London 1965.

Wspomniane powyżej „szczegóły”, które jedynie nieliczni mieli zdolność właściwie rozeznaczyć, okazały się przysłowiowymi wierzchołkami góry lodowej — początkiem nowych teorii, z których jedna (teoria względności) była samodzielnym osiągnięciem Einsteina, zaś w odkryciu drugiej (mechaniki kwantowej) miał on znaczący wkład. Pierwsza zburzyła dotychczasowe wyobrażenia o czasie, przestrzeni i grawitacji; druga dowiodła, że prawa rządzące światem niezmiernie małych obiektów, tj. atomów i ich składników, są radykalnie sprzeczne z naszymi naturalnymi, zdawałoby się, intuicjami. W obydwu przypadkach początkiem sukcesu było odnalezienie stosownego aparatu matematycznego, który trafnie opisywał dany fragment rzeczywistości.

Sytuacja, która doprowadziła do powstania tych teorii stanowiła właśnie ów zbawienny kryzys w sensie, w jakim rozumiał to Steven Weinberg. Są one obecnie dwiema głównymi kolumnami gmachu „nowej” fizyki, a każda z nich odznacza się swym własnym, dobrze określonym stylem. Problem w tym, że są to style radykalnie odmienne i nikt dzisiaj nie wie, jak je uzgodnić nie naruszając struktury tych teorii. Jest to ambitne wyzwanie dla przyszłego geniusza na miarę co najmniej Alberta Einsteina.

3. SPUŚCIZNA

Co trwałego pozostało po Einsteinie? — prócz legendarnej sławy, charakterystycznych fotografii, anegdot na temat jego ekstrawagancji w ubiorze czy niezliczonych aforyzmów na wszelkie tematy — filozoficzne, etyczne, religijne, polityczne i inne.

Oczywiście, jego nieśmiertelne idee, które na trwałe weszły do podręczników oraz ich szerokie zastosowania w fizyce, astrofizyce i kosmologii. Mamy świadomość, że jakikolwiek byłby przyszły rozwój fizyki, idee te przetrwają; co najwyżej staną się częścią nowej, ogólniejszej teorii. Wiemy na przykład z całą pewnością, że głęboka symetria, znana pod techniczną nazwą ogólnej kowa-

riancji, przenika wszystkie prawa fizyki — nawet te jeszcze nie odkryte.

Dzięki Einsteinowi mamy dziś większe niż kiedykolwiek przekonanie o „harmonijnej (tj. matematycznej) strukturze bytu”, przekonanie o „niezłomości Stwórcy”, który w stosunku do wytrwałych poszukiwaczy prawdy o świecie jest wprawdzie skrajnie wymagający, ale nigdy nie stawia ich (choć *w zasadzie* mógłby) w sytuacjach beznadziejnych.

W świadomości ambitniejszych teoretyków pozostało pragnienie odkrycia jednolitego, „zunifikowanego” opisu świata; pragnienie oparte bardziej na wierze, niż na racjonalnym programie. Trzeba podkreślić, że pionierski program, podjęty jeszcze przez niego samego, poszukiwań jednolitej teorii pola (przez co rozumiał unifikację grawitacji i elektrodynamiki) nie zakończył się powodzeniem, a jego jednolita teoria pola jest teraz głównie przedmiotem zainteresowań historyków nauki. Po śmierci Einsteina udało się w oparciu o pewną inną symetrię zunifikować elektrodynamikę z oddziaływaniami słabymi i, do pewnego stopnia, z oddziaływaniami silnymi, ale jego nowa teoria grawitacji jest, jak dotąd, odporna na takie zabiegi.

4. PRAWDA I HAGIOGRAFIA

O Einsteinie napisano wiele, zapewne zbyt wiele i, co gorsze, nie zawsze całą prawdę. Dziś już wiemy, że był to skutek dyskretnych — oraz zapewne dość bezwiednych — zabiegów jego samego, jak również całkiem świadomych, a przy tym czynionych w najlepszej wierze, posunięć wiernych wykonawców jego ostatej woli: osobistej sekretarki, Helen Dukas, oraz doradcy finansowego, doktora Ottona Nathana. Trudno się dziwić, że tak troskliwie strzegli oni pamięci swego mistrza i powiernika. Ale trudno się też dziwić, że bestsellerem wydawniczym stała się kilkana-

ście lat temu na Zachodzie książka³, która w drobiazgowy, a przy tym obiektywny i beznamiętny sposób ujawniła, że nie wszystko w pogmatwanym życiu tego autentycznego geniusza przebiegało tak, jak on sam chciał, aby sędzono, iż było, i jak konsekwentnie twierdzili wspomniani wykonawcy jego testamentu. Ich oficjalne, mocno ocenzone wersje składały się razem na obraz żyjącego w swym własnym świecie dobrotliwego człowieka, żarliwego pacyfisty, romantycznego żeglarza, autora sławnych aforyzmów, m.in. o Bogu, który jest wyrafinowany, choć nie złośliwy, i który nie grywa w kości... Do tego obowiązkowe anegdoty o typowym dla teoretyków roztargnieniu oraz o żywiołowej niechęci do wszelkich towarzyskich konwenansów, w tym do noszenia skarpetek. Często ubarwione, czasem nie do końca prawdziwe, lecz za to zrozumiałe przez przeciętne umysły i dobrze sprzedające się anegdoty.

Do utrwalenia takiego obrazu przyczynił się także, w najlepszej zapewne wierze, polski fizyk i długoletni współpracownik Einsteina, Leopold Infeld. W swych wspomnieniach pisał m.in. o „nieprawdopodobnej życzliwości w stosunku do każdego z jego otoczenia”. Trudno posądzać Infelda o złą wolę; niewątpliwie zaszczyt współpracy z geniuszem tej miary kazał mu bezwiednie przyrzeknąć oczy na to, czego nie wiedział, lub wiedzieć nie chciał.

Tymczasem z za tej hagiograficznej wizji, która trwała aż do śmierci Nathana i Dukas, z czasem wyłoniły się inne, mniej znane i nader prozaiczne szczegóły portretu Einsteina: ironiczny cynizm oraz apodyktyczność w kontaktach z ludźmi, zwłaszcza należącymi do najbliższej rodziny, dalej — dwa zupełnie nieudane małżeństwa, nieślubna córka Lieserl, której nie chciał nawet zobaczyć, i która znikła bez śladu (przedwcześnie zmarła? oddana do adopcji? żyła do niedawna w zapomnieniu?); wrażliwy młodszy syn, który separację rodziców przyplacił chorobą psychiczną, starszy syn żyjący z nieznośnym dla siebie piętnem posiadania genialnego

³R. Highfield, P. Carter, *Prywatne życie Alberta Einsteina*, Prószyński i Ska, 1995.

ojca, wśród ustawicznych, natrętnych pytań: „Czy pan jest może krewnym sławnego profesora Einsteina?”

Jeszcze więcej mało dotychczas znanych faktów i trafnych stwierdzeń zawiera inna obszerna książka pt. *Einstein in Berlin*⁴ dotycząca najbardziej płodnego w odkrycia okresu życia i pracy Einsteina: 1913–1933. Początek tego okresu to wizyta Zurychu dwu uznanych uczonych: Plancka i Nernsta, którzy skłaniają młodego geniusza do przeniesienia się do Berlina oferując warunki pracy, jakich dotychczas nie zaznał tam nikt, w każdym razie nikt tak młody. Okres ten kończy się emigracją Einsteina do USA na trzy tygodnie przed dojściem do władzy Hitlera.

Autor książki, pełen podziwu dla talentu i naukowych sukcesów swego bohatera, gdy pisze o jego stosunku do najbliższych, używa zwrotów mocnych: hipokryta oraz uczuciowy imbecyl.

Tu, oczywiście, rodzą się od razu kłopotliwe wątpliwości natury etycznej: do jakiego stopnia wolno szperać w intymnych detalach czyjegoś życiorysu, niszcząc przy tym bezpowrotnie tak pracowicie retuszowane i skądinąd wygodne dydaktycznie obrazy? Nawet wielcy święci miewali okresy mroczne i kłopotliwe dla wnikliwych biografów. Jedno jest przecież pewne: z imponującego dorobku naukowego Einsteina żyje dziś spora armia zawodowych naukowców — relatywistów, fizyków wysokich energii, astrofizyków, kosmologów. I to jest z pewnością ważniejsze niż kręte drogi ludzkich uczuć, które tak często — jakby to powiedzieli fizycy — doznają naglej, nieciągłej przemiany fazowej: od stanu gorącej namiętności do stanu skrajnie chłodnej niechęci. A na to żaden geniusz nie znalazł, jak dotąd, skutecznej recepty.

Poprzestańmy więc na takim kontrowersyjnym — a może po prostu banalnym? — stwierdzeniu, iż gdyby Einstein był mniej bezwzględny, a bardziej potulny, to pewnie nie unieszczęśliwiłby tyłu swych bliskich. Lecz pewnie też nigdy by tyle nie osiągnął.

Zamiast więc natrętnie szperać w czyimś życiu prywatnym, albo stawiać nie dowiedzione, choć atrakcyjne hipotezy o tym, że

⁴Th. Levenson, Bantam Books 2003.

cierpiał on na jakąś łagodną (i rzekomo odpowiedzialną za jego geniusz) formę schizofrenii, sięgnijmy do podręczników. Albo lepiej: do prac oryginalnych, aby w pewnym chociaż stopniu doświadczyć nastroju tych zmagañ, które towarzyszyły Einsteinowi na długiej, mozolnej i całkowicie samotnej drodze do odkrycia kowariantnych równañ pola grawitacyjnego. Spróbujmy przez moment wyobrazić sobie, co on sam czuł w owym pamiętnym listopadzie burzliwego politycznie roku 1915, kiedy to sam „Wszechświat przemówił do niego”, gdy po kilku ślepych zaułkach natrafił wreszcie na tę zniewalająco jednoznaczną postać tensorowych równañ nowej teorii grawitacji.

5. POTRZEBA ZROZUMIENIA

Jak wspomniałem, główna spuścizna po Einsteinie to jego koncepcje z ogólną teorią względności na czele. Ale pozostawił on jeszcze coś bardziej subtelnego — pewne niepisane reguły postępowania w fizyce teoretycznej. Te pierwsze, choć budziły powszechny respekt, rozumiano z trudem, często opacznie; te drugie na ogół ignorowano. Oczywiście, wspomniane reguły nie stanowią natychmiastowych recept, które można by natychmiast wcielać w życie. Są to ogólne zalecenia. By odnieść z nich jakiś pożytek, potrzeba swoistego teoretycznego „słuchu absolutnego”.

Niemal dokładnie na trzy miesiące przed swą śmiercią, 17 stycznia 1955 r., bliski współpracownik Einsteina, polski fizyk Leopold Infeld otrzymał od niego list ze znamieną prośbą:

Niestety (a może raczej — na szczęście) nie czuję się na tyle dobrze, by uczestniczyć w takim oficjalnym zgromadzeniu. Myślę, że byłoby bardzo wskazane, gdyby Pan w swoim wykładzie wyjaśnił, że istotą teorii jest ogólna zasada kowariancji. Większość bowiem współczesnych fizyków jeszcze tego nie zrozumiała⁵.

⁵L. Infeld, *Why I left Canada*, s. 152.

Paradoksalnie, okazuje się, że pół wieku później sytuacja jest niewiele lepsza. Pomijam tu nawet jawnie patologiczne — choć pewnie zgodne z duchem czasu i przez wielu uważane za jedynie słuszne — metody uprawiania nauki, polegające na kolekcjonowaniu publikacji i punktów, w złudnej nadziei, że przysłowiowa ilość przejdzie w końcu w jakość. Tymczasem wspomiana przez Einsteina „harmonijna struktura bytu”, to nie pusty, poetycki zwrot. To realna własność świata, którą przy jego badaniu należy świadomie wykorzystywać. Tymczasem większość „oddaje się z zapalem badaniu ‘faktów’ i konstruowaniu modeli w sposób, które Einstein uważa za nacechowany awanturniczą dowolnością”⁶.

SUMMARY

PHENOMENON OF ALBERT EINSTEIN. CENTENARY REFLEXIONS

A sketchy portrait of the genius who has changed physics. What can we learn from his work and life?

⁶A. Staruszkiewicz, *Wstęp do: A. Einstein, Zapiski autobiograficzne*, Wydawnictwo ZNAK, 1996.

Robert Janusz
WSF–P „Ignatianum”
Kraków

CZY SIŁA GRAWITACJI DZIAŁA NA ODLEGŁOŚĆ?

Jak wiadomo, Izaak Newton (1642–1727), jeden z największych fizyków w dziejach, jest twórcą mechaniki klasycznej. W ramach tej teorii udało mu się opisać prawo powszechnego ciężenia i rozwiązać niektóre problemy stawiane od stuleci przez obserwatorów nieboskłonu. Newton mógł tego dokonać, posługując się sformułowanym przez siebie rachunkiem różniczkowo–całkowym. Dzieła Newtona, z teorią grawitacji na czele, rozpoczęły tym samym nową epokę w rozwoju fizyki, gdyż właśnie on, jako pierwszy, konsekwentnie określił zasady dynamiki i zastosował nową metodę badania świata, tworząc matematyczne przyrodoznawstwo¹.

W ogólnej kulturze społecznej, która mimo wszystko cechuje się pewnym rozwojem, zagadnienie siły grawitacji „po Newtonie” wydawać się może trywialnie proste. Jako dzieci uczymy się w szkole, że Słońce (tam) przyciąga Ziemię (tu), Ziemia przyciąga Księżyc, ludzi i jabłka, i wydaje się, że nie może być inaczej jak tylko, że siła grawitacji działa „na odległość”. Zatem, z perspektywy newtonowskiej, odpowiedź na tytułowe pytanie wyglądałaby raczej na trywialną, gdyż już dawno temu nasi przodkowie uznali, że grawitacja przenosi się przez pustą przestrzeń, a planety nie potrzebują specjalnych „sfer”, po których mogłyby się toczyć, ani

¹Pomijamy tu doniosłość badań poprzedników Newtona, którzy — choć dokonali wielu fundamentalnych odkryć — jednak nie stworzyli mechaniki.

„lin”, które by je w ruchu krzywoliniowym utrzymywały. Jednakże, wbrew tej prostocie, w tytule naszego artykułu zawartych jest kilka ważnych pytań, na które będziemy się starać odpowiedzieć: co to znaczy, że grawitacja działa?, co znaczy, że działa na odległość? i czy w ogóle grawitacja jest siłą? Zanim zaczniemy odpowiadać na pytania dotyczące powszechnego ciężenia, skupimy uwagę na pojęciu siły, wprowadzonym do fizyki przez Newtona. Następnie spróbujemy — w ramach jego teorii — sprawdzić, czy rzeczywiście grawitacja nie przejawia, jako siła, jakichś trudności. W końcu zobaczymy, co nowego wprowadził do teorii grawitacji A. Einstein.

1. POJĘCIE SIŁY W MECHANICE KLASYCZNEJ

Mechanika klasyczna Newtona jest teorią ruchu punktów materialnych. Zagadnienie ruchu stanowiło od zarania dziejów jeden z głównych problemów, także filozoficznych. Do czasów Newtona zrozumienie ruchu (zmiany) związane było z potocznymi intuicjami lub pojęciami jakościowymi. Choć już przed Newtonem wyrażano odległości przestrzenne i przedziały czasowe w formie liczbowej, to jednak nie umiano trafnie określić, czym jest zmiana położenia w czasie. Dopiero dzięki matematycznemu pojęciu pochodnej funkcji można było wypracować pojęcie zmiany w taki sposób, że wyjaśniło ono dotychczasowe nieścisłości oraz zapoczątkowało samodzielny rozwój zmatematyzowanego pojęcia ruchu. Pochodna opisuje bowiem, co dzieje się lokalnie, w małym otoczeniu poruszającego się punktu — jest styczną do jego toru. Właśnie poprzez pochodną funkcji Newton opisał prędkość (jako zmianę położenia: $v = s'$)² i przyspieszenie (jako zmianę prędkości: $a = v' = s''$) punktowego ciała, którego jedyną wewnętrzną charakterystyką fizyczną — wymaganą przez teorię — była masa.

²Pochodną względem czasu, na potrzeby naszego artykułu, oznaczamy przymkiem ('), pochodną pochodnej — ''. Pomijamy tu techniczny problem, że położenie, prędkość itd. są wielkościami wektorowymi.

W ten sposób Newton rozpoczął budowę swojej dynamiki, która wyjaśniła ruchy ciał poruszających się pod wpływem działania na nie różnych sił. Jeśli tylko będzie nam znana matematyczna formuła na działającą siłę, to — dzięki zasadom dynamiki — będzie można obliczyć tor ruchu (położenie w czasie) interesującego nas punktu materialnego. Jednak pojęcie siły, jakie występuje w teorii Newtona, ma swoje specyficzne, niespotykane dotychczas, znaczenie.

Newton przejął od Galileusza (1564–1642) zasadę bezwładności, która mówi, co dzieje się z ciałem fizycznym, gdy nie działa na nie żadna siła: ciało takie pozostaje w spoczynku lub porusza się jednostajnie prostoliniowo w układzie inercyjnym³. Trzeba było następnie odkryć, co dzieje się w tym układzie z takim ciałem fizycznym, gdy działa na nie jakaś siła⁴. Właśnie druga zasada, odkryta przez Newtona, odpowiada na to pytanie, tłumacząc jednocześnie zasadę bezwładności Galileusza (gdy $F = 0$). W myśl drugiego prawa Newtona, siła działająca na ciało powoduje zmianę jego pędu: $F = p'$, gdzie pęd jest określony jako iloczyn masy i prędkości: $p = mv$. W ten sposób, po dodaniu trzeciej zasady: *akcja = -reakcja*, ogólne zasady dynamiki zostały sformułowane tak, że znając działającą siłę, można rozwiązać układ równań różniczkowych (są to równania zawierające pochodne) opisujący ruch.

Zauważmy, że zasady mechaniki obowiązują jedynie w układach inercyjnych, określonych przez niedziałanie nań żadnej siły; aby wskazać układ inercjalny, musimy wiedzieć, co to jest siła — gdy chcemy ją zmierzyć, potrzebujemy układu inercjalnego. Widzimy zatem, że kłopoty z koncepcją siły, będące jednocześnie kłopotami z koncepcją inercjalnego układu odniesienia (i na od-

³W gruncie rzeczy, zasada ta *definiuje* układy inercjalne: są to układy odniesienia, na które nie działa żadna siła. Dzięki określeniu praw ruchu w układach inercjalnych można opisać ruch w układzie, na który działa jakaś znana siła.

⁴Por. R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, *Feynmana wykłady z fizyki*, t. I, cz. 1, rozdz. 7, 9.

wrót), będą dotyczyć samych fundamentów mechaniki Newtona. Ponadto, wszystkie pojęcia, zdefiniowane przez Newtona, mają charakter matematyczny, ale tylko przemieszczenia i odstępy czasowe oraz masa są wielkościami bezpośrednio mierzonymi. Czy zatem nasza siła grawitacji jest tylko symbolem matematycznym, czystym pojęciem teoretycznym, czy może jest także jakoś „gdzieś osobno” mierzalna? Czy równanie na drugą zasadę, które ma postać: $(mv)' = F$, czyli (pochodna iloczynu wielkości obserwowalnych) = (formuła matematyczna), mogłoby opisywać równość między „fizyką” a „matematyczną” definicją? Przyjrzyjmy się zatem bliżej Newtonowskiej sile.

2. SIŁA GRAWITACJI W DYNAMICE NEWTONA

Newton odkrył prawo powszechnego ciężenia i sformułował je matematycznie: $g = GmM/r^2$. Odległość pomiędzy punktowymi masami m oraz M oznaczona jest przez r , a G stanowi stałą grawitacyjną. Dzięki tej formule, po wstawieniu siły grawitacji g do drugiej zasady, można rozwiązać zagadnienie ruchu planet, i właśnie tego dokonał Newton.

Rozważmy teraz słuszność punktowej idealizacji przyciągających się mas. Biorąc pod uwagę niewielkie rozmiary planet, w stosunku do odległości od Słońca, można uważać planety jako „punkty” materialne, ale także — dzięki tej samej formule na g — można obliczyć, że ciało jednorodne kuliste zachowuje się tak, pod względem grawitacyjnych oddziaływań, jakby jego masa była skupiona w środku kuli. Zatem daje to jeszcze lepsze przybliżenie punktowych mas oddalonych od siebie o odległość r . Zapytajmy następnie: Jakie jest to, „zdefiniowane” przez Newtona, oddziaływanie — szczególnie jeśli chodzi o promień r ? Matematyczna formuła zdaje się sugerować odpowiedź: jest to oddziaływanie „na odległość”, które przenosi się przez pustą przestrzeń i dotyczy dowolnych, punktowych mas — jednej „tu”, drugiej „tam”. Jednak obecność mas w równaniu na g sugerowałaby, że nie jest

ono jednak „definicją”, ale wywodzi się z doświadczenia, natomiast trudno to powiedzieć o wykładniku kwadratowym, który mógłby się różnić od „2” o jakąś niewielką wartość i jedynie kwestią matematycznej definicji został przyjęty jako „2”. Powstaje tu dodatkowo jeszcze jeden problem związany ze „wstawieniem” siły grawitacji do równań ruchu: wydaje się to początkowo dość błahe, ale czy masa grawitacyjna m w równaniu na siłę grawitacji g jest tą samą masą m , która występuje w drugiej zasadzie po stronie wielkości obserwowalnych? Jeśli przyjmiemy za Newtonem, że masa grawitacyjna jest proporcjonalna do bezwładnej, to jedyną „wolną” wielkością mierzalną w równaniu na siłę grawitacji pozostanie odległość (pomijając G , która „jest stała” i zależy od jednostek). Cóż to jednak za siła, którą mierzyłaby jedynie geometryczna odległość przestrzenna? Może w innej przestrzeni nie dałoby się jej w ogóle mierzyć?

Kłopoty z siłą w dynamice Newtona, która uchodzi za doskonałą matematycznie teorię, rozpoczynają się dość nieoczekiwanie, gdy pytamy o „fizykę” tej siły. Czy możemy jakoś poznać analityczną postać fizycznych sił; w jaki sposób można poznać „dokładną” postać siły grawitacji? Jak zauważa Feynman [s. 184–186], zachowanie się ciał nie zależy przecież od matematycznej definicji: „Prawdziwą treścią praw Newtona jest to, że siła, poza tym że spełnia zależność $F = ma$, ma jeszcze inne *niezależne cechy*, których jednak nie opisał ani Newton, ani nikt inny i dlatego prawo fizyczne $F = ma$ nie jest pełne”. Druga zasada wyznacza jedynie pewien „dobry program badania przyrody”, który sugeruje, że badając iloczyn masy i przyspieszenia, otrzymamy proste formuły matematyczne, które można nazwać „siłą”. Kolejną złożoną kwestią jest źródło pochodzenia sił. Również to, że siły są związane z punktem materialnym — czy też to, że działają na odległość — nie jest przecież kwestią matematycznej definicji. Dzisiaj wiadomo, że określenie $F = ma$ nie jest ścisłe, a trzecia zasada nie jest absolutna. „Jeśli upieracie się, by dać wam ścisłą definicję siły, pragniecie rzeczy niemożliwej, której nigdy

nie otrzymacie”, zauważa Feynman. Problem zaczyna się już np. z określeniem samego przedmiotu oddziaływania, jego masy (np. czy krzesło z kurzem, to jeszcze krzesło, czy już inny przedmiot). Idealizacje i przybliżenia opisu przyrody wchodzą zatem także w pojęcie „siły działającej na ciało”. Tak więc, zdaniem Feynmana, nie można uważać równania $F = ma$ za definicję, która czyniłaby z mechaniki — teorię matematyczną, gdyż „nie można stworzyć matematyki realnego świata [...] musimy sprawdzić, czy nasze aksjomaty pasują do rzeczywistych obiektów w przyrodzie”. Fizyka musi mierzyć.

Spróbujmy się zastanowić, co Feynman ma na myśli, mówiąc o tym, że „nie można stworzyć matematyki realnego świata”? Wydaje się, że Feynmanowi chodzi o to, że konkretna siła F może zależeć od wielu empirycznych czynników, np. charakteryzujących materię. Jednak, czy rzeczywiście fizyka zdaje sprawę z *wszystkich* matematycznych „aksjomatów” przez ich konfrontację z doświadczeniem, przez które matematyka zakotwiczałaby swe odniesienie do rzeczywistości? Ostre wymaganie oznaczałoby, że wszystkie siły, aby je uznać za „rzeczywiste”, powinny być obserwowalne i mierzone. Jednak siła grawitacji Newtona może o sobie dawać znać jedynie przez pomiary mas i pomiary przestrzenne — podkreślamy to wyraźnie — w układzie inercyjnym. Trzeba zatem „mieć” ten układ inercjalny, układ na który nie działa żadna siła. Czy fizyka Newtona potrafi wskazać taki układ, czy potrafi powiedzieć, kiedy na ciało nie działa żadna siła? Musimy przyznać, że idea układu inercyjnego jest matematyczną definicją przemyloną niepostrzeżenie do teorii. Próbą rozwiązania kłopotów z układem inercyjnym było w mechanice klasycznej wprowadzenie tzw. „sił pozornych”, którym poświęcimy teraz nieco uwagi.

3. SIŁY POZORNE

Galileusz zauważył, że w każdym układzie poruszającym się ze stałą prędkością (układ inercjalny), zjawiska fizyczne wyglądają

w ten sam sposób⁵. Oznacza to, że pojęcie „spoczynku” nie ma fizycznego znaczenia, nie ma więc spoczynku absolutnego. Zatem, jak zauważa Penrose, nie ma również znaczenia pojęcie „punktu w różnych chwilach”. Nie można bowiem ustalić „który punkt fizycznej, trójwymiarowej przestrzeni Euklidesa w jednej chwili jest tym ‘samym’ punktem przestrzeni w innej chwili? [...] Wydaje się, że dla każdej chwili musimy mówić o zupełnie *nowej* przestrzeni euklidesowej!” [s. 190]. Ruch w takim układzie polega na przechodzeniu punktu materialnego, w kolejnych chwilach, od jednej do następnej przestrzeni euklidesowej położeń, a te ze sobą żadnego związku nie mają: nie ma sensu utożsamiać ich punktów ze sobą.

Położenia w różnych chwilach nie są więc mierzone w „jednym naczyniu” przestrzennym. Patrząc zatem z Feynmanem na mierzalną przestrzeń, i konfrontując ją z poglądami Penrose’a, musimy uznać, że pomiar położeń ciała w różnych chwilach dokonuje się w różnych przestrzeniach euklidesowych. Chcąc uzasadnić siłę pomiarami (jak tego chce Feynman), mamy poważny kłopot z samym mierzeniem: nie dysponujemy *jedną* uniwersalną przestrzenią położeń dla dowolnych chwil czasowych. Wynika stąd, że oddziaływanie „na odległość” jest uwikłane w pewien paradoks. Odległość r ma bowiem sens „w tej samej chwili”, ale nikt takich pomiarów nie umie wykonać jednocześnie w dwóch punktach. Zaś dla samej siły, działającej „na odległość” r w tej samej chwili czasu, oznacza to nieskończenie szybkie, niefizyczne (niemierzalne) oddziaływanie. Tak więc względność ruchów jednostajnych w mechanice Newtona — sama w sobie — kwestionuje fizyczne (skończone) oddziaływanie na odległość. Inny kłopot z „oddziaływaniem na odległość” polega na tym, że dla punktów materialnych, które zbliżyć się mogą do siebie dowolnie blisko, postać siły grawitacji może osiągnąć dowolną wielkość, co — oczywiście — nie jest rozwiązaniem fizycznym.

⁵Por. R. Penrose, *Nowy umysł cesarza. O komputerach, umyśle i prawach fizyki*, PWN, Warszawa 1996, s. 189n.

Powróćmy teraz do wspomnianego wyżej założenia, że drugie prawo dynamiki obowiązuje w układzie inercyjnym. Jeśli układ nie jest inercjalny, lecz porusza się z przyspieszeniem względem jakiegoś układu inercyjnego, to w układzie nieinercyjnym możemy zaobserwować „siłę pozorną”, czyli taką siłę, która pochodzi z ruchu przyspieszonego samego układu; np. w wirującym układzie pojawia się siła odśrodkowa. Siły pozorne są zatem zawsze proporcjonalne do masy, bo związane są z wyborem układu ruchomego, bardziej złożonego niż prostoliniowy ruch jednostajny w układzie inercyjnym. Ale siła grawitacji g też jest proporcjonalna do masy ciała. Czyżby zatem grawitacja była siłą pozorną, ale w jakim szczególnym układzie odniesienia? Czy pozwala to na usunięcie kłopotów z układem odniesienia? Otóż nie, gdyż siła pozorna *implicite* zakłada jednak pewien układ inercjalny.

Jak podkreśla Infeld⁶, fizyka Newtona ma swój słaby punkt już w punkcie wyjścia: „znamy prawa, ale nie znamy układu, do którego się one odnoszą”, nie potrafimy powiedzieć, „że 'ten albo tamten układ jest układem inercyjnym'. Wiemy, jedynie teoretycznie, co to jest układ inercjalny” [s. 74]. Nie wiemy nic o istnieniu takiego układu, choć umiemy go określić, bo obowiązuje w nim mechanika Newtona. Czasem dobrym jego przybliżeniem jest Ziemia, a czasem coś innego — zależnie od dokładności doświadczenia. Zatem mierzenie sił newtonowskich — czy w układzie inercyjnym, czy nie — ma poważny kłopot: „program badawczy” Feynmana natrafia na zasadniczą trudność, bo nie ma układu, w którym można by mierzyć siły. Jak zatem wybrnąć z tej niezręcznej sytuacji? O czym zapomnieli uczniowie Newtona?

Już Galileusz zauważył, że gdy zmniejszymy opory w swobodnym spadku ciał, to wszystkie ciała spadają w ten sam sposób — ze stałym przyspieszeniem, niezależnie od ich masy; nie można więc zmierzyć ich grawitacyjnego ciężaru. Skoro zatem dowolne masy spadają jednakowo oraz nie ma sensu mówić o odle-

⁶L. Infeld, *Albert Einstein*, PWN, Warszawa 1984.

głościach między ciałami w różnych chwilach⁷ (z tej racji, że są w różnych przestrzeniach euklidesowych położań) i mamy kłopot z układem inercyjnym, to czy nie pozostaje nam uznać, że siła jest jednak pewną „definicją” matematyczną? A jeśli tak, to może w ogóle dałoby się ją wyeliminować przez odpowiednie „przedefiniowanie” ruchu, przestrzeni i czasu? Jednak, gdy zgodzimy się na takie postępowanie z konieczności — jak na to zwraca uwagę Feynman — wchodzimy na drogę hipotezy matematycznej, której aksjomaty będzie musiało potwierdzić doświadczenie. Właśnie taką drogę wybrał A. Einstein: całkowite wyeliminowanie siły grawitacji za cenę przebudowy czasoprzestrzeni.

4. *TEORIA POLA GRAWITACYJNEGO EINSTEINA*

Albert Einstein (1879–1955) potraktował bardzo poważnie podobieństwo między siłą pozorną, związaną z newtonowskim ruchem nieinercyjnym, a siłą grawitacji. Przyjął, że skoro obie te siły są lokalnie nieodróżnialne, to można je traktować w ten sam sposób. To przypuszczenie zaowocowało przebudową całej geometrii świata i naszych poglądów na grawitację. Okazało się, że grawitacja to nic innego jak geometria naszego świata. Przyjrzyjmy się zatem rewolucji, którą zapoczątkował Einstein.

Einstein uchwycił związek między intuicją Galileusza, dotyczącą jednakowego spadku wszystkich ciał, a modyfikacją geometrii. Przyjął, że swobodny spadek już jest ruchem „po prostej”, ale niekoniecznie w euklidesowej czasoprzestrzeni. Żaden newtonowski eksperyment nie sugerował takiej relacji, dlatego podejście Einsteina wywołało niemałe zdziwienie: „Jak to możliwe, że opierając się na takiej idei, radykalnie różnej od schematu Newtona, zgodnie z którym cząstki przyspieszają pod wpływem sił grawitacyjnych, można nie tylko odtworzyć, ale nawet poprawić niezwykle dokładne przewidywania tej teorii? Co więcej, czy rzeczywiście

⁷Siedząc przy tym samym stole w poniedziałek i we wtorek nie mierzymy we wtorek naszej odległości do „stołu w poniedziałek”.

stare odkrycie Galileusza zawiera coś, co *nie* zostało uwzględnione w teorii Newtona?” [Penrose, s. 230] Einstein długo medytował nad intuicją Galileusza, wyrażoną później w prawie ciężenia Newtona, że masa bezwładna i masa grawitacyjna są sobie równe (albo proporcjonalne). „Właśnie ten fakt zapewnia, że przyspieszenie ciał pod działaniem sił grawitacji *nie zależy* od ich masy” — komentuje Penrose⁸. Zauważmy, że — wbrew „programowi badawczemu” Feynmana — Einstein najpierw stawia nową, śmiałą, matematyczną hipotezę, a nie mierzy przyspieszenia i masy, by potem „zmatematyzować” iloczyn wyników obserwacji.

Jeśli zatem wszystkie ciała, pod wpływem grawitacji, spadają jednakowo, to dla ciał, znajdujących się np. w spadającej swobodnie (bez oporów) windzie, nie będzie można zmierzyć empirycznie żadnych względem niej przyspieszeń, spowodowanych grawitacją. Można zatem lokalnie (patrząc na windę) uważać, że nie działa na nią żadna siła grawitacji a jedynie winda jakoś przyspiesza (po newtonowsku — staje się układem nieinercyjnym). Oznacza to, że przyspieszenie grawitacyjne jest lokalnie⁹ nieodróżnialne od przyspieszenia związanego z układem odniesienia. Einstein nazywał ten fenomen *zasadą równoważności*.

Czy pozbyliśmy się jednak kłopotów, jakie mechanika klasyczna ma z układem inercyjnym? Jak zauważa Infeld [s. 74], spadająca pod wpływem grawitacji winda — to właściwy model *układu niemal inercyjnego*. W takiej windzie (w której nie ma innych sił) wszystkie ciała spadające wraz z nią albo spoczywają względem niej, albo poruszają się ruchem jednostajnym prostoliniowym, jak tego chce pierwsza zasada dynamiki Newtona, która jednak dotyczy układu wolego od działania nań jakiegokolwiek siły. Infeld podkreśla, że nawet proste rozważania pokazują, iż zapomniane przez mechanikę klasyczną fakt jednakowego spadku ciał

⁸Inne siły (np. elektrostatyczne) nie mają tej własności, gdyż zależą od innych niż masa cech ciał (ładunków).

⁹Nielokalnie można odróżnić siłę pozorną od siły grawitacji, na skutek jej przestrzennej niejednorodności.

„należycie zrozumiany — staje się faktem podstawowym, gdy prowadzi do ogólnej teorii względności” [s. 76].

Dla filozofów, sympatyzujących z potocznym obrazem świata, ciała spoczywają w swoim naturalnym miejscu. Galileusz odkrył, że spoczynku nie można odróżnić od ruchu jednostajnego. Newton wprowadził nas w „tajemnicę” siły grawitacji: wystarczy upuścić kamień, obserwować jak spada, słyszeć jak uderza o ziemię, choć nikt nie wie, dlaczego. Tymczasem Einstein przekonał nas, że normalną rzeczą jest spadać a obiekty spoczywające zachowują się nienaturalnie. „Swobodny spadek jest synonimem braku ciężaru: brakiem jakiegokolwiek siły zmuszającej obiekt do zmiany jego normalnego toru”¹⁰.

Dla Einsteina ważne było jedynie to, co dzieje się lokalnie — w granicach małej windy: ona już jest właściwym układem odniesienia, już porusza się „jednostajnie prostoliniowo”, także wtedy, gdy „działa” na nią grawitacja lub jakieś inne kinematyczne przyspieszenie. Te „detale” Einstein usunął przez zamianę geometrii w otoczeniu windy. Jak niegdyś Newton utożsamiał pochodną z lokalną zmianą toru, tak teraz Einstein utożsamiał pojawienie się przyspieszeń czy grawitacji z lokalną zmianą geometrii w układzie. Ogólna teoria względności dotyczy zatem dowolnego układu — nie potrzeba rozróżniać układów inercjalnych i przyspieszonych, nie potrzeba rozważać sił pozornych. Logika teorii znacznie się upraszcza i znika widmo układów inercjalnych. Te układy, które przyspieszają czy podlegają grawitacji mają zakrzywioną wewnętrzną geometrię.

Einstein wspomina, że już w 1908 roku ogarnął jakoś ideę, że w małym otoczeniu spadające ciała zachowują się tak, jakby grawitacja nie działała. Następne zaś 7 lat — to było uwalnianie się od nawyku, że współrzędne muszą mieć bezpośrednie, metryczne znaczenie [zob. Misner, s. 5]. Newtonowskie oddziaływanie na odległość jest czymś zupełnie obcym koncepcji Einsteinowskiego od-

¹⁰Ch.W. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler, *Gravitation*, W.H. Freeman and Company, New York 1973, s. 13.

działywania lokalnego. Dla Newtona: Słońce „tam” przyciąga Ziemię „tu”; dla Einsteina — lokalna geometria określa ruch. „Nie próbuj opisywać ruchu względem odległych obiektów. *Fizyka jest prosta, gdy analizuje się ją lokalnie*” — uważa Misner — należy uznać, że winda i jej zawartość przemierza czasoprzestrzeń wolną od wszystkich sił, „uznaj, że ruch przez ten region już jest linią prostą” [s. 4–5].

Jeśli zatem popatrzeć na to, co zrobił Einstein, to widać, że z „programu badawczego” Newtona w układach inercjalnych świadomie przeszedł on do fizyki matematycznej czasoprzestrzeni. Jak można wyczytać u Misnera, „nic bardziej nie stresuje, jak problem prostego pomiaru w zakrzywionej czasoprzestrzeni” [s. 5]. Czy rzeczywiście teoria Einsteina przeniesie kłopoty teoretyczne fizyki Newtona na swoją empiryczną stronę? Zanim przejdziemy do odpowiedzi na to pytanie, musimy podkreślić ważną rzecz dotyczącą ogólnej teorii względności: Einstein połączył w niej czasoprzestrzeń swej szczególnej teorii względności z nowym podejściem do grawitacji i przyspieszeń; nie było to tylko przeformułowanie czy poprawienie teorii Newtona. Zaś szczególna teoria względności nie jest zgodna z dynamiką Newtona, gdyż opisuje geometrię pola elektromagnetycznego. Trzeba zatem przedstawić główne idee dotyczące teorii tego pola.

Siły elektryczne i magnetyczne były znane już od starożytności, choć zbadane zostały dokładniej dopiero przez W. Gilberta i B. Franklina. Również one są „po newtonowsku” odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości, ale zależą nie od mas, lecz od ładunku elektrycznego i momentu magnetycznego. Przeciw newtonowskiemu traktowaniu zjawisk elektromagnetycznych wystąpił Michael Faraday (1791–1867), proponując do ich opisu *pole fizyczne*, które nie jest tylko (znanym już wcześniej) matematycznym sposobem opisu sił, ale właśnie — osobną *wielkością fizyczną* istniejącą realnie, czymś co — dla Feynmana — nie podlega definicji. Co więcej, Faraday odkrył, że pola te mogą istnieć w przestrzeni bez źródła, bez materialnego nośnika i że światło może

być elektromagnetyczną falą [zob. Penrose, s. 211n]. Penrose komentuje, że „taki pogląd był sprzeczny z [...] 'newtonowską mądrością', zgodnie z którą pola to pozbawione wszelkiej realności, czysto matematyczne wielkości, pomocne w opisie 'prawdziwego' newtonowskiego świata, składającego się z cząstek oddziałujących na odległość” [s. 212]. Kierowany świetną intuicją, J.C. Maxwell (1831–1879) zaproponował nową teorię, w której wprowadził drobną zmianę do dotychczasowych równań — nie na podstawie eksperymentów (z którymi teoria pozostawała w zgodzie), ale na skutek estetycznych przesłanek teoretycznych, tak fizycznych, jak i matematycznych. Obliczenia Maxwella potwierdziły, że fale, opisywane nowymi równaniami, rozchodzą się z prędkością światła i wykazują typową dla optyki interferencję i polaryzację. Kolejne przewidywanie teorii — fale generowane przez prąd elektryczny — doświadczalnie wykrył H. Hertz w 1888 r., potwierdzając tym samym hipotezę pól fizycznych Faradaya i teorię Maxwella, w której punktowe cząstki zastąpione zostały gęstością prądu elektrycznego i gęstością ładunku elektrycznego, z wykluczeniem „ładunków magnetycznych”. Jak podkreśla Penrose, równania Maxwella dotyczą pól a nie cząstek, zatem „do opisu stanu układu potrzeba *nieskończonej* liczby parametrów (wektory pól w każdym punkcie przestrzeni)” [s. 214]. Znaleźliśmy się zatem w sytuacji, którą — z punktu widzenia sprawdzianu równań — Feynman musiałby określić jako beznadziejną¹¹.

Przy studiowaniu teorii pola elektromagnetycznego Maxwella okazało się jednak, że jest ona niezgodna z obowiązującą w fizyce newtonowskiej zasadą względności Galileusza. Problem ten rozwiązał Einstein w 1905 r. w swojej szczególnej teorii względności, zachowując względność ruchu kosztem zmiany teorii Newtona.

¹¹Przestrzeń fazowa elektrodynamiki jest nieskończenie wiele wymiarowa. Sytuację pogarsza dodatkowo fakt, że równania Maxwella określają pola generowane przez już *znane* prądy. Dla cząstek naładowanych dopiero w 1895 r. H.A. Lorentz podał równanie ruchu pozwalające obliczyć w sposób zupełny tak zmiany pól, jak i ruch cząstek. Układ ten stwarza jednak pewne istotne problemy, o których tutaj jedynie wspominamy [por. Penrose, s. 215n].

Dokonało się to dzięki zrozumieniu, że prędkość światła jest maksymalną prędkością przenoszenia oddziaływań w próżni. Skoro istnieje jednak prędkość graniczna, to poglądy na czas i przestrzeń muszą ulec zmianie. H. Minkowski (1864–1909) opracował matematycznie wyniki Einsteina, wprowadzając pojęcie czterowymiarowej czasoprzestrzeni, w której czas i przestrzeń nie są czymś odrębnym, ale stanowią jedną, spójną wielkość [zob. Penrose, s. 218n]. Ta komplikacja naszkwicowanego przez Newtona obrazu świata¹² pozwoliła uprościć go logicznie i uwolnić od paradoksów oddziaływań nieskończenie szybkich na odległość.

W swojej ogólnej teorii względności Einstein wykorzystał lokalny układ spadającej windy i geometrię szczególnej teorii względności. Szokująca początkowo idea zakrzywienia czasoprzestrzeni pozwoliła jednakowo traktować dowolny układ — i ten, który porusza się jednostajnie prostoliniowo, i ten, który przyspiesza — gdyż grawitacja i przyspieszenia to nic innego jak zakrzywienie płaskiej czasoprzestrzeni szczególnej teorii względności. W układzie „prawie inercyjnym” — w spadającej windzie — światło biegnie w poprzek niej po linii prostej — zaś z zewnątrz, w windzie w polu grawitacyjnym, ruch jest przyspieszony, zatem wygląda na to, że Ziemia przyciąga i windę i światło. Jeśli zaś torem światła już „jest” linia prosta, oznacza to, że czasoprzestrzeń się zakrzywia pod wpływem grawitacji [por. Infeld, s. 17n].

Przejdźmy teraz do fizyki, do eksperymentów, dokonując przy tym pewnych uwag metodologicznych. Mimo, że — jako teoria pola — ogólna teoria względności czyni o wiele śmielsze założenia teoretyczne niż teoria Newtona, i nikt nie potrafi — jak chciałby Feynman — sprawdzać empirycznie wszystkich jej aksjomatów, to właśnie ona, a nie teoria Newtona, lepiej tłumaczy zjawiska fizyczne, wobec których grawitacja Newtona pozostaje bezradna

¹²Zmieniając proste transformacje Galileusza — odnoszące się do położenia „w danej chwili” w przestrzeni euklidesowej o sygnaturze tensora metrycznego: $(1, 1, 1)$ — na transformacje Lorentza, przechodzimy do czterowymiarowej czasoprzestrzeni, opisującej zdarzenia czasoprzestrzenne w nieeuklidesowej, płaskiej geometrii o sygnaturze $(-1, 1, 1, 1)$.

(zegary w polu grawitacyjnym chodzą wolniej; światło ugina się w pobliżu gwiazd, zwalniając swój bieg; orbity różnią się od newtonowskich, co widać w anomalii ruchu Merkurego, znanej już od 1859 r.). Oczywiście, ogólna teoria względności „przechodzi” w teorię Newtona dla małych prędkości i słabych pól grawitacyjnych i — jak zauważa Penrose — nie ma obserwacji, które by jej przeczyły [s. 240].

Co zatem zostało z prawa ciężenia działającego na odległość? Infeld [s. 82n] wysuwa poważne, cztery krytyczne zastrzeżenia dotyczące newtonowskiego patrzenia na siłę grawitacji: (1) prawo ciężenia zakłada, że istnieje układ inercjalny, choć „mechanika klasyczna nie potrafi podać sposobu znalezienia takiego układu”; (2) newtonowska grawitacja nie mieści się w ramach szczególnej teorii względności, nie da się jej pogodzić z teorią Maxwella; (3) nie jest to teoria polowa; (4) masa bezwładna i masa grawitacyjna są tu przypadkowo równe. Polowa, ogólna teoria względności Einsteina rozwiązała wszystkie te trudności i wyjaśniła nie tylko to, że „prawa przyrody obowiązywać muszą we wszystkich układach” [s. 88], ale i dlaczego tak się dzieje. Przy tym, ogólna teoria względności stała się jeszcze bardziej prosta logicznie¹³ niż teoria szczególna. Pytanie o geometrię świata stało się identycznie równoważne pytaniu o jego pole grawitacyjne [por. s. 99]. Grawitacja jest niczym innym jak geometrią teorii. Niezmienniczość równań przy przejściu między dowolnymi układami zawiera w sobie czasoprzestrzeń zakrzywioną, czyli grawitację.

Odpowiadając na postawione w tytule pytanie, można powiedzieć, że „oddziaływanie na odległość” nie jest zadowalającym programem badawczym fizycznego świata. Geometria, zakładana przez inercjalne układy nie istnieje, jest poza obserwacją: nie można powiedzieć, że kometa odchyła się od linii prostej, bo nie ma na czym takiej linii narysować. Jak podkreśla Misner, linia

¹³Ponadto, przypuszczenie Einsteina, że równania ruchu już są zawarte w równaniach pola ogólnej teorii względności, i że można je z niej wydedukować, zostało potwierdzone w roku 1949 [por. Infeld, s. 102n].

prosta to mit [s. 19]. O wiele bardziej spójne teoretycznie jest podejście polowe, które opisuje również skończony w czasie (fizyczny) schemat oddziaływań: cząstka — zmodyfikowane pole — cząstka¹⁴. Mimo, że nie uwalniamy się od trudności empirycznych teorii (nie możemy liczyć na to, że wszystkie pojęcia matematyczne będą wielkościami obserwowalnymi), to jednak empiryczne wnioski z teorii polowych są pełniejsze i dokładniejsze, a sama teoria — istotnie prostsza. Pozostaje nadal otwarte zagadnienie tego, co uważamy za materialne. Jednakże — zdaniem Penrose’a — „materialna rzeczywistość [...] to pojęcie znacznie bardziej mgliste, niż myśleliśmy. Zmierzenie ilości materii — a nawet samo stwierdzenie, czy w ogóle jest obecna — zależy od bardzo subtelnych kwestii. Nie można stwierdzić obecności materii za pomocą operacji czysto lokalnych! Jeśli taka nielokalność wydaje się zaskakująca, to warto przygotować się duchowo na jeszcze bardziej szokujące fakty!” [s. 250].

Tak więc siła grawitacji nie jest oddziaływaniem na odległość i jest jakimś szczęśliwym zbiegiem okoliczności, że Newton znalazł swoje przybliżenie dotyczące prawa powszechnego ciężenia. Grawitacja nie jest nawet w ogóle siłą, lecz geometrią świata, nie „działa”, lecz „jest areną” — wszystkie zjawiska fizyczne do niej się odnoszą; nie potrzeba też pisać osobnych równań ruchu, gdyż zawarte są one w równaniach pola grawitacyjnego ogólnej teorii względności.

¹⁴ „Przestrzeń oddziałuje na materię, mówiąc jej, jak się ma poruszać. Następnie materia odreagowuje na przestrzeni, mówiąc jej, jak się ma zakrzywiać. Innymi słowy, materia 'tu' [...] zakrzywia przestrzeń 'tu'. Zakrzywienie przestrzeni 'tu' wymusza zakrzywienie przestrzeni 'tam' [...] i tak materia 'tu' wpływa na materię 'tam'. To jest Einsteinowskie wytłumaczenie 'gravitacji'” [Misner, s. 5].

*SUMMARY**DOES THE FORCE OF GRAVITY ACTS AT A DISTANCE?*

The second Law of Newton's dynamics could be regarded as a research program: by investigating momentum change, one is able to obtain simple formulae for expressing the physical force. However, such a program is unrealistic because of the problem with defining the concept of inertial system. Einstein has solved this problem in his general theory of relativity. In this theory, Gravity is not a force but rather the geometry of the world. It does not act at a distance, but determines local motions of masses. Einstein's research program consisted in a bold hypothesis in the field of mathematical physics rather than in any mathematization of observational results.

Michał Heller

Wydział Filozoficzny PAT
Kraków

ZAGADNIENIA KOSMOLOGICZNE PRZED EINSTEINEM

1. WPROWADZENIE

Kosmologia relatywistyczna niewątpliwie należy do największych osiągnięć XX w. Stanowi także interesujący przedmiot studiów dla historyków i filozofów nauki, którzy niemal bezpośrednio mogli obserwować kształtowanie się nowej gałęzi nauki — od pierwszych czysto teoretycznych i mocno spekulatywnych prób do dobrze ugruntowanej dyscypliny z rozbudowaną, i ciągle poszerzającą się bazą obserwacyjną. Praca Einsteina z 1917 r. odegrała w tym procesie kluczową rolę. Wprawdzie zaproponowany w niej model kosmologiczny ma dziś już tylko historyczne znaczenie, ale stanowił on próbę rozwiązania dobrze postawionego problemu, który zapoczątkował cykl dociekań teoretycznych z ważnymi konsekwencjami obserwacyjnymi. Praca Einsteina nie wyrosła jednak z pustki, lecz była dobrze osadzona w poprzedzających ją kosmologicznych spekulacjach. Celem niniejszego studium jest zwrócenie uwagi na najważniejsze wątki tych spekulacji i ukazanie ich związku z zagadnieniami, jakie później pojawiły się w kosmologii.

W historycznej pamięci kosmologów przetrwały trzy problemy dyskutowane w XIX wieku: paradoks Olbersa (dlaczego nocne niebo nie świeci?), paradoks Seeligera (dlaczego wszechświat jest

grawitacyjnie stabilny?) i zagadnienie śmierci ciepłej wszechświata. Wszystkie te trzy problemy miały kontynuacje w dwudziestowiecznej kosmologii i można je uważać za zaczątki później rozwijanych wątków. Ale spekulacji kosmologicznych było oczywiście znacznie więcej. Wprawdzie kosmologii nie traktowano wówczas jako prawdziwej nauki, ale to nie przeszkadzało różnym uczonym, także astronomom, snuć kosmologicznych hipotez lub fantazji, choć czynili to najczęściej w książkach popularno–naukowych i popularnych odczytach. Ludzie nie związani z nauką czynili to jeszcze chętniej, jak zresztą czynią to do dziś. Z tym, że wówczas mieli oni większe szanse na posłuch, ponieważ kosmologiczne standardy nie były jeszcze ustalone.

2. PARADOKS OLBERSA

Ale i te trzy „klasyczne problemy kosmologiczne” XIX w. były widziane inaczej niż obecnie. Rozważmy na przykład paradoks Olbersa. Znany był od czasów Newtona, choć to Olbers nadał mu rozgłos. Ale bynajmniej tego rozumowania nie uważano za paradoks. Wśród astronomów panowało wówczas przekonanie, że przestrzeń międzygwiazdowa jest wypełniona dość gęstym gazowym ośrodkiem. I to on pochłania światło gwiazd, czyniąc nocne niebo ciemnym. Dopiero, gdy na początku XX w. okazało się, że przestrzeń międzygwiazdowa jest znacznie bardziej przezroczysta niż dotychczas sądzono, ciemność nocnego nieba zaczęła budzić zdziwienie. W 1917 r. Shapley traktował to już jako dylemat: albo obszar przestrzeni wypełniony gwiazdami jest skończony, albo nocne niebo powinno świecić jednostajnym blaskiem. Thompson (Lord Kelvin) w r. 1901 zaproponował inne rozwiązanie. Jeżeli wiek wszechświata jest skończony i wynosi np. X lat, to światło od obiektów, położonych od nas dalej niż X lat świetlnych, nie może do nas dochodzić i paradoks zostaje zlikwidowany¹. Było to

¹W. Thompson, “On Ether and Gravitational Matter through Infinite Space”, *Philosophical Magazine*, 2, 1901, 161.

historycznie pierwsze poprawne rozwiązanie paradoksu Olbersa. Ale dopiero znacznie później Herman Bondi zwrócił uwagę na fakt, że tradycyjne wyjaśnienie, odwołujące się do gazu wypełniającego przestrzeń międzygwiazdową, nie rozwiązuje sprawy. „Co [bowiem] — pisał on — dzieje się z energią zaabsorbowaną przez gaz? Będzie ona oczywiście ogrzewała gaz dopóki nie osiągnie on takiej temperatury, że będzie wypromieniowywał tyle, ile otrzymuje, a więc nie będzie redukował średniej gęstości promieniowania”².

Ponieważ w czasach Bondiego znane już było zjawisko „rozszerzania się wszechświata”, mógł on zaproponować nowe rozwiązanie: przesunięcie ku czerwieni, związane z ucieczką galaktyk, redukuje energię otrzymywaną przez ziemskiego obserwatora, co może likwidować paradoks. Rozwiązanie to dość powszechnie uważano za obowiązujące w kosmologii relatywistycznej, dopiero Edward Harrison w swoich dogłębnych studiach wykazał, że poprawność tego rozwiązania zależy od fizyki konkretnego modelu kosmologicznego, np. jest słuszne dla modelu stanu stacjonarnego, w którym średnia droga swobodna fotonu jest większa niż odwrotność stałej Hubble’a, ale nie jest słuszne dla wszystkich modeli ekspandujących typu Wielkiego Wybuchu³.

3. PARADOKS SEELIGERA

Paradoks grawitacyjny, nazywany dziś paradoksem Seeligera, także był już znany Newtonowi, który w liście do Bentleya pisał, że stabilny rozkład równomiernie rozmieszczonych we wszechświecie cząstek, przyciągających się grawitacyjnie, jest tak trudny do utrzymania jak ustawienie nieskończonej liczby igieł ostrzami na

²H. Bondi, *Kosmologia*, PWN, Warszawa 1965, s. 30.

³E. Harrison, “Olbers Paradox in Recent Times”, [w:] *Modern Cosmology in Retrospect*, [red.:] B. Bertotti, R. Balbinot, S. Bergia, A. Messina, Cambridge University Press, Cambridge 1990, ss. 34–45.

powierzchni lustra⁴. W r. 1895 niemiecki astronom, Hugo von Seeliger argumentował, że idea nieskończonego wszechświata równomiernie wypełnionego materią jest nie do pogodzenia z newtonowskim prawem grawitacji⁵. Jego argument sprowadzał się do tego, że chcąc obliczyć siłę grawitacyjną wywieraną na ciało próbne, trzeba całkować po wszystkich masach obecnych we wszechświecie, a całka taka jest rozbieżna. Jako środek zaradczy Seeliger zaproponował modyfikację prawa ciężenia powszechnego polegającą na dodaniu do wyrażenia na potencjał grawitacyjny $\phi(r) = -M/r$ członu $-\Lambda r$ ze „stałą kosmologiczną” Λ . Podobną zmianę prawa ciężenia zasugerował rok później Carl Neumann.

Dokładnie ten sam problem pojawił się w pierwszej pracy kosmologicznej Alberta Einsteina z 1917 r. Motywacja wprowadzenia stałej kosmologicznej do równań pola przez Einsteina pozornie była inna niż w przypadku Seeligera czy Neumanna. Einstein poszukiwał statycznego rozwiązania równań pola i dość szybko spostrzegł, że rozwiązanie takie istnieje tylko wówczas, gdy do równań wprowadzi się odpowiednią dodatnią stałą. Wkrótce jednak okazało się, że był to w istocie ten sam problem — problem stabilności pola grawitacyjnego. Rozwiązanie Einsteina jest statyczne ale niestabilne: jakakolwiek, dowolnie mała, zmiana wartości stałej kosmologicznej powoduje albo zapadanie się, albo ekspansję Einsteinowskiego świata. A to z kolei na ogół produkuje osobliwości. Zagadnienie osobliwości wikało się wówczas w paradoksy i niezrozumienia⁶; dopiero w latach sześćdziesiątych udowodnienie twierdzeń o istnieniu osobliwości przez R. Penrose’a, S.W. Hawkinga i innych wyjaśniło sytuację. Do dziś pozostaje

⁴“Four Letters to Richard Bentley” [w:] *Theories of the Universe*, [red.:] M.K. Munitz, The Free Press, Collier Macmillan Publishers, New York—London 1965, s. 214.

⁵Por. S.L. Jaki, „Das Gravitations-Paradoxon des unendlichen Universums”, *Sudhoffs Archiv* 63, 1979, 105–122.

⁶O historii problemu osobliwości w kosmologii relatywistycznej por.: J. Earman, J. Eisensteadt, “Einstein and Singularities”, *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 30B, 1999, 185–235.

zagadnieniem otwartym, czy osobliwości w modelach kosmologicznych przetrwają wprowadzenie kiedyś kosmologii kwantowej.

4. TERMODYNAMIKA WSZECHŚWIATA

Trzecią grupą zagadnień kosmologicznych poruszanych w XX w. były zagadnienia związane z zastosowaniem termodynamiki do Wszechświata jako całości. Nauka o ciepłe niemal od samego początku nasuwała myśl o takich zastosowaniach. Już Jean Baptiste Joseph Fourier, w swojej klasycznej pracy o teorii ciepła podjął się stworzenia fizyki układu słonecznego (czyli „świata” w ówczesnym rozumieniu) przy pomocy tej teorii. Robert Mayer, uznawany za odkrywcę zasady zachowania energii uważał, że świadczy ona przeciw materializmowi i ateizmowi. W 1850 r. Rudolf Clausius sformułował drugą zasadę termodynamiki jako tendencję do wyrównywania się temperatur i niemożliwości skonstruowania maszyny, która przenosiłaby ciepło z ciała o niższej temperaturze do ciała o wyższej temperaturze. Cztery lata później przeformułował tę zasadę, używając funkcji, którą dopiero w 1865 r. nazwał funkcją entropii. To od Clausiusa pochodzą sformułowania: pierwszej zasady termodynamiki — „energia świata jest stała” i drugiej zasady termodynamiki — „entropia świata dąży do maksimum”. Obydwa te sformułowania wyraźnie traktują świat (*die Welt*) jako układ termodynamiczny (choć w swoich innych pracach Clausius rzadko używał takiego „globalnego języka”). William Thompson jeszcze chętniej rozwijał kosmologiczne zastosowania termodynamiki. Chętnie także wyciągał z nich wnioski teologiczne. Z zasady rozpraszania energii wnioskował o „pewnej epoce w skończonej przeszłości, dla której stanu energii nie można wydedukować z żadnych antecedensów przy pomocy naturalnych praw”⁷. Thompson przyznawał, że doszedł do swojej koncepcji, czytając pracę Fouriera, w której zwracał on

⁷ *Mathematical and Physical Papers*, vol. 2, Cambridge University Press, Cambridge, 1884, ss. 37–38.

uwagę na fakt, że równanie przemian cieplnych nie ma rozwiązań dla ujemnych wartości parametru czasu. A więc istnieje zerowa wartość parametru czasu, począwszy od której przemiany cieplne mają sens.

Twierdzenie o „śmierci cieplnej Wszechświata” pojawiło się w pismach Hermanna Helmholtza. Utrzymywał on, że gdy wszechświat osiągnie stan równowagi, „wszystkie naturalne procesy muszą ustać”. Trudno się dziwić, że tak daleko idące wnioski wyciągane z drugiej zasady termodynamiki rozpełtały niekończące się dyskusje zarówno o charakterze filozoficzno–światopoglądowym, jak i o bardziej fizycznych aspektach całego zagadnienia. Gdy chodzi o te ostatnie, dyskutowano zwłaszcza dwa problemy: Po pierwsze, czy wszechświat można uważać za układ izolowany? Po drugie, na ile uprawnione jest ekstrapolowanie praw fizyki lokalnej (zasad termodynamiki) na cały wszechświat? Dla przykładu odnotujmy zdanie Ernesta Macha, który utrzymywał, że żadna wypowiedź o wszechświecie jako całości nie może być sensowna. Twierdzenia „naukowe” o wszechświecie — pisał — „wydają mi się gorsze niż najgorsze filozoficzne twierdzenia”⁸.

Nowe wątki do dyskusji wniosło statystyczne sformułowanie termodynamiki przez Ludwiga Boltzmann. Rekurencyjne twierdzenia Poincaré’go (układ powraca nieskończenie wiele razy dowolnie blisko stanu, w którym się już kiedyś znajdował) dostarczyło teoretycznego wsparcia do dosyć popularnej wówczas koncepcji „wiecznych powrotów świata”⁹. Ernst Zermelo dopatrywał się sprzeczności pomiędzy twierdzeniem Poincaré’go a ekstrapolacją praw termodynamiki do całego Wszechświata. Zarówno sam Poincaré, jak i Boltzmann zwrócili mu uwagę, że rozwiązanie leży w statystycznym charakterze zasad termodynamiki. Mówią one

⁸*Die Geschichte und die Wurzel des Satzes von der Erhaltung der Arbeit*, 2 wyd. Barth, Leipzig 1909, ss. 36–37.

⁹Por. mój art.: „Idea wiecznych powrotów: od Zawirskiego do dziś”, *Filozofia Nauki* 11, 2003, 5–22.

zawsze tylko o probabilistycznym zachowaniu układów w długiej skali czasowej.

Boltzmann zaproponował interesujący sposób usunięcia sprzeczności pomiędzy kosmologicznymi wnioskami z drugiej zasady termodynamiki a przekonaniem o wieczności i przestrzennej nieograniczoności wszechświata. Wszechświat już dawno osiągnął stan równowagi termicznej, ale ponieważ możemy wyobrazić sobie, że jest „tak wielki jak tylko chcemy”, należy przyjąć, że istnieją w nim małe (w porównaniu z całością) fluktuacje — odchylenia od stanu równowagi. „Nasz świat” jest taką fluktuacją, w której entropia lokalnie rośnie¹⁰. Boltzmann rozwinął tę koncepcję w swoim fundamentalnym podręczniku¹¹.

Warto zwrócić uwagę na fakt, że Boltzmann można uznać za prekursora modnej dziś ideologii „wieloświata” (multiverse) — koncepcji, wedle której „nasz świat” jest tylko jednym z (nieskończenie) wielu istniejących światów. Każda Boltzmannowska fluktuacja może być odrębnym światem. „Zbiór wszystkich światów” bywa dziś rozmaicie rozumiany i jest przywoływany do pełnienia różnych funkcji ideologicznych.

Trudno powstrzymać się od myśli, jak bardzo dwudziestowieczny rozwój kosmologii i fizyki zdystansował powyższe spekulacje. Jeżeli zestawimy spektakularne osiągnięcia dzisiejszej kosmologii z twierdzeniem Macha, że jakakolwiek wypowiedź o wszechświecie jest bardziej bezsensowna niż twierdzenia filozofów, to natychmiast ujawnia się przepaść dzieląca naukę tamtych czasów i naukę współczesną.

Jest rzeczą symptomatyczną, że żadnemu z ówczesnych krytyków drugiej zasady termodynamiki nie przyszło nawet na myśl, w jaki sposób może ją ograniczyć nauka przyszłości. W latach trzydziestych XX w. Richard Tolman jako pierwszy zauważył, że druga zasada termodynamiki w kontekście ogólnej teorii względ-

¹⁰L. Boltzmann, “On Certain Questions of the Theory of Gases”, *Nature*, 51, 1895, 483–485.

¹¹*Vorlesungen über Gastheorie*, cz. II, Barth, Leipzig 1885.

ności (tzn. w obecności pola grawitacyjnego) powinna zostać uogólniona, a warunek równowagi termodynamicznej przeformułowany tak, by zależał nie tylko od różnic temperatur lecz również od różnic potencjałów grawitacyjnych. Czy warunek ten jest spełniony, czy nie — zależy od konkretnego modelu kosmologicznego. Tolman opracował podstawy termodynamiki relatywistycznej, która w zastosowaniach kosmologicznych zastępuje termodynamikę klasyczną¹² (o czym popularyzatorzy kosmologii często zapominają).

5. UWAGI NA ZAKOŃCZENIE

Powszechnie uważa się opublikowanie pierwszej kosmologicznej pracy Einsteina w 1917 r. za początek naukowej kosmologii. Jest to niewątpliwie początek kosmologii relatywistycznej, ale jeśli nawet nie kosmologia jako nauka, to w każdym razie autentyczne zagadnienia kosmologiczne istniały już wcześniej. Paradoxs Olbersa, paradoks Seeliger'a i zastosowania termodynamiki do wszechświata, przypomniane krótko w niniejszym artykule, są tego wymownym dowodem. Istnieje jednak zasadnicza różnica pomiędzy zagadnieniami kosmologicznymi, tak jak były one traktowane w XIX w. (i wcześniej) i tak jak były one traktowane w kosmologii XX w. (i są traktowane współcześnie). W kosmologii przedrelatywistycznej punktem wyjścia było zaobserwowanie pewnego „niepokojącego” zjawiska (ciemność nocnego nieba, dobrze określone lokalnie pole grawitacyjne) lub sformułowanie pewnego, obowiązującego lokalnie, prawa fizyki (druga zasada termodynamiki), następowała potem ekstrapolacja do obszarów bezpośrednio niedostępnych obserwacji i wyciąganie wniosków o „wszechświecie jako całości”. Metodologia współczesnej kosmologii jest zupełnie odmienna. Najpierw konstruuje się model kosmologiczny, tzn. wybiera się jakieś rozwiązanie równań Einsteina

¹²Por. R.C. Tolman, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Clarendon Press, Oxford 1934.

i dokonuje się jego kosmologicznej interpretacji. Dopiero w ramach konkretnego modelu można rozpatrywać konkretne zagadnienia, np. rozwikływać paradoks Olbersa lub badać, czy w *danym modelu* nastąpi śmierć cieplna wszechświata, czy nie. Oczywiście problem ekstrapolacji nadal pozostaje głównym metodologicznym problemem kosmologii, ale bogactwo danych obserwacyjnych, napływających coraz większym strumieniem wraz z postępem technik obserwacyjnych, pozwala coraz lepiej testować modele kosmologiczne, tym samym czyniąc zabiegi ekstrapolacji coraz bardziej podległymi empirycznej kontroli. Jednak pasja poznawcza człowieka nigdy nie pozwoli mu zatrzymać się na granicy tego, co obserwowalne w danej epoce. Zawsze będą istnieć „śmiałe spekulacje”, łamiące wszelkie metodologiczne reguły (np. dziś idea „wieloświata”). Właśnie tej pasji nauka zawdzięcza swoje istnienie.

SUMMARY

COSMOLOGICAL QUESTIONS BEFORE EINSTEIN

Einstein's first cosmological work, published in 1917, marked the beginning of relativistic cosmology, but it was well founded on earlier questions concerning the world as a whole. The paper presents three such topics: the Olbers paradox, the Seeliger paradox, and speculations concerning cosmological consequences of thermodynamics together with some of their repercussions in relativistic cosmology.

Marek Demiański
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

NIEPRZEWIDYWALNY WSZECHŚWIAT

Trudno dokładnie określić datę powstania współczesnej kosmologii. Jedną z pierwszych prac, które odegrały bardzo ważną, inspirującą rolę napisał Albert Einstein wkrótce po sformułowaniu ogólnej teorii względności. Przyjmując powszechnie wówczas uznawany przez astronomów pogląd, że wszechświat jest statyczny, Einstein musiał zmodyfikować równania ogólnej teorii względności, aby dopuszczały one możliwość istnienia statycznego wszechświata. W tym czasie astronomowie nie wiedzieli jeszcze o istnieniu innych galaktyk i zwykle wszechświat utożsamiali z Drogą Mleczną — olbrzymim spłaszczonym skupiskiem gwiazd, dopuszczając jednak możliwość, że wszechświat jest większy, ale cały jest wypełniony gwiazdami. Aby taki układ mógł być statyczny, siły wzajemnego przyciągania grawitacyjnego powinny być równoważone przez jakąś siłę odpychającą. Einstein wprowadził taką nową uniwersalną siłę odpychającą i nazwał ją stałą kosmologiczną. Przyjmując jeszcze, że przestrzeń ma geometrię 3-wymiarowej sfery, znalazł algebraiczny związek łączący promień tej sfery ze średnią gęstością materii we wszechświecie, co pozwoliło na powiązanie wartości stałej kosmologicznej z rozmiarem wszechświata. Einstein był bardzo dumny ze swojego modelu, w którym jedynym parametrem pozostającym do obserwacyjnego wyznaczenia była średnia gęstość materii we wszechświecie. Gdy tylko astronomowie wyznaczą wartość tego ważnego parametru

kosmologicznego, można będzie obliczyć rozmiary wszechświata i jego masę.

Mniej więcej w tym samym czasie, kiedy Einstein wprowadził stałą kosmologiczną i zaproponował swój statyczny model wszechświata, Vesto Slipher rozpoczął mozolne obserwacje widm mgławic spiralnych — enigmatycznych obiektów, które — jak sądzili wówczas astronomowie — są częścią składową Drogi Mlecznej. Analizując widma mgławic spiralnych, Slipher doszedł do wniosku, że poruszają się one z bardzo dużymi prędkościami znacznie większymi od obserwowanych prędkości ruchów własnych gwiazd.

W 1921 roku nikomu wówczas jeszcze nie znany rosyjski matematyk Alexander Friedman założył, że materia wypełniająca wszechświat jest rozłożona jednorodnie i izotropowo, i korzystając z tego bardzo ważnego, upraszczającego założenia, rozwiązał równania Einsteina oraz pokazał, że taki wszechświat zmienia się w czasie — ewoluuje, i — co więcej — musiał mieć początek.

W tym czasie, kiedy powstawały prace Friedmana, w Stanach Zjednoczonych prowadzono intensywne badania mgławic spiralnych. Korzystając z największego wówczas teleskopu optycznego zainstalowanego na Mount Wilson w Kalifornii, Edwin Hubble odkrył, że mgławica spiralna w Andromedzie składa się z gwiazd i wkrótce wśród tych gwiazd wypatrzył cefeidy. Cefeidy to szczególna klasa gwiazd zmiennych, które okresowo, przy czym w charakterystyczny sposób, zmieniają swoją jasność. Cefeidy odkryto również w Małym i Dużym Obłoku Magellana, i stwierdzono empirycznie, że okres zmian ich jasności jest proporcjonalny do ich maksymalnej jasności. Dzięki tej zależności cefeidy stały się bardzo ważnym źródłem informacji o odległościach do galaktyk, w których można je jeszcze zaobserwować. Korzystając z tej metody wyznaczania odległości, Hubble stwierdził, że Andromeda znajduje się daleko poza granicami Drogi Mlecznej. W ten sposób odkrył bardzo bogaty i różnorodny świat galaktyk. Gdy Hubble zmierzył odległości do kilkudziesięciu innych galaktyk, zrobił wykres, odkładając na jednej osi odległość a na drugiej prędkość,

z jaką galaktyka się oddala i stwierdził, że zależność prędkości ucieczki (v) od odległości (d) jest liniowa, czyli, że $v = H \cdot d$. Współczynnik proporcjonalności H w tej relacji nazywa się obecnie stałą Hubble'a. Stała Hubble'a ma wymiar odwrotności czasu, a zatem odwrotność stałej Hubble'a jest miarą wieku wszechświata.

W początkowym okresie rozwoju kosmologii astronomowie skupili się na obserwacjach galaktyk i ich klasyfikacji oraz na próbach coraz dokładniejszego wyznaczenia stałej Hubble'a. Znaczący postęp w badaniach wszechświata nastąpił po zakończeniu II Wojny Światowej. George Gamow poważnie potraktował model dynamicznego wszechświata Friedmana i uzupełnił go o analizę stanu materii na bardzo wczesnych etapach ewolucji wszechświata. Gamow doszedł do wniosku, że materia wypełniająca wczesny wszechświat była bardzo gęsta i bardzo gorąca. Z tego faktu wynikają bardzo ważne konsekwencje. Po pierwsze, na bardzo wczesnych etapach ewolucji wszechświat był wypełniony materią, która znajdowała się w tak ekstremalnych warunkach, że nie mogły wówczas istnieć ani atomy ani jądra atomowe, ani nawet protony i neutrony, które, jak wiemy obecnie, składają się z jeszcze mniejszych składników — z kwarków. Ta gorąca „plazma” złożona z podstawowych cząstek elementarnych — kwarków i leptonów — najprawdopodobniej znajdowała się w stanie równowagi termodynamicznej. Ponieważ wszechświat się rozszerzał, gęstość tej gorącej plazmy malała, malała też jej temperatura, a więc również średnia energia cząstek. Niektóre cząstki rozpadały się na inne i nie mogły już być na nowo odtwarzane. Kiedy wiek wszechświata wynosił zaledwie około jedną milionową część sekundy, nastąpiło połączenie pozostałych kwarków, głównie w protony i neutrony. Gamow nie wiedział o istnieniu kwarków i przypuszczał, że początkowy wszechświat był wypełniony protonami, neutronami, elektronami, fotonami i neutrinami. Materia wypełniająca wówczas bardzo szybko rozszerzający się wszechświat była bardzo gęsta i bardzo gorąca. Ten scenariusz wcze-

snej ewolucji wszechświata Fred Hoyle nazwał modelem Wielkiego Wybuchu. Gamow zdawał sobie sprawę z tego, że w tej bardzo gorącej początkowej mieszaninie protonów, neutronów i elektronów mogą zachodzić reakcje termojądrowe lub, innymi słowy, mogą powstawać pierwiastki. Po dokładniejszym zbadaniu tego procesu okazało się, że we wczesnych fazach ewolucji wszechświata może powstać tylko hel, izotopy wodoru — deuter i tryt, lit i śladowe ilości innych lekkich pierwiastków. Ta możliwość przewidywania składu chemicznego materii, z której następnie powstały galaktyki i gwiazdy, była jednym z powodów zainteresowania modelem Wielkiego Wybuchu.

Po drugie, rozszerzająca się gorąca plazma ulegała ochłodzeniu. Zgodnie z przewidywaniami modelu Wielkiego Wybuchu promieniowanie (fotony) wypełniające wówczas wszechświat było w stanie równowagi termodynamicznej z gorącą plazmą. Takie równowagowe promieniowanie fizycy nazywają promieniowaniem ciała doskonale czarnego. Z obliczeń Gamowa i jego współpracowników Alpera i Hermana wynikało, że promieniowanie to powinno istnieć również obecnie, a jego temperatura powinna wynosić zaledwie kilka stopni powyżej absolutnego zera.

Z analizy widm gwiazd w naszej Galaktyce wynika, że gwiazdy można podzielić na dwie rodziny, tak zwane gwiazdy populacji pierwszej, do której należy Słońce, i gwiazdy populacji drugiej. Obie populacje różnią się składem chemicznym. Gwiazdy populacji drugiej są starsze i składają się głównie z wodoru i helu, natomiast gwiazdy populacji pierwszej są młodsze i prócz wodoru oraz helu zawierają niewielkie ilości, około 1% w stosunku wagowym, innych cięższych pierwiastków takich jak węgiel, tlen i azot. Okazało się, że gwiazdy populacji drugiej składają się w około 75% z wodoru i w 25% z helu. Taki skład chemiczny pierwotnej materii dobrze zgadza się z przewidywaniami modelu Wielkiego Wybuchu.

Latem 1964 roku dwaj amerykańscy radioastronomowie Arno Penzias i Robert Wilson stwierdzili, że stożkowa antena, zainsta-

lowana w Holmdale (stan New Jersey) i przeznaczona do odbioru słabych sygnałów radiowych wysyłanych przez sondy kosmiczne, odbiera również bardzo słaby sygnał w zakresie fal milimetrowych, którego natężenie nie zależy ani od pory dnia ani od kierunku ustawienia anteny. Jeżeli promieniowanie to ma charakter termiczny, to jego źródło powinno mieć temperaturę około 3 stopni powyżej absolutnego zera. Wkrótce odkrycie Penziasa i Wilsona zostało potwierdzone przez dwa inne zespoły. Bardzo szybko zdano sobie sprawę z tego, że promieniowanie odkryte przez Penziasa i Wilsona jest przewidzianą przez model Wielkiego Wybuchu pozostałością po bardzo wczesnych fazach ewolucji wszechświata i obecnie jest ono nazywane promieniowaniem reliktowym. Odkrycie promieniowania relikowego było wielkim sukcesem modelu Wielkiego Wybuchu. Rozpoczął się złoty wiek rozwoju kosmologii.

W modelu Friedmana istnieje prosty związek algebraiczny, który wiąże tempo rozszerzania się wszechświata, czyli stałą Hubble'a H , ze średnią gęstością materii ρ i parametrem krzywizny k . W jednorodnym i izotropowym wszechświecie odległości między galaktykami zmieniają się, gdyż wszechświat się rozszerza. Te zmiany odległości można opisać prostym związkiem $d(t) = R(t)d_0$, gdzie $d(t)$ to odległość między dwiema wybranymi galaktykami w chwili t , $R(t)$ to tak zwany czynnik skali, który zależy tylko od czasu, a d_0 jest odległością między tymi galaktykami w chwili t_0 ($R(t_0) = 1$). Stała Hubble'a — współczynnik proporcjonalności między prędkością, z jaką galaktyka się porusza a jej odległością — jest powiązana z czynnikiem skali $R(t)$ zależnością $H = (1/R(t))(dR/dt)$ i — jak widać — nie jest to stała, lecz funkcja, która zależy od czasu. Równanie Friedmana, które opisuje dynamikę wszechświata, ma postać

$$H^2 = (8\pi G/3)\rho - (kc^2/R^2), \quad (1)$$

gdzie G to stała grawitacyjna, c prędkość światła, ρ średnia gęstość materii, a $k = +1, 0, -1$. Parametr k określa geometrię

wszeczeńświata, gdy $k = 0$, 3-wymiarowe przestrzenie stałego czasu są płaskie, gdy $k = +1$, mają geometrię 3-wymiarowej sfery, a gdy $k = -1$, mają geometrię 3-wymiarowej hipersfery. Jednym z ważnych wyzwania, jakie stanęły przed kosmologią obserwacyjną, było wyznaczenie geometrii wszeczeńświata. W tym celu kosmologowie wprowadzili prosty bezwymiarowy parametr Ω . Jeżeli równanie (1) podzielić obustronnie przez H^2 i przyjąć, że $\Omega_m = (8\pi G\rho/3H^2)$ a $\Omega_k = -(kc^2/H^2R^2)$, to równanie (1) przyjmuje prostą postać

$$\Omega_m + \Omega_k = 1.$$

Jak widać z tego związku, krzywizna przestrzeni zależy od wartości parametru Ω_m . Jeżeli $\Omega_m = 1$, to $k = 0$ i wszeczeńświat jest płaski, jeżeli $\Omega_m < 1$, to $k = -1$, a gdy $\Omega_m > 1$, to $k = +1$. Aby wyznaczyć wartość parametru Ω_m , trzeba zmierzyć stałą Hubble'a i średnią gęstość materii we wszeczeńświecie. Jak już wspominaliśmy, stałą Hubble'a wyznacza się mierząc prędkość, z jaką oddala się od nas daleka galaktyka i jej odległość. Prędkość ucieczki można zmierzyć stosunkowo łatwo, analizując widmo galaktyki. Już Slipher zauważył, że charakterystyczne linie w widmach dalekich galaktyk są przesunięte ku czerwonej stronie widma. Zaobserwowane przesunięcie linii widmowych jest proporcjonalne do prędkości oddalania się galaktyki. Znacznie trudniej jest zmierzyć odległość do galaktyki. Dla stosunkowo bliskich galaktyk do pomiaru odległości wykorzystuje się cefeidy. Dla galaktyk, które są bardziej odległe i nie można w nich zidentyfikować cefeid, rolę tak zwanych standardowych świec przejmują inne obiekty — gwiazdy olbrzymy, gromady kuliste, a ostatnio supernowe typu Ia, czyli wybuchające białe karły. Z obecnie dostępnych danych obserwacyjnych wynika, że $H \approx 70$ km/sMpc, innymi słowy galaktyka, która znajduje się w odległości 1 Mpc ≈ 3 miliony lat świetlnych, oddala się od nas z prędkością 70 km/s. Na pierwszy rzut oka mogłoby się wydawać, że wyznaczenie średniej gęstości materii we wszeczeńświecie nie powinno nastęrczać trudności. Wystarczy w tym celu oszacować, ile gwiazd zawiera typowa galaktyka (kil-

kanaście miliardów), na przykład na podstawie jej jasności a następnie oszacować gęstość galaktyk we wszechświecie.

Pierwsze oszacowania Ω_m , choć obarczone dużym błędem, świadczyły o tym, że $\Omega_m < 1$. Do tych oszacowań odniesiono się sceptycznie, gdyż metoda zaproponowana powyżej może dawać jedynie dolne ograniczenie na Ω_m , a to dlatego, że we wszechświecie może istnieć materia, która nie świeci. Zaczęto poszukiwać lepszych metod wyznaczania mas galaktyk i gromad galaktyk. Vera Rubin skoncentrowała się na badaniu ruchu gwiazd i obłoków gazowych w galaktykach spiralnych. Gdyby centrum galaktyki spiralnej zawierało dominującą część jej masy, to prędkości ruchu orbitalnego gwiazd względem centrum galaktyki powinny maleć wraz z odległością od centrum jak odwrotność pierwiastka z odległości, tak jak to się obserwuje dla planet w Układzie Słonecznym. Natomiast z pomiarów prędkości ruchu orbitalnego gwiazd wynikało, że prędkość nie zależy od odległości, przy czym prędkość orbitalna nie malała nawet dla obłoków gazowych położonych daleko poza granicami dysku galaktycznego. Wyniki te świadczyły o tym, że złożony z gwiazd i pyłu dysk galaktyczny zawiera tylko część masy galaktyki i jest zanurzony w dużym, niemal sferycznym symetrycznym obłoku — tak zwanym halo, którego masa jest co najmniej kilkakrotnie większa od masy dysku galaktycznego i rośnie proporcjonalnie do odległości od centrum galaktyki. Okazało się, że stosunek masy do jasności, mierzony w jednostkach masy i jasności Słońca M/L , dla galaktyk spiralnych zawiera się w granicach 5–30, czyli całkowita masa galaktyki jest co najmniej klika razy większa od masy tworzących ją gwiazd. Już w latach trzydziestych Fritz Zwicky podejrzewał, że masy gromad galaktyk są znacznie większe od sumy mas tworzących je galaktyk. Do takiego wniosku doszedł, analizując ruchy własne galaktyk w gromadach. To przypuszczenie potwierdziło się, gdy dzięki obserwacjom satelitarnym stwierdzono, że w centralnych obszarach niemal wszystkich gromad galaktyk występują obłoki bardzo gorącego gazu o temperaturze przekraczającej miliony stopni Kelvina. Ten

gorący gaz jest utrzymywany w centralnych obszarach gromad galaktyk przez odpowiednio duże siły grawitacyjne. Korzystając z tych danych, oszacowano, że stosunek M/L dla gromad galaktyk wynosi 50–300. Gromady galaktyk zawierają więc znacznie więcej nie świecącej materii niż galaktyki. Dynamicznie wyznaczona wartość M/L dla galaktyk i gromad galaktyk pozwala na znacznie dokładniejsze oszacowanie Ω_m , obecnie przyjmowana wartość to $\Omega_m = 0.3$. Ten wynik, skonfrontowany z oszacowaniem masy zwykłej materii (barionów) $\Omega_B = 0.04$, wynikającym z obserwowanego obecnie rozpowszechnienia lekkich pierwiastków i teorii pierwotnej nukleosyntezy, prowadzi do zaskakującego wniosku — materia we wszechświecie jest zbudowana głównie (w około 85%) z jakichś dziwnych, nie odkrytych do tej pory cząstek, które nie emitują fotonów, a więc nie świecą, i niezwykle słabo oddziałują z normalną materią, a o ich obecności świadczy jedynie wytwarzane przez nie pole grawitacyjne. Ten główny składnik materii we wszechświecie nazwano ciemną materią. Teoretyczne modele, wychodzące poza ramy Modelu Standardowego cząstek elementarnych, który bardzo dobrze opisuje własności znanych cząstek, przewidują istnienie nowych rodzin cząstek, z których może być zbudowana ciemna materia. Bardzo popularne jest przypuszczenie, że głównym składnikiem ciemnej materii są neutralina — supersymetryczne odpowiedniki neutrin.

Równoległe z obserwacyjnym badaniem wszechświata powstawały bardziej szczegółowe modele jego ewolucji. Jednym z intrygujących problemów było pytanie, w jaki sposób we wszechświecie powstała obserwowana obecnie struktura rozkładu materii barionowej, tej, która świeci. Z obserwacji anizotropii temperatury promieniowania relikтового wynikało, że w momencie, gdy powstały neutralne atomy, około 300 000 lat po Wielkim Wybuchu, materia była rozłożona bardzo jednorodnie. Bardzo małe, ledwo zauważalne niejednorodności w rozkładzie zwykłej i ciemnej materii, zaczęły narastać pod wpływem sił grawitacyjnych. Zaburzenia w rozkładzie ciemnej materii, która nie oddziałuje z pro-

mieniowaniem, mogły zacząć narastać znacznie wcześniej i w momencie, gdy zwykła materia ostygła na tyle, że mogły powstać neutralne atomy, a więc przestała też oddziaływać z promieniowaniem, istniały już zaburzenia pola grawitacyjnego wytworzone przez ciemną materię. Pod wpływem tych sił grawitacyjnych nastąpił szybki proces grupowania się zwykłej materii w obszarach, gdzie pole grawitacyjne było najsilniejsze. Dokładniejsze badania tego procesu, głównie dzięki możliwościom nowoczesnych komputerów, pozwoliły na zadawalające odtworzenie obserwowanej obecnie struktury rozkładu materii barionowej w galaktykach, gromadach galaktyk i jeszcze większych strukturach. Do pełnego wyjaśnienia obserwowanego obecnie rozkładu materii we wszechświecie brakowało jeszcze jednego elementu sprowadzającego się do pytania: w jaki sposób powstały pierwotne zaburzenia rozkładu materii we wszechświecie? Odpowiedź na to pytanie przyszła z zupełnie niespodziewanej strony.

Odkrycie promieniowania relikтового postawiło przed modelem Wielkiego Wybuchu nowe wyzwanie. Okazało się bowiem, że fotony promieniowania relikтового, docierające do nas z dwóch obszarów nieba oddalonych o zaledwie kilka stopni kątowych, nie mogły wcześniej oddziaływać ze sobą, a jednak ich średnia energia jest z dużą dokładnością taka sama. Kosmologowie poszukiwali jakiegoś naturalnego sposobu wyjaśnienia tego faktu, bez konieczności odwoływania się do szczególnego wyboru warunków początkowych. Model Wielkiego Wybuchu nie wyjaśnia też, dlaczego obecnie wszechświat jest albo płaski albo niemal płaski, co też wymagało bardzo szczególnego wyboru warunków początkowych. Na początku lat osiemdziesiątych Alan Guth zaproponował nowy model bardzo wczesnych faz ewolucji wszechświata. Guth zajmował się fizyką cząstek elementarnych, a w szczególności poszukiwaniem teorii unifikującej oddziaływania silne, słabe i elektromagnetyczne. Takie teorie przewidują istnienie nie tylko nowych cząstek, ale również nowych pól fizycznych, między innymi samooddziaływającego pola skalarnego. Guth zauważył, że gęstość

energii takiego pola skalarnego może w pewnym okresie przewyższać gęstość energii materii i promieniowania i powodować wykładniczy wzrost rozmiarów wszechświata. Ten model wczesnej ewolucji wszechświata nazwano modelem inflacyjnym. Pole skalarnie napędzające inflację, jest polem kwantowym i jego gęstość energii ulega kwantowym fluktuacjom. Te drobne, kwantowe fluktuacje są dzięki inflacji rozciągane w przestrzeni i — kiedy energia pola skalarnego zostaje zamieniona na cząstki, powstają z nich początkowe zaburzenia w rozkładzie gęstości materii. Model inflacyjny wyjaśnia też, dlaczego obecnie wszechświat powinien być płaski a temperatura promieniowania relikтового powinna być taka sama na całej sferze niebieskiej. W epoce inflacyjnej wszechświat powiększył swoje rozmiary o wiele rzędów wielkości i nawet gdyby początkowo miał różną od zera krzywiznę, dzięki gwałtownej ekspansji zostałby wypłaszczony. Obecnie obserwowany wszechświat powstał z bardzo małego obszaru, który przed inflacją był z dużą dokładnością jednorodny, nic więc dziwnego, że obecnie temperatura promieniowania relikowego nie zależy od kierunku, z którego docierają do nas fotony tego promieniowania.

Model inflacyjny przewiduje, że wszechświat jest płaski, a więc $\Omega_m = 1$, a tymczasem, jak wspominaliśmy, już wcześniej z obserwacji wynika, że $\Omega_m = 0.3$. Jeżeli we wszechświecie zachodziła inflacja, to brakuje w nim materii! Rozwiązanie tego problemu też było wielką niespodzianką.

W drugiej połowie lat dziewięćdziesiątych astronomowie postanowili zmierzyć stałą Hubble’a, korzystając z obserwacji supernowych typu Ia. Supernowe typu Ia to wybuchające białe karły. Biały karzeł o masie mniejszej niż 1.4 masy Słońca jest stabilny. Jeżeli biały karzeł występuje w ciasnym układzie podwójnym, to może przyciągać materię od swojego niezbyt odległego towarzysza, i w ten sposób może powiększać swoją masę. Gdy masa białego karła osiągnie krytyczną wartość 1.4 masy Słońca, gwiazda taka traci stabilność i wybuchu. Ponieważ wybuchający biały karzeł ma zawsze masę bliską wartości krytycznej, przypuszcza się,

że podczas wybuchu takiej gwiazdy zawsze wydziela się taka sama ilość energii. Supernowe typu Ia mogą więc spełniać rolę standardowych świec. Kiedy korzystając z teleskopu Hubble’a astronomowie zaczęli obserwować bardzo dalekie supernowe, okazało się, że ich jasność jest mniejsza od oczekiwanej, nawet po uwzględnieniu zmian jasności spowodowanych przez rozszerzanie się wszechświata. To „pociemnienie” dalekich supernowych można wyjaśnić przyjmując, że obecnie wszechświat rozszerza się szybciej niż przewiduje to standardowy model Friedmana. To przyspieszone rozszerzanie się może być spowodowane przez stałą kosmologiczną lub ciemną energię. Z obserwacji dalekich supernowych typu Ia wynika, że wszechświat jest zbudowany w 25% z ciemnej materii i materii barionowej (jej wkład to zaledwie około 4%!) i w 75% z ciemnej energii. Pochodzenie ciemnej energii i jej natura nie są znane. Jedną z możliwości, jaką się poważnie rozważa, łączy ciemną energię z energią potencjalną jakiegoś samooddziałującego pola skalarnego, która powinna się zmieniać w czasie, gdyż tego wymaga równanie opisujące ewolucję takiego pola w rozszerzającym się wszechświecie. Wyjaśnienie własności ciemnej energii jest wielkim wyzwaniem dla fizyki cząstek elementarnych i kosmologii. Przypuszcza się, że ciemna energia nie odgrywała żadnej roli we wczesnych fazach ewolucji wszechświata, a jej efekty zaczęły być istotne stosunkowo niedawno.

Odkrycie ciemnej energii jako dominującego obecnie składnika wszechświata znacznie skomplikowało przewidywanie przyszłej ewolucji wszechświata. W standardowym modelu wszechświata, którego dynamikę opisuje równanie Friedmana (1), przyszłość wszechświata zależy od wartości parametru Ω_m . Jeżeli $\Omega_m > 1$, to wszechświat początkowo się rozszerza, a po osiągnięciu pewnych maksymalnych rozmiarów zaczyna się kurczyć i w dalekiej przyszłości powstanie znowu stan o bardzo dużej gęstości. Jeżeli $\Omega_m \leq 1$, to wszechświat będzie się rozszerzał wiecznie. W standardowym modelu Friedmana, jeżeli znamy wartość stałej Hubble’a i średnią gęstość materii, to znamy również przy-

szłość wszechświata. Jeżeli ciemna energia jest powiązana z energią potencjalną samooddziałującego pola skalarne­go, jak się powszechnie przypuszcza, to zmodyfikowane równanie Friedmana uwzględniające energię pola skalarne­go nie wystarcza do opisu dynamiki wszechświata, trzeba je uzupełnić o równanie opisujące ewolucję pola skalarne­go. Natura pola skalarne­go, powodującego obecnie obserwowaną przyspieszoną ekspansję wszechświata, nie jest jednak znana. Okazuje się, że jeżeli nawet znamy obecną wartość stałej Hubble’a, średnią gęstość materii, a więc Ω_m , i gęstość ciemnej energii, to te informacje nie wystarczają do przewidzenia przyszłości wszechświata. Oczywiście, mówiąc o przyszłości wszechświata, mamy na myśli kosmologiczną skalę czasu mierzoną w dziesiątkach miliardów lat. Wygląda na to, że przyszłość wszechświata jest zdeterminowana przez własności enigmatycznej ciemnej energii, o której obecnie wiemy bardzo mało.

SUMMARY

UNPREDICTABLE UNIVERSE

The paper presents the overview of the standard cosmological model, its successes and open questions.

Tadeusz Pabjan
Sekcja Filozofii Przyrody
Katolicki Uniwersytet Lubelski

***O KONWENCJONALNYM
CHARAKTERZE POJĘCIA
JEDNOCZESNOŚCI W SZCZEGÓLNEJ
TEORII WZGLĘDNOŚCI***

Zdarzenia jednoczesne w danym układzie odniesienia posiadają w czasoprzestrzeni Minkowskiego identyczne współrzędne czasowe. Jak wiadomo, nie istnieją oddzielone przestrzennie zdarzenia, którym przysługiwałaby jednoczesność w sensie absolutnym. Jedyne zdarzeniom, zachodzącym w tym samym punkcie przestrzeni¹ można przypisać taką jednoczesność, ale wówczas — w sensie ścisłym — zdarzenia takie nie są jednoczesne, lecz tożsame. Zgodnie ze Szczególną Teorią Względności (STW), fizyczny sens ma tylko względna jednoczesność zdarzeń, to znaczy jednoczesność określana względem danego inercjalnego obserwatora. Względność jednoczesności uwidacznia się przy przejściu z jednego inercjalnego układu odniesienia do innego: dwa zdarzenia, jednoczesne w jednym układzie, nie muszą być jednoczesne w innym. Kiedy rozpatruje się tylko jeden inercjalny układ odniesienia, znika problem tak określonej względności jednoczesności, ale

¹Koincydencja, czyli występowanie zdarzeń w tym samym punkcie przestrzeni i w tym samym momencie czasu, może być zrealizowana tylko w pewnym przybliżeniu, gdyż fizyczne zdarzenia nigdy nie zachodzą dokładnie w tym samym punkcie przestrzeni ze względu na niezerowe rozmiary samych obiektów.

pojawia się inna trudność, wyrażona w pytaniu, czy jednoczesność zdarzeń w konkretnym układzie odniesienia określona jest w sposób jednoznaczny i absolutny (niekonwencjonalny), czy też istnieje dowolność w decydowaniu, które zdarzenia są jednoczesne w tym układzie. Co prawda, od roku 1905 znana jest procedura Einsteina, pozwalająca zsynchronizować ze sobą odległe zegary, a tym samym ustalić jednoczesność odległych zdarzeń, ale do dzisiaj nie znaleziono ostatecznej odpowiedzi na pytanie, czy sam wybór takiej procedury jest koniecznością, czy też jest sprawą konwencji. W niniejszym artykule przedstawione zostaną wybrane argumenty oraz kontrargumenty za konwencjonalnym charakterem pojęcia jednoczesności w STW.

1. STANDARDOWA PROCEDURA SYNCHRONIZACJI

Do czasów Einsteina sądzono, opierając się na newtonowskiej zasadzie oddziaływania na odległość, że jeśli w jakimś układzie odniesienia zachodzi w chwili t zdarzenie A , to jest ono jednoczesne z wszystkimi innymi zdarzeniami, dowolnie odległymi od A , które zachodzą w tej samej chwili t , mierzonej względem tego układu. STW przyniosła zasadniczą zmianę w rozumieniu pojęcia jednoczesności. Einstein jako pierwszy doszedł do wniosku, iż aby poprawnie opisać jednoczesność, należy topologiczną charakterystykę zdarzeń uzupełnić o odpowiednią definicję metryczną, gdyż ustalenie jednoczesności odbywa się zawsze w oparciu o pomiary przestrzenne. Zakładając, że prędkość światła jest stała, i że stanowi ona maksymalną prędkość przekazywania sygnałów fizycznych, Einstein zdefiniował² jednoczesność następująco: w danym układzie odniesienia zdarzenia A i B są jednoczesne wtedy, gdy obserwator znajdujący się w środku odcinka AB spostrzeże je w tym samym momencie. Takie określenie jednoczesności stanowi

²Zob. A. Einstein, *O elektrodynamice ciał w ruchu*, [w:] 5 prac, które zmieniły oblicze fizyki, P. Amsterdamski (tłum.), WUW, Warszawa 2005, s. 122–125.

jej definicję przyporządkowującą³, to znaczy nie wyraża istoty samego pojęcia, ale przyporządkowuje mu pewien proces fizyczny, pozwalający je zidentyfikować. Ponieważ jednak pojęciu jednoczesności można przyporządkować wiele różnych procesów fizycznych, które będą je identyfikować, dlatego też możliwe są różne definicje jednoczesności. Oznacza to, że definicja jednoczesności nie ma jednego koniecznego kształtu, zaś Einstein, wybierając taką, a nie inną definicję, posłużył się pewną konwencją, czyli wybrał jedną z wielu innych możliwości. Problemem do dzisiaj nierozwiązanym jest to, czy sam wybór takiej konwencji jest koniecznością, czy też możliwe są inne definicje, które będą poprawnie funkcjonować w ramach fizyki STW.

Definicja Einsteina pozwala określić procedurę zsynchronizowania oddalonych od siebie zegarów. Obserwacja odległych zdarzeń w celu stwierdzenia ich jednoczesności jest tylko teoretycznym postulatem i z praktycznych względów nie zawsze jest możliwa, natomiast użycie zsynchronizowanych zegarów pozwala w łatwy sposób ustalić, które zdarzenia w dowolnym miejscu inercjalnej przestrzeni zachodzą w tej samej chwili. Procedura synchronizacji zegarów, określona przez Einsteina, nazywana jest standardową procedurą, w odróżnieniu od wszystkich innych sposobów ustalenia jednoczesności zdarzeń, które zaprezentowane zostaną w dalszej części artykułu.

Procedura ta przedstawia się następująco: w dwóch oddalonych od siebie punktach A i B inercjalnego układu znajdują się zegary Z_1 i Z_2 . Z punktu A (zegar Z_1) zostaje wysłany do punktu B (zegar Z_2) możliwie najszybszy fizyczny sygnał, tj. promień świetlny; w punkcie B promień zostaje odbity i powraca do punktu A . Emisja, odbicie i powrót promienia świetlnego odbywają się natychmiastowo, czyli bez jakiegokolwiek opóźnienia; sama zaś odległość pomiędzy punktami A i B , ze względu na skończoną prędkość światła, nie jest pokonywana przez sy-

³Por. H. Reichenbach, *The Philosophy of Space and Time*, M. Reichenbach, J. Freud (tłum.), Dover Publications, Inc., New York 1958, s. 124.

gnał natychmiast, ale w przeciągu określonego czasowego interwału. Zsynchronizowanie zegarów Z_1 i Z_2 polega na określeniu, które zdarzenie w punkcie A , zachodzące pomiędzy momentem wysłania sygnału świetlnego (Z_1 czas wysłania), i jego powrotem (Z_1 czas powrotu), jest jednocześnie ze zdarzeniem odbicia sygnału w punkcie B (Z_2 czas odbicia). Zdarzenia jednocześnie, zachodzące w punktach A i B , pozwalają w oparciu o pojęcie koincydencji zsynchronizować ze sobą zegary Z_1 i Z_2 , czyli ustawić ich wskazówki w tym samym położeniu w tej samej chwili „wspólnego” czasu. Einstein przyjął jako definicję, że zegary są zsynchronizowane, jeśli zachodzi warunek⁴:

$$Z_2 \text{ czas odbicia} = \frac{Z_1 \text{ czas wysłania} + Z_1 \text{ czas powrotu}}{2}$$

co oznacza, że zdarzenie odbicia sygnału w punkcie B jest jednocześnie ze zdarzeniem w punkcie A , wyznaczonym na zegarze Z_1 połową interwału pomiędzy wysłaniem i powrotem promienia świetlnego. Powyższe równanie w postaci zaproponowanej przez Reichenabacha⁵ przedstawia się następująco:

$$Z_2 \text{ czas odbicia} = Z_1 \text{ czas wysłania} + \frac{1}{2} \left(Z_1 \text{ czas powrotu} - Z_1 \text{ czas wysłania} \right)$$

Jak widać, definicja Einsteina opiera się na założeniu, że czas potrzebny na pokonanie odległości dzielącej zegary jest identyczny w obydwu kierunkach. To założenie zostało zakwestionowane najpierw przez Reichenbacha, a następnie przez innych zwolenników koncepcji konwencjonalnego charakteru pojęcia jednoczesności. Ich zdaniem, omawiana definicja równie dobrze może

⁴Einstein podaje to równanie w postaci: $t_B - t_A = t'_A - t_B$, gdzie t_A i t'_A są odpowiednio czasem wysłania i powrotu sygnału do punktu A , zaś t_B jest czasem odbicia sygnału od punktu B , por. A. Einstein, *O elektrodynamice ciał w ruchu*, dz. cyt., s. 124.

⁵Por. H. Reichenbach, *The Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 127.

opierać się na innym założeniu, ponieważ nie ma ono odniesienia do fizycznej rzeczywistości, ale jest w zasadzie w sposób dowolny określane przez naukowca, który definicję formułuje. Einstein ustala „wspólny czas” dla oddalonych przestrzennie punktów A i B , uznając na mocy definicji⁶, że „czas”, jaki potrzebuje światło na przebycie drogi z A do B , jest równy „czasowi”, jaki potrzebuje światło na przebycie drogi z B do A ⁷. A zatem odpowiednie zdarzenia w punktach A i B są jednoczesne na mocy owego warunku (*Festsetzung, stipulation, uznanie*); nie jest to jednakże ani przypuszczenie, ani hipoteza, ale pewien akt wolnej woli, który pozwala otrzymać definicję jednoczesności. Zastępując zegary obserwatorem, który w punkcie M , w środku odcinka AB , spostrzega jednoczesne przybycie sygnałów świetlnych, Einstein pisze: *To, że światło potrzebuje tyle samo czasu na przebycie odcinka AM , jak i odcinka BM , w rzeczywistości nie jest ani przypuszczeniem (supposition), ani hipotezą (hypothesis) o fizycznej naturze światła, ale warunkiem (stipulation), który mogę uczynić na podstawie mojej wolnej woli (of my own freewill), aby otrzymać definicję jednoczesności*⁸. Zdaniem A. Grünbauma, tę wypowiedź Einsteina można traktować jako jego osobistą deklarację na temat ontologicznego statusu pojęcia jednoczesności, które w rzeczywistości posiada konwencjonalny charakter⁹. Stanowisko Einsteina

⁶*Indem man durch Definitionen festsetzt*; A. Einstein, *Zur Elektrodynamik Bewegter Körper*, [w:] *The Collected Papers of Albert Einstein*, J. Stachel (red.), t. 2, Princeton University Press, Princeton 1989, s. 279. W angielskich przekładach: *by stipulating by means of a definition*.

⁷A. Einstein, *O elektrodynamice ciał w ruchu*, dz. cyt., s. 124.

⁸A. Einstein, *Relativity, The Special and the General Theory*, R.W. Lawson (tłum.), Methuen, London 1954, s. 23.

⁹Por. A. Grünbaum, *David Malament and the Conventionality of Simultaneity: A Reply*, <<http://philsci-archieve.pitt.edu/archive/00000184/00/malament.pdf>>, marzec 2001, s. 8; artykuł znajduje się w I tomie przygotowywanej do druku książki Grünbauma „Philosophy of Science in Action”, Oxford University Press, New York.

w podobny sposób interpretuje Reichenbach¹⁰. Z kolei Mehlberg zauważa, iż definicja Einsteina nie jest definicją w ścisłym sensie, ponieważ określa dostateczny warunek jednoczesności zdarzeń, ale nie precyzuje warunku koniecznego¹¹; jest to zatem jedynie kryterium jednoczesności. Kryterium zaś, w przeciwieństwie do definicji, nie może być dowolne, dlatego nie można traktować definicji Einsteina jako argumentu na rzecz konwencjonalistycznej koncepcji jednoczesności¹². Na niedoskonałości definicji Einsteina wskazuje również Robb, który podkreśla, iż *nie wydaje się poprawną procedurą oparcia filozoficznej teorii na tak skomplikowanym mechanizmie, jakim jest zegar, bez precyzyjnego zdefiniowania tego, co tworzy równe interwały czasu*¹³.

2. DEFINICJA REICHENBACHA

Teza o konwencjonalnym charakterze jednoczesności, czyli o tym, że procedura synchronizacji określona przez Einsteina nie

¹⁰Por.: *Einstein has shown the way out of this logical circle: we cannot know the simultaneity of distant events at all, but can only define it. Simultaneity is arbitrary; we can lay down whatever definitions we wish concerning it, without giving rise to an error. For if we subsequently make measurements, we will invariably reach the result of the same simultaneity that we inserted by definition in the first place; this process can never lead to a contradiction*; H. Reichenbach, *The Relativistic Theory of Time*, [w:] *Selected Writings, 1909–1953*, Vol. II, M. Reichenbach, R.S. Cohen (red.), D. Reidel Publishing Company, Dordrecht / Boston / London 1978, s. 71.

¹¹Warunkiem dostatecznym jest tu spotkanie dwóch promieni świetlnych, których wysłanie koincyduje odpowiednio z zajściem zdarzeń; tymczasem zdarzenia jednoczesne mogą zachodzić także w takich miejscach, gdzie nie dociera światło, np. za doskonale nieprzeźroczystą przesłoną.

¹²Por. H. Mehlberg, *Time, Causality and Quantum Theory. Studies on the Philosophy of Science*, t. 1: *Essey on the Causal Theory of Time*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht / Boston / London 1980, s. 123–124. Mehlberg dostrzega też trudności natury technicznej związane z definicją Einsteina, por. tamże, s. 124–125.

¹³Por. A.A. Robb, *A Theory of Time and Space*, Cambridge University Press, Cambridge 1914, s. 8.

jest w żaden sposób wymuszona przez fizyczną rzeczywistość, ale że dopuszcza ona również inne sposoby ustalenia „wspólnego” czasu dla oddalonych zegarów, pojawiła się szczególnie wyraźnie u Reichenbacha. Jego zdaniem, definicja jednoczesności, zawarta w dziele Einsteina, jest tylko jedną z możliwych definicji. Równie poprawną będzie każda inna definicja, zgodna z kauzalną teorią czasu, która nakłada na taką definicję warunek, by zdarzenie jednoczesne z przybyciem promienia świetlnego do punktu B , nie było wcześniejsze od momentu wysłania promienia z punktu A , ani późniejsze niż moment powrotu promienia do punktu A . Definicja Reichenbacha ma zatem postać¹⁴:

$$Z_2 \text{ czas odbicia} = Z_1 \text{ czas wysłania} + \\ \epsilon \left(Z_1 \text{ czas powrotu} - Z_1 \text{ czas wysłania} \right)$$

gdzie $0 < \epsilon < 1$. Konwencyonalny charakter jednoczesności wyraża się w tej definicji tym, że wartość ϵ — może zostać wybrana z przedziału $(0, 1)$ w zasadzie w dowolny sposób. Jeśli STW ustala wartość $\epsilon = \frac{1}{2}$, to dzieje się tak wyłącznie ze względów prostoty; z punktu widzenia teorii kauzalnej to ustalenie jest jednak całkowicie konwencyonalne. Jediną konsekwencją wyboru innej wartości ϵ z przedziału $(0, 1)$ jest to, iż czas potrzebny na pokonanie odległości z A do B nie będzie równy czasowi powrotu z B do A ; poza tym definicja ta spełnia taką samą funkcję, jak analogiczna definicja Einsteina.

Reichenbach uzasadnia swoją tezę w następujący sposób: przyjęcie wartości $\epsilon = \frac{1}{2}$, czyli założenie, że odbicie promienia w punkcie B jest jednoczesne ze zdarzeniem wyznaczonym przez połowę czasu pomiędzy wysłaniem i powrotem promienia w punkcie A , jest możliwe tylko pod warunkiem, że światło rozchodzi się z taką samą prędkością we wszystkich kierunkach, co gwarantuje równość interwałów czasowych potrzebnych do przebycia odcinka AB oraz BA . Aby jednak dowiedzieć się, z jaką prędkością

¹⁴Por. H. Reichenbach, *The Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 127.

faktycznie porusza się światło, potrzeba najpierw zsynchronizować zegary w punkcie wysłania i przybycia promienia — inaczej nie uda się zmierzyć czasu, koniecznego do wyliczenia prędkości światła. Nie można jednak zsynchronizować zegarów, nie wiedząc wpieryw, które z odległych zdarzeń są jednoczesne! W rozumowaniu tym pojawia się błędne koło: *aby określić jednoczesność odległych zdarzeń, musimy znać prędkość, lecz aby zmierzyć prędkość, potrzebujemy wiedzy o jednoczesności odległych zdarzeń. Pojawienie się takiej cyrkularności dowodzi, że jednoczesność nie jest sprawą wiedzy (knowledge), ale definicji koordynacyjnej, gdyż logiczne błędne koło jest dowodem, że wiedza o jednoczesności w zasadzie jest niemożliwa*¹⁵. Błędne koło zostaje przerwane przez określenie wartości ϵ , jednakże ustalenie $\epsilon = \frac{1}{2}$, tak samo jak wybranie każdej innej wartości z przedziału $(0, 1)$ pozostaje decyzją arbitralną¹⁶. Oznacza to, że również ustalenie faktycznej prędkości światła nie jest wolne od konwencji, gdyż procedura pomiaru prędkości światła także uwikłana jest w podobne błędne koło. Jak wiadomo, Fizeau dokonał pomiaru prędkości światła w oparciu o jeden zegar, który mierzył czas pomiędzy wysłaniem promienia świetlnego w kierunku odległego zwierciadła i jego powrotem; stosunek przebytej drogi do czasu wyznaczył szukaną prędkość światła. Wydaje się więc, że w tym przypadku — ponieważ w doświadczeniu został użyty tylko jeden zegar — nie zachodzi konieczność ustalenia jednoczesności zdarzeń, czyli zsynchronizowania dwóch odległych zegarów. Reichenbach zauważa jednakże, iż w przypadku takiego pomiaru istnieje przyjmowane milcząco, niczym nie potwierdzone założenie, że prędkość światła jest taka sama w obydwu kierunkach. Potwierdzić to założenie można tylko w jeden sposób: poprzez pomiar czasu, potrzebnego na przebycie drogi do zwierciadła; do tego zaś konieczne jest użycie dwóch zegarów, i — co za tym idzie — uprzednie określenie jednocze-

¹⁵Tamże, s. 126–127.

¹⁶Por. J. Norton, *Philosophy of Space and Time*, [w:] J. Butterfield, M. Hogarth, G. Belot (red.), *Spacetime*, Dartmouth, Aldershot 1996, s. 192–193.

ności odległych zdarzeń. Również i w tym przypadku pojawia się błędne koło, co dowodzi, że pomiar jakiegokolwiek prędkości, nawet w oparciu o jeden tylko zegar, zakłada wiedzę o jednoczesności zdarzeń¹⁷. *Tak więc* — według Reichenbacha — *porządek temporalny z epistemologicznego punktu widzenia posiada dwie całkowicie różne składowe (nie rozróżniane przez fizyków): składową topologiczną, wyrażającą kauzalną strukturę, nieodłączną od fizycznej rzeczywistości, oraz składową metryczną, konwencjonalną i relatywną względem potrzeb nauki. Każde przejście z porządku topologicznego do metrycznego pociąga za sobą konwencje pomiarów*¹⁸.

Gruntowną krytykę koncepcji Reichenbacha przeprowadza w swoim dziele Mehlberg, który wykazuje, iż Reichenbach niesłusznie dokonuje demarkacji pomiędzy rzeczywistymi i konwencjonalnymi elementami temporalnego porządku. Ponadto, Mehlberg zarzuca Reichenbachowi błędną interpretację definicji Einsteina, która w rzeczywistości stanowi jedynie kryterium jednoczesności i, jako takie, nie może być traktowane jako argument za konwencjonalnym charakterem jednoczesności¹⁹. Filozoficzne konsekwencje definicji Reichenbacha analizuje również Rynasiewicz²⁰, który twierdzi, że stosując niestandardowe kryterium jednoczesności, jakie wypływa z definicji Reichenbacha, można zbudować geometrię czasoprzestrzeni STW, posiadającą takie same metryczne i topologiczne własności, jak geometria zbudowana w oparciu o definicję Einsteina. Co prawda, nie udało się to Reichenbachowi, ale w zasadzie jest to możliwe²¹.

¹⁷Por. H. Reichenbach, *The Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 126.

¹⁸H. Mehlberg, *Time, Causality and Quantum Theory*, dz. cyt., s. 108–109.

¹⁹Gdyż kryterium nie może być dowolne, por. tamże, s. 105–133.

²⁰Por. R. Rynasiewicz, *Reichenbach's Epsilon-Definition of Simultaneity in Historical and Philosophical Perspective*, <http://philsci-archive.pitt.edu/archive/00000674/01/epsilon_sim.pdf>, VII 2002.

²¹Tamże, s. 8.

3. POSZUKIWANIE ABSOLUTNYCH (NIEKONWENCJONALNYCH) DEFINICJI JEDNOCZESNOŚCI

Wielokrotnie podejmowano próby ustalenia jednoczesności absolutnej, to znaczy wolnej od wszelkiej konwencji²². Jak uważa Reichenbach, wszystkie te próby oparte są na tej samej zasadzie i wszystkie one zawodzą, gdyż każda z nich zakłada — pośrednio lub bezpośrednio — nieskończoną, lub dowolnie wielką prędkość propagacji sygnału fizycznego. Tymczasem wszystkie oddziaływania kauzalne, wykorzystywane w definicjach jednoczesności, stosują się do zasady oddziaływania przez kontakt, nawet jeśli w potocznym rozumieniu są przykładem oddziaływania na odległość²³.

Pierwszym przykładem absolutnej definicji jednoczesności zdarzeń jest definicja zbudowana w oparciu o przekaz sygnału fizycznego w układzie elektrycznym. Sygnał przekazywany jest tu za pośrednictwem prądu płynącego w zamkniętym obwodzie. Jeśli w obwodzie znajduje się bateria, oraz dwa przełączniki, oddzielone galwanometrem, to jednoczesne zamknięcie obwodu na przełącznikach spowoduje przepływ prądu, który uwidoczni się na mierniku. Brak wskazań na galwanometrze oznacza, iż uruchomienie przełączników nie było jednoczesne, natomiast wychylenie wskazówki oznacza, że oddzielone przestrzennie zdarzenia, polegające na zamknięciu obwodu na przełącznikach, nastąpiły jednocześnie w sensie absolutnym. Przeciwno tak określonej definicji jednoczesności wysuwa się zarzut, który Reichenbach odniósł do standardowej procedury synchronizacji zegarów: jak wiadomo, prąd elektryczny to nic innego, jak strumień elektronów, które poruszają się z określoną, skończoną prędkością, mniejszą od prędkości światła. W mocy pozostaje więc zarzut cyrkularności: aby ustalić

²²Najczęściej proponowane definicje jednoczesności omawia w swoim dziele Reichenbach, por. *The Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 129–135.

²³Por. tamże, s. 131–132.

jednoczesność zdarzeń, trzeba się najpierw upewnić, że nie zmienia się prędkość sygnału fizycznego przekazywanego w obwodzie z prądem; a nie można zmierzyć tej prędkości bez uprzedniego zsynchronizowania zegarów, czyli ustalenia jednoczesności odległych zdarzeń. Wykorzystanie obwodu elektrycznego w celu ustalenia absolutnej jednoczesności zawodzi zatem z powodu skończonej prędkości propagacji sygnału fizycznego w takim obwodzie.

Kolejna próba określenia zdarzeń jednoczesnych polega na wykorzystaniu ciała sztywnego. Jeśli ciało takie spoczywa w danym układzie odniesienia, to jego końce wyznaczają dwa oddzielone przestrzennie punkty A i B . Gwałtowne pchnięcie ciała na jednym jego końcu spowoduje natychmiastowy przekaz sygnału z punktu A do B , czyli wyznaczy jednoczesne w sensie absolutnym zdarzenia w oddzielonych przestrzennie punktach. To rozumowanie byłoby prawdziwe, gdyby istniały ciała absolutnie sztywne, zdolne do realizacji zasady oddziaływania na odległość. Ponieważ jednak ciała takie w rzeczywistości nie istnieją, również i w tym przypadku zachowana jest zasada oddziaływania przez kontakt, co oznacza, że sygnał fizyczny w postaci sprężystej propagacji nie jest przekazywany natychmiastowo, lecz z prędkością znacznie mniejszą od prędkości światła. *Z powodu istnienia granicy prędkości dla wszystkich kauzalnych propagacji, wykluczone są nie tylko nieskończone prędkości, ale również ciała absolutnie sztywne*²⁴.

Do zdefiniowania zdarzeń absolutnie jednoczesnych próbowano również wykorzystać zasadę zachowania pędu. Zgodnie z tą zasadą, dwie cząstki o równych masach, umieszczone początkowo w identycznej odległości od punktów A i B , a następnie rozdzielone przez eksplozję, otrzymają taki sam pęd, a przez to osiągną jednocześnie punkty A i B . Jednakże, wykorzystana w tym przykładzie zasada zachowania pędu wykorzystuje wiedzę o prędkości cząstki. Prędkość zaś nie może zostać zmierzona bez wcześniejszego zsynchronizowania zegarów. Pojawienie się cyrkularności również i w tym przypadku dowodzi, iż zasada zachowania pędu

²⁴Tamże, s. 133.

nie może być wykorzystana do ustalenia zdarzeń absolutnie jednoczesnych²⁵.

Kolejnym przykładem próby ustanowienia zdarzeń absolutnie jednoczesnych jest „transport zegarów”. W tym przypadku jednoczesność odległych zdarzeń ustala się w oparciu o zsynchronizowane uprzednio zegary; synchronizacji zaś dokonuje się, umieszczając zegary blisko siebie²⁶ w punkcie A , a następnie jeden z nich przesuwa się z możliwie jak najmniejszą prędkością²⁷ do dowolnie odległego punktu B . Po zastosowaniu takiej procedury, zegary w punktach A i B są zsynchronizowane, a zatem mogą wyznaczać zdarzenia absolutnie jednoczesne. Reichenbach przytacza przeciwko temu rozumowaniu następujące kontrargumenty: najpierw, fizyka relatywistyczna wyklucza możliwość transportu zegarów, który nie miałby absolutnie żadnego wpływu na czas odmierzany przez takie zegary; ponadto, nawet jeśli założymy, że ruch zegara nie wpływa na odmierzany przez niego czas, to i tak nie ma pewności, że zegary, które poruszają się wzdłuż odmiennych linii świata, odmierzają czas w takim samym tempie. Wreszcie, aby zmierzyć faktyczną prędkość transportu zegara, konieczne jest uprzednie zsynchronizowanie innych zegarów. Również i w tym przypadku powraca widmo błędnego koła. Przyjęcie założenia o jednorodnym upływie czasu podczas transportu, jest niczym więcej jak kolejną arbitralną definicją jednoczesności, analogiczną do definicji Einsteina²⁸.

²⁵Por. W. Salmon, *The Philosophical Significance of the One-Way Speed of Light*, Noûs 11 (1977), s. 273.

²⁶W oparciu o pojęcie koincydencji: zegary są w przybliżeniu w tym samym miejscu, co pozwala stwierdzić koincydencję wskazówek (wskazówki są w tym samym położeniu o tym samym czasie), bez konieczności uwzględniania jednoczesności zdarzeń oddzielonych przestrzennie.

²⁷Aby uniknąć relatywistycznego spowolnienia zegara.

²⁸*The absolute transport time, if uniquely defined, would give us nothing but a definition of simultaneity, which is a definition in the same sense as the definition of congruence by means of rods. The theory of relativity, however, maintains the existence of an essential difference. Whereas the congruence of rods is independent of the path of transport, that of clocks is not. The theory of rela-*

Ponieważ stanowisko konwencjonalistyczne opiera się na istnieniu granicznej prędkości przesyłania sygnałów fizycznych, dlatego najprostszą definicją, ustalającą absolutną jednoczesność odległych zdarzeń, byłaby definicja oparta o istnienie dowolnie szybkich sygnałów fizycznych, czyli o zasadę oddziaływania na odległość. Gdyby było możliwe przesyłanie fizycznego sygnału z nieskończoną prędkością, istniałby prosty sposób na zsynchronizowanie dowolnie odległych zegarów i zarazem ustalenie absolutnej jednoczesności zdarzeń. Ponieważ jednak żaden fizyczny sygnał nie porusza się szybciej od światła²⁹, zasada oddziaływania na odległość nie może posłużyć do ustalenia absolutnej jednoczesności zdarzeń.

Znaczna część opracowań na temat konwencjonalnego charakteru jednoczesności poświęcona jest poszukiwaniu definicji jednoczesności wolnej od jakiegokolwiek konwencji. Jak na razie, poszukiwania te nie zostały uwieńczone powodzeniem, dlatego też oparcie się na definicji przyjętej w sposób arbitralny wydaje się koniecznością. *Alternatywna, wolna od konwencji metoda synchronizacji odległych zegarów prawdopodobnie nigdy nie zostanie znaleziona*³⁰.

tivity excludes the transport time because of this physical fact; H. Reichenbach, *The Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 133. Dyskusja pozostałych argumentów i kontrargumentów dotyczących transportu zegarów znajduje się w: A. Janis, *Conventionality of Simultaneity*, [w:] *Stanford Encyclopedia of Philosophy*, <<http://plato.stanford.edu/entries/spacetime-convensimul/>>, lipiec 2002.

²⁹Jeśli zostanie udowodnione istnienie tachionów, możliwość ustalenia absolutnej jednoczesności odległych zdarzeń zyska mocny argument.

³⁰*No such convention-free, alternative method is likely to be found*; J. Norton, *Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 18. Por. też: A. Janis, *Simultaneity and Conventionality*, [w:] *Physics, Philosophy and Psychoanalysis*, R. Cohen, L. Laudan (red.), D. Reidel, Dordrecht / Boston 1983, s. 103–105; J. Norton, *The Quest for the One Way Velocity of Light*, „British Journal for the Philosophy of Science”, 37 (1986), s. 119.

4. TWIERDZENIE MALAMENTA

Autorem znanego argumentu przeciwko tezie o konwencjonalnym charakterze pojęcia jednoczesności jest Malament³¹. Sformułował on twierdzenie, w którym dowodzi, że kauzalna struktura STW nie pozwala na dowolność w definiowaniu zdarzeń jednoczesnych, ponieważ standardowa relacja jednoczesności, wyznaczona przez $\epsilon = \frac{1}{2}$, jest jedyną nietrywialną relacją jednoczesności, jaką można zdefiniować w danym układzie odniesienia w terminach relacji kauzalnych.

Jak wiadomo, standardowa relacja jednoczesności zależy od wyboru inercjalnego układu odniesienia; Malament wiąże układ odniesienia z inercjalnym obserwatorem, którego reprezentuje krzywa czasopodobna O . Po odpowiednim zdefiniowaniu relacji kauzalnej κ ³², Malament formułuje problem następująco: *jakie potencjalne „relacje jednoczesności” można zdefiniować w terminach κ* ?³³ Następnie Malament wykazuje, że:

- relacja standardowej jednoczesności ($\epsilon = \frac{1}{2}$) jest definiowalna w terminach kauzalnego połączenia κ , oraz relacji bycia elementem krzywej czasopodobnej O ;
- relacja standardowej jednoczesności ($\epsilon = \frac{1}{2}$) jest jedyną dwuczłonową relacją definiowalną w terminach κ oraz O ; pod warunkiem, że:

- (i) relacja ta nie jest trywialna, tzn. nie łączy każdego zdarzenia z każdym innym, a zarazem łączy przynajmniej

³¹Zob. D. Malament, *Causal Theories of Time and the Conventionality of Simultaneity*, [w:] *Spacetime*, J. Butterfield, M. Hogarth, G. Belot (red.), Dartmouth, Aldershot 1996, s. 365–372.

³²Kauzalne połączenie zdarzeń Malament definiuje następująco: klasa wszystkich zdarzeń pozostająca w relacji kauzalnego połączenia jest izomorficzna z (R^4, κ) , gdzie dla dowolnych zdarzeń p i q , dwuczłonowa relacja κ określona jest następująco: $p\kappa q \equiv |p - q| \geq 0$; relacja κ nazwana jest relacją kauzalnego połączenia; por. tamże, s. 366.

³³Tamże.

jeden punkt na O z innym punktem, nie należącym do O ;

(ii) relacja ta jest relacją równoważnościową³⁴.

Dowód twierdzenia Malamenta oparty jest na pojęciu symetrii, które zachowuje stożkowa struktura czasoprzestrzeni Minkowskiego, oraz opisana na niej linia świata O . Główna idea dowodu jest następująca: *każda symetria linii świata O , oraz struktury stożków świetlnych, musi jednocześnie być symetrią zachowywaną przez dowolną relację jednoczesności, zdefiniowaną na tej strukturze*³⁵. Poszukiwane symetrie muszą przekształcać linię świata O na nią samą; będą zatem: translacje, skalowania, obroty wokół linii świata O oraz odbicia względem hiperpowierzchni ortogonalnej do O . W przeprowadzonym dowodzie Malament wykazuje, iż standardowa relacja jednoczesności jest jedyną dwuczłonową relacją, spełniającą warunki (i) oraz (ii), która pozostaje niezmiennicza przy zachowaniu wymienionych symetrii.

Teza postawiona przez Malamenta spotkała się z krytyką nie tylko ze strony zwolenników konwencjonalnego charakteru pojęcia jednoczesności. Według Nortona, podstawową słabością twierdzenia Malamenta jest nadmierna wrażliwość ostatecznego wyniku na niewielkie zmiany warunków przyjmowanych w punkcie wyjścia³⁶. I tak np. przyjęcie dodatkowego warunku czasowej orientowalności czasoprzestrzeni wystarcza do zdefiniowania nieskończenie wielu niestandardowych relacji jednoczesności³⁷. Gruntowną kry-

³⁴Czyli jest zwrotna, symetryczna i przechodnia. Warunek (ii) umożliwia dokonanie podziału wszystkich zdarzeń czasoprzestrzeni na rozłączne zbiory zdarzeń wzajemnie jednoczesnych, czyli na hiperpowierzchnie jednoczesności.

³⁵J. Norton, *Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 49.

³⁶*The analysis depends on the assumption that the simultaneity relation be definable by the following list of structures: light cone structure, the inertial worldline O . It is crucial that this list be preserved since the slightest change in it seems to be sufficient to defeat Malament's result; tamże.*

³⁷Por. P. Spirtes, *Conventionalism and the Philosophy of Henri Poincaré*, Ph.D. Dissertation, University of Pittsburgh 1981, rozdział VI.

tykę argumentów Malamenta przeprowadza Grünbaum³⁸, który upatruje słabość omawianego twierdzenia w tym, iż wymóg równoważności, nałożony na relację jednoczesności, jest tu postulatem, a nie zdaniem udowodnionym³⁹. Również inni krytycy Malamenta wykazują, iż jego twierdzenie oparte jest na pewnych upraszczających założeniach, które w ostatecznym rozrachunku umniejszają lub całkowicie przekreślają siłę jego argumentów⁴⁰.

5. RACJONALNOŚĆ ŚWIATA JAKO ARGUMENT PRZECIW KONWENCJONALNOŚCI JEDNOCZESNOŚCI

Określenie „wspólnego czasu” dla odległych zdarzeń Einstein poprzedza następującym zdaniem: *Nie da się porównać czasu zdarzenia A z czasem zdarzenia B bez wprowadzenia dalszych reguł*⁴¹. Jak to już było powiedziane, „dalsze reguły” przyjmują u Einsteina postać definicji przyporządkowującej, w której zakłada się, że w pustej przestrzeni czas, potrzebny światłu na pokonanie określonego odcinka jest w obydwu kierunkach taki sam. Niemożność udowodnienia tego założenia bez popadnięcia w błędne koło, jest argumentem za konwencjonalnym charakterem pojęcia jednoczesności. Istnieją jednak inne racje za tym, iż założenie to pozostaje prawdziwe bez względu na logiczne trudności, które rodzą się przy próbach jego udowodnienia.

³⁸Zob. A. Grünbaum, *David Malament and the Conventionality of Simultaneity: A Reply*; art. cyt.

³⁹Na podstawie prywatnej korespondencji Nortona i Grünbauma, zob. J. Norton, *Philosophy of Space and Time*, dz. cyt., s. 50.

⁴⁰Por. S. Sarkar, J. Stachel, *Did Malament Prove the Non-Conventionality of Simultaneity in the Special Theory of Relativity?*, „Philosophy of Science”, 66 (1999), s. 208–220; D. Giulini, *Uniqueness of Simultaneity*, „British Journal of the Philosophy of Science”, 52 (2001), s. 651–670; R. Rynasiewicz, *Is Simultaneity Conventional despite Malament's Result?*, <<http://philsci-archive.pitt.edu/archive/00000293/00/text.pdf>>, VI 2001.

⁴¹A. Einstein, *O elektrodynamice ciał w ruchu*, dz. cyt., s. 124.

Historia nauki pokazuje, że nie można dorzecznie mówić o świecie bez zdefiniowania pewnych pojęć⁴². Jednakże definiować pojęcia można na wiele różnych sposobów, co — jak wiadomo — stanowi podstawowy argument dla zwolenników konwencjonalizmu. Jeśli zatem definiowalność przyjmie się jako kryterium konwencjonalności, to jednoczesność zdarzeń rzeczywiście posiada charakter konwencjonalny. W takim jednak przypadku, konwencjonalny charakter należy przypisać wszystkim innym pojęciom fizycznym, bo każde z nich w taki czy inny sposób jest definiowane.

Skuteczność fizyki w opisywaniu i wyjaśnianiu świata jest jednakże mocnym argumentem za tym, iż nawet jeśli wszystkie pojęcia fizyczne mogłyby być inaczej zdefiniowane, to z pewnych względów metoda naukowa preferuje pewne definicje przyporządkowujące, a odrzuca inne. Wydaje się, iż powodem takiej praktyki są pewne podstawowe założenia, pozwalające na formułowanie fizycznych teorii, które opisują świat, badany przez nauki ścisłe. Jednym z takich fundamentalnych założeń jest racjonalność świata; pozwala ona wierzyć, że prawa przyrody gwarantują pewną stabilność i niezmienność podstawowych własności fizycznej rzeczywistości, i że własności rozpoznane w pewnym obszarze

⁴²W kontekście omawianego zagadnienia warto wspomnieć, iż pewnym rozwiązaniem problemu definicji jednoczesności jest propozycja Robb'a, który w swojej aksjomatyzacji zakłada, iż oddalone przestrzennie zdarzenie nigdy nie są jednoczesne i zarazem żadne z nich nie jest ani „przed”, ani „po” względem drugiego, to znaczy żadna z chwil pomiędzy wysłaniem sygnału z punktu *A* i jego powrotem, nie jest jednoczesna z chwilą odbicia sygnału w punkcie *B*: *According to the view generally held, A being neither before nor after B is taken as equivalent to A and B being simultaneous. According to the view here adopted, this is only so when the events A and B occur at the same place. If such events occur at different places, we are only entitled to say that the one is neither before nor after the other*; A.A. Robb, *A Theory of Time and Space*, dz. cyt., s. 6. Taka propozycja nie jest jednak rozwiązaniem samego problemu, a jedynie pewnym unikiem. W pomiarach fizycznych dotyczących odległych zdarzeń potrzebna jest bowiem wiedza nie o tym, która z chwil w punkcie *A* nie jest, ale która jest jednoczesna z daną chwilą w punkcie *B*.

tej rzeczywistości pozostają niezmienione w innym jej obszarze. Opis fizycznej rzeczywistości nie może być w związku z tym jakkolwiek, ponieważ sama rzeczywistość nie zachowuje się jakkolwiek, ale w sposób racjonalny. W tym sensie racjonalność świata wyklucza ze zbioru wszystkich możliwych definicji pojęć te definicje, które co prawda są poprawnie zbudowane, ale nie są faktycznie wykorzystywane w fizycznej rzeczywistości.

Wydaje się, że w definicji jednoczesności Einsteina, przyjęcie jako prawdziwego warunku, iż czas potrzebny światłu na pokonanie pewnej odległości jest taki sam w obydwu kierunkach, jest przejawem takiego właśnie przekonania o racjonalności świata. To prawda, że bez popadnięcia w błędne koło nie można empirycznie udowodnić, iż prędkość światła nie zależy od kierunku, to znaczy, że jest taka sama na odcinku AB , jak i na odcinku BA . Ale ponieważ przez podstawowe założenia STW wykluczone są wszystkie czynniki, które mogłyby wpłynąć na zmianę prędkości światła — np. przyspieszanie układu albo krzywizna czasoprzestrzeni spowodowana obecnością masy lub energii — dlatego nie widać powodu, dla którego ta prędkość miałaby się zmieniać. Nie bez znaczenia jest też w tym przypadku argument prostoty, która w pewnym sensie jest przejawem racjonalności. Dlatego też przyjęcie definicji jednoczesności, w której $0 < \epsilon < 1$ byłoby co prawda zgodne z kauzalną teorią czasu, ale wprowadziłoby metryczny chaos, sprzeciwiałoby się zasadzie prostoty i racjonalności świata. Ponieważ *wszystkie nasze sądy dotyczące czasu są w rzeczywistości sądami o zdarzeniach jednoczesnych*⁴³, dlatego precyzyjne zdefiniowanie tej czasowej relacji ma zasadnicze znaczenie nie tylko dla naukowego opisu fizycznej rzeczywistości, ale również dla języka potocznego i poznania przednaukowego. Najprostsza definicja jednoczesności gwarantuje optymalne warunki do umiejscawiania zdarzeń w czasie, a przez to ułatwia „poruszanie się” w czasoprzestrzeni i poznawanie struktury racjonalnego świata, której to struktury czas jest nieodłącznym elementem. Jeśli na-

⁴³A. Einstein, *O elektrodynamice ciał w ruchu*, dz. cyt., s. 123.

wet definicja jednoczesności dopuszcza inne — oprócz standardowego — sformułowanie, to przyjęcie alternatywnej definicji do tego stopnia komplikuje opis fizycznej rzeczywistości, że zastosowanie procedury niestandardowej pozostaje tylko teoretyczną możliwością. Odrzucenie podstawowej dla całej fizyki relatywistycznej tezy o tym, że prędkość światła w próżni jest stała, pociąga bowiem za sobą odrzucenie całej teorii względności i — co za tym idzie — domaga się wprowadzenia nie tylko alternatywnej definicji jednoczesności, ale również alternatywnej teorii fizycznej. Tymczasem, oprócz teoretycznych dywagacji, zwolennicy alternatywnych definicji jednoczesności najczęściej nie proponują niczego więcej; jak na razie, żaden z nich nie zbudował spójnej teorii, która opisywałaby fizyczną rzeczywistość w sposób, jaki opisuje teoria Einsteina, oparta o standardową koncepcję jednoczesności. Oczywiście, nie oznacza to, że nie stanie się tak w przyszłości. Alternatywna teoria fizyczna, zbudowana w oparciu o niestandardową definicję jednoczesności, byłaby zapewne przekonującym argumentem za podejściem konwencjonalistycznym. Ale dopóki takiej teorii nie będzie, dopóty konwencjonalizm jako filozoficzne stanowisko pozostanie tylko jednym z wielu epizodów w historii nauki. Co prawda, dyskusja zwolenników i przeciwników tej koncepcji ciągle trwa, ale w rzeczywistości nie ma ona większego wpływu na rozwój fizyki, dokonujący się w oparciu o standardową definicję jednoczesności.

SUMMARY

ON THE CONVENTIONAL CHARACTER OF SIMULTANEITY IN SPECIAL RELATIVITY

To be able to determine the simultaneity of distant events, one has to make use of a convention. Einstein's famous definition of simultaneity, which sets $\epsilon = \frac{1}{2}$, is a case of such a convention. The problem, dealt with in this paper, is to answer the question of whether the choice of

such a convention is obligatory or not. The partisans of conventionality of simultaneity argue, that the standard synchronization procedure of clocks, based on the Einstein's definition, is not necessitated by facts concerning the physical universe, but can be replaced by any procedure originating from the definition of simultaneity, given $0 < \epsilon < 1$. The present article contains some arguments in favor of, as well as against, the conventionality of simultaneity. Apart from Einstein's standard synchronization procedure, special attention is paid to Reichenbach's definition of simultaneity and Malament's theorem. Some attempts at giving an absolute definition of simultaneity are also presented. Finally, an argument from the rationality of the world is formulated.

Gordon McCabe
Dorchester, Dorset
Great Britain

POSSIBLE PHYSICAL UNIVERSES

1. INTRODUCTION

Einstein famously claimed that “what really interests me is whether God had any choice in the creation of the world.” This is generally considered to be a whimsical version of the question, ‘is there only one logically possible physical universe?’ The modern answer to this question is: ‘apparently not!’

In this paper, we will approach the notion of possible physical universes using the philosophical doctrine of structural realism, which asserts that, in mathematical physics at least, the physical domain of a true theory is an instance of a mathematical structure.¹ It follows that if the domain of a true theory extends to the entire physical universe, then the entire universe is an instance of a mathematical structure. Equivalently, it is asserted that the physical universe is isomorphic to a mathematical structure. Let us refer to this proposal as ‘universal structural realism’.

Whilst the definition of structural realism is most frequently expressed in terms of the set-theoretical, Bourbaki notion of a species of mathematical structure, one can reformulate the definition in terms of other approaches to the foundations of mathematics, such as mathematical category theory. In the latter case,

¹This notion was originally advocated by Patrick Suppes (1969), Joseph Sneed (1971), Frederick Suppe (1989), and others.

one would assert that our physical universe is an object in a mathematical category.

Many of the authors writing about such ideas neglect to assert that the universe is *an instance* of a mathematical structure, but instead claim that the universe *is* a mathematical structure. In some cases this can be taken as merely an abbreviated form of speech; in others, the distinction in meaning is deliberate, and such authors may be sympathetic to the notion that the physical universe is nothing but form, and the notion of substance has no meaning. This corresponds to Ladyman's distinction (1998) between the ontic and epistemic versions of structural realism. Whilst the epistemic version accepts that mathematical physics captures the structure possessed by the physical world, it holds that there is more to the physical world beyond the structure that it possesses. In contrast, the ontic version holds that the structure of the physical world is the only thing which exists.

Those expressions of universal structural realism which state that 'the' physical universe is an instance of a mathematical structure, tacitly assume that our physical universe is the only physical universe. If one removes this assumption, then universal structural realism can be taken as the two-fold claim that (i) our physical universe is an instance of a mathematical structure, and (ii) other physical universes, if they exist, are either different instances of the same mathematical structure, or instances of different mathematical structures. Given that mathematical structures are arranged in tree-like hierarchies, other physical universes may be instances of mathematical structures which are sibling to the structure possessed by our universe. In other words, the mathematical structures possessed by other physical universes may all share a common parent structure, from which they are derived by virtue of satisfying additional conditions. This would enable us to infer the mathematical structure of other physical universes by first generalizing from the mathematical structure of our own,

and then classifying all the possible specializations of the common, generic structure.

It is common these days to refer to the hypothetical collection of all physical universes as the multiverse. I will refrain from using the phrase ‘ensemble of all universes’, because an ensemble is typically considered to be a space which possesses a probability measure, and it is debatable whether the universe collections considered in this paper possess a natural probability measure. It should also be emphasised that no physical process will be suggested to account for the existence of the multiverses considered in this paper. This paper will not address those theories, such as Linde’s chaotic inflation theory (1983a and 1983b) or Smolin’s theory of cosmological natural selection (1997), which propose physical processes that yield collections of universes or universe–domains. The universes considered in this paper are mutually disjoint, and are not assumed to be the outcome of a common process, or the outcome of any process at all.

If a physical universe is conceived to be an instance of a mathematical structure, i.e. a structured set, then it is natural to suggest that the multiverse is a collection of such instances, or a collection of mathematical structures. Tegmark, for example, characterises this view as suggesting that “some subset of all mathematical structures... is endowed with... physical existence,” (1998, p1). As Tegmark points out, such a view of the multiverse fails to explain why some particular collection of mathematical structures is endowed with physical existence rather than another. His response is to suggest that all mathematical structures have physical existence.

Like many authors, Tegmark implicitly assumes that the physical universe must be a structured set (or an instance thereof). As Rucker asserts, “if reality is physics, if physics is mathematics, and if mathematics is set theory, then everything is a set,” (Rucker 1982, p200). However, as already alluded to, mathematics cannot be identified with set theory, hence it doesn’t follow that every-

thing is a set. There are mathematical objects, such as topoi, which are not sets. Hence, it may be that the physical universe is not a set.

Category theory is able to embrace objects which are not sets. A category consists of a collection of objects such that any pair of objects has a collection of morphisms between them. The morphisms satisfy a binary operation called composition, which is associative, and each object has a morphism onto itself called the identity morphism. For example, the category **Set** contains all sets as objects and the functions between sets as morphisms; the category of topological spaces has continuous functions as morphisms; and the category of smooth manifolds has smooth (infinitely-differentiable) maps as morphisms. One also has categories such as the category **Top** of all topoi, in which the morphisms need not be special types of functions and the objects need not be special types of sets. One can therefore generalize the central proposition of universal structural realism, to assert that the physical universe is an object in a mathematical category.

If the physical universe is not a structured set of some kind, then the multiverse may not be a collection of structured sets either. In fact, in the case of Tegmark's suggestion that the multiverse consists of all mathematical sets, it is well-known that there is no such thing as the set of all sets, so Tegmark would be forced into conceding that the multiverse is not a set itself, but the category of all sets, perhaps. More generally, one could suggest that the multiverse is a collection of mathematical objects, which may or may not be structured sets. The multiverse may be a category, but it may not be a category of structured sets. The analogue of Tegmark's suggestion here would perhaps be to propose that all categories physically exist. Categories can be related by maps called 'functors', which map the objects in one category to the objects in another, and which map the morphisms in one category to the morphisms in the other category, in a way which preserves the composition of morphisms. Furthermore, one

can relate one functor to another by something called a ‘natural transformation’. In effect, one treats functors as higher–level objects, and natural transformations are higher–level morphisms between these higher–level objects. Accordingly, natural transformations are referred to as ‘2–morphisms’. Whilst a category just possesses objects and morphisms, a 2–category possesses objects, morphisms and 2–morphisms. The collection of all categories is a 2–category in the sense that it contains categories, functors between categories, and natural transformations between functors; each category is an object, the functors between categories are morphisms, and the natural transformations are 2–morphisms. However, the 2–category of all categories is only one example of a 2–category. A 2–category which has categories as objects, need not contain all categories, and a 2–category need not even have categories as objects. To fully develop Tegmark’s suggestion, one would need to propose that all 2–categories physically exist, and the latter itself is just one example of a 3–category. One would need to continue indefinitely, with the category of all n –categories always just one example of an $n + 1$ –category, for all $n \in \mathbb{N}$.

Let us return, however, to the notion that a physical universe is an instance of a structured set, and let us refine this notion in terms of mathematical logic. A theory is a set of sentences, in some language, which is closed under logical implication. A model for a set of sentences is an interpretation of the language in which those sentences are expressed, which renders each sentence as true. Each theory in mathematical physics has a class of models associated with it. As Earman puts it, “a practitioner of mathematical physics is concerned with a certain mathematical structure and an associated set \mathfrak{M} of models with this structure. The... laws L of physics pick out a distinguished sub–class of models $\mathfrak{M}_L := \text{Mod}(L) \subset \mathfrak{M}$, the models satisfying the laws L (or in more colorful, if misleading, language, the models that “obey” the laws L),” (p4, 2002). Hence, any theory whose domain extends to the entire universe, (i.e. any cosmological theory), has a multiverse

associated with it: namely, the class of all models of that theory. For a set Σ of sentences, let $\text{Mod } \Sigma$ denote the class of all models of Σ . The class $\text{Mod } \Sigma$, if non-empty, is too large to be a set, (Enderton 2001, p92). Hence, in this sense, the multiverse associated with any cosmological theory is too large to be a set itself. At face value, this seems to contradict the fact that, whilst many of the multiverses considered in cosmology possess an infinite cardinality, and may even form an infinite-dimensional space, they are, nevertheless, sets. This apparent contradiction arises because physicists tacitly restrict the range of interpretations of the languages in which their theories are expressed, holding the meaning of the predicates fixed, but allowing the variables to range over different domains.

A theory T is complete if for any sentence σ , either σ or $\neg\sigma$ belongs to T . If a sentence is true in some models of a theory but not in others, then the theory is incomplete. Gödel's first incompleteness theorem demonstrates that Peano arithmetic is incomplete. Hence, any theory which includes Peano arithmetic will also be incomplete. If a final theory of everything includes Peano arithmetic, (an apparently moderate requirement), then the final theory will be incomplete. Such a final theory of everything would not eliminate contingency. There would be sentences true in some models of a final theory, but not true in others. Hence, the multiverse hypothesis looms over even a hypothetical final theory of everything. Gödel's incompleteness theorem dispels the possibility that there is only one logically possible physical universe.

Jesus Mosterin (2004) points out that "the set of all possible worlds is not at all defined with independence from our conceptual schemes and models. If we keep a certain model (with its underlying theories and mathematics) fixed, the set of the combinations of admissible values for its free parameters gives us the set of all possible worlds (relative to that model). It changes every time we introduce a new cosmological model (and we are introducing them all the time). Of course, one could propose considering the

set of all possible worlds relative to all possible models formulated in all possible languages on the basis of all possible mathematics and all possible underlying theories, but such consideration would produce more dizziness than enlightenment.”

Mosterin’s point here is aimed at the anthropic principle, and the suggestion that there are multiverses which realize all possible combinations of values for the free parameters in physical theories such as the standard model of particle physics. At face value, these are different types of multiverse than the ones proposed in this paper, which are obtained by varying mathematical structures, and by taking all the models of a fixed mathematical structure, rather than by taking all the values of the free parameters within a theory. However, the values chosen for the free parameters of a theory correspond to a choice of model in various parts of the theory. For example, the free parameters of the standard model of particle physics include the coupling constants of the strong and electromagnetic forces, two parameters which determine the Higgs field potential, the Weinberg angle, the masses of the elementary quarks and leptons, and the values of four parameters in the Kobayashi–Maskawa matrix which specifies the ‘mixing’ of the $\{d, s, b\}$ quark flavours in weak force interactions. The value chosen for the coupling constant of a gauge field with gauge group G corresponds to a choice of metric in the lie algebra \mathfrak{g} , (Derdzinski 1992, p114–115); the Weinberg angle corresponds to a choice of metric in the lie algebra of the electroweak force, (ibid., p104–111); the values chosen for the masses of the elementary quarks and leptons correspond to the choice of a finite family of irreducible unitary representations of the local space–time symmetry group, from a continuous infinity of alternatives on offer; and the choice of a specific Kobayashi–Maskawa matrix corresponds to the selection of a specific orthogonal decomposition $\sigma_{d'} \oplus \sigma_{s'} \oplus \sigma_{b'}$ of the fibre bundle which represents a generalization of the $\{d, s, b\}$ quark flavours, (ibid., p160).

In general relativity, a universe is represented by a 4-dimensional differential manifold \mathcal{M} equipped with a metric tensor field g and a set of matter fields and gauge force fields $\{\phi_i\}$ which generate an energy–stress–momentum tensor T that satisfies the Einstein field equations

$$T = 1/(8\pi G)(\text{Ric} - 1/2 S g).$$

Ric denotes the Ricci tensor field determined by g , and S denotes the curvature scalar field. The matter fields have distinctive equations of state, and include fluids, scalar fields, tensor fields, and spinor fields. Gauge force fields, such as electromagnetism, are described by n -form fields. Hence, one can define a general relativistic multiverse to be the class of all models of such n -tuples $\{\mathcal{M}, g, \phi_1, \dots\}$, interpreted in this restricted sense.

Alternatively, to take an example suggested by David Wallace (2001), quantum field theory represents a universe to be a Lorentzian manifold (\mathcal{M}, g) which is equipped with a Hilbert space \mathcal{H} , a density operator ρ on \mathcal{H} , and a collection of operator-valued distributions $\{\hat{\phi}_i\}$ on \mathcal{M} which take their values as bounded self-adjoint operators on \mathcal{H} . A quantum field theory multiverse is the class of all models of such n -tuples $\{\mathcal{M}, g, \mathcal{H}, \rho, \hat{\phi}_1, \dots\}$, interpreted in this restricted sense.

Assuming that cosmological theories are axiomatizable,² one can abstract from the theories which may just apply to our universe or a collection of universes in a neighbourhood of our own, by varying or relaxing the axioms. Each set of axioms has its own class of models, which, in this context, provides a multiverse. Hence, by varying or relaxing the axioms of a theory which is empirically verified in our universe, one generates a tree-like hierarchy of multiverses, some of which are sibling to the original class of models, and some of which are parents or ‘ancestors’ to the original class.

²I.e. assuming that there is a decidable set of sentences (Enderton p62) in such a theory, from which all the sentences of the theory are logically implied.

If an empirically verified theory, with a class of models \mathfrak{M} , and a set of laws L , defines a subclass of models \mathfrak{M}_L , and if those laws contain a set of free parameters $\{p_i : i = 1, \dots, n\}$, then one has a different class of models $\mathfrak{M}_{L(p_i)}$ for each set of combined values of the parameters $\{p_i\}$. These multiverses are sibling to each other in the hierarchy. By relaxing the requirement that any set of laws be satisfied in the mathematical structure in question, one obtains a multiverse \mathfrak{M} which is parent to all the multiverses $\mathfrak{M}_{L(p_i)}$. By varying the axioms that define the original mathematical structure, one obtains sibling mathematical structures which have classes of models $\{\mathfrak{N}_j\}$ sibling to \mathfrak{M} . By relaxing the axioms that define the original mathematical structure, one steadily obtains more general mathematical structures which have more general classes of model $\mathfrak{P}_k \supset \mathfrak{M}$. Each such \mathfrak{P}_k is a parent or ancestor in the hierarchy to all the multiverses $\{\mathfrak{N}_j\}$. For example, if we take general relativistic cosmology to provide a theory of our own universe, one can obtain a selective hierarchy of multiverses such as the following:

- All Friedmann–Robertson–Walker (FRW) spatially isotropic Lorentzian 4–manifolds and matter field pairings.
- All Bianchi spatially homogeneous Lorentzian 4–manifolds and matter field pairings.
- All Lorentzian 4–manifolds which solve the canonical/initial–value formulation of the Einstein field equations with respect to some combination of matter fields and gauge fields,³ for a fixed spatial topology Σ .
- All Lorentzian 4–manifolds which satisfy the Einstein field equations with respect to some combination of matter fields and gauge fields, for the value of the gravitational constant $G \approx 6.67 \times 10^{-8} \text{cm}^3 g^{-1} s^{-2}$ that we observe in our universe.

³Note that matter fields and gauge force fields must satisfy their own constraint equations and evolution equations.

- All Lorentzian 4–manifolds which satisfy the Einstein field equations with respect to some combination of matter fields and gauge fields, for a different value of the gravitational constant G .
- All Lorentzian 4–manifolds equipped with some combination of matter fields and gauge fields, irrespective of whether they satisfy the Einstein field equations.
- All Lorentzian 4–manifolds.
- All manifolds of arbitrary dimension and geometrical signature, which satisfy the Einstein field equations with respect to some combination of matter fields and gauge fields.
- All 4–manifolds equipped with combinations of smooth tensor and spinor fields⁴ which satisfy differential equations.
- All 4–manifolds.
- All differential manifolds of any dimension equipped with combinations of smooth tensor and spinor fields which satisfy differential equations.
- All differential manifolds.
- All topological manifolds equipped with combinations of continuous functions which satisfy algebraic⁵ equations.
- All topological spaces with the cardinality of the continuum equipped with combinations of continuous functions which satisfy algebraic equations.

⁴Note that *global* spinor fields require a manifold to possess a spin structure.

⁵Algebraic equations involve only the operations defined upon the algebra of functions \mathcal{A} . This means operations such as scalar multiplication, sum, product, and derivation. In this context, a derivation of \mathcal{A} is a mapping $X: \mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}$ which is linear, $X(af + bg) = aXf + bXg$, and which satisfies the so-called Leibniz rule, $X(fg) = fX(g) + X(f)g$.

- All topological spaces of any cardinality equipped with combinations of continuous functions which satisfy algebraic equations.
- All topological spaces.
- All sets equipped with combinations of functions which satisfy algebraic equations.
- All sets.
- All categories.

Mosterin comments acerbically that “authors fond of many universes talk about them in a variety of incompatible ways. The totality of the many universes accepted by an author forms the multiverse for that author. There are at least as many multiverses as authors talking about them; in fact, there are more, as some authors have several multiverses to offer,” (2004). Bearing this in mind, it should be declared that this paper is only interested in multiverses consisting of the models of empirically verified theories, or generalisations obtained from such theories. Hence, multiverses derived from supersymmetry, supergravity, superstring or M theory, will not be considered.

From the list of multiverses above, we now proceed to consider a couple of interesting cases. In particular, we will be interested in understanding how special or typical our own universe is with respect to these multiverses.

2. THE MULTIVERSE OF SPATIALLY HOMOGENEOUS MODELS

The purpose of this section is to analyse an argument by Collins and Hawking that our own spatially isotropic universe is extremely atypical even in the space of spatially homogeneous models. To gain some understanding of the argument, however,

we need to begin with some facts about spatially homogeneous models.

It is generally believed that, up to local isometry, a spatially homogeneous model, equipped with a fluid satisfying a specific equation of state, can be uniquely identified by specifying both its Bianchi type, and by specifying its dynamical history. The Bianchi type classifies the 3-dimensional Lie algebra of Killing vector fields on the spatially homogeneous hypersurfaces of such a model.

In any 3-dimensional Lie algebra, the space of all possible bases is 9-dimensional, and the general linear group $GL(3, \mathbb{R})$ acts simply transitively upon this space of bases. Hence, if one fixes a basis, then one can establish a one-to-one mapping between the bases in the Lie algebra and the matrices in $GL(3, \mathbb{R})$. Needless to say, $GL(3, \mathbb{R})$ is a 9-dimensional group. Now, specifying the structure constants of a 3-dimensional Lie algebra relative to a particular basis uniquely identifies a particular Bianchi type. Given a Bianchi type fixed in such a manner, one can allow $GL(3, \mathbb{R})$ to act upon the space of bases in the Lie algebra. Under some changes of basis, the structure constants will change, whilst under other changes of basis, they will remain unchanged. Hence, the action of $GL(3, \mathbb{R})$ upon the space of structure constants for a particular Bianchi type is multiply transitive; the action of $GL(3, \mathbb{R})$ upon the space of structure constants has a non-trivial stability subgroup. The dimension of this stability subgroup depends upon the Bianchi type.

Another way of looking at this is to consider the 6-dimensional space of all possible structure constants for all possible 3-dimensional Lie algebras. The general linear group $GL(3, \mathbb{R})$ acts upon this space. The $GL(3, \mathbb{R})$ -action does not map the structure constants of one Bianchi type into another; changing the basis in a Lie algebra will not give you the structure constants of a different Lie algebra. Hence, each orbit of $GL(3, \mathbb{R})$ in the space of all structure constants corresponds to a particular Bianchi type. The

dimension p of each orbit is given in the table below, (Collins and Hawking 1973, p321; Hewitt *et al* 1997, p210; MacCallum 1979, p541). The dimension of the $GL(3, \mathbb{R})$ -orbit for each Bianchi type equals the number of free parameters required to specify the structure constants for that Bianchi type. Given that $GL(3, \mathbb{R})$ is a 9-dimensional group, it follows that its stability group at each point in the space of structure constants will be $9 - p$ dimensional. This is the dimension of the space of bases under which the structure constants are unchanged.

Table 1: Dimension of the $GL(3, \mathbb{R})$ -orbits for each Bianchi type.

Type	Dimension
I	0
II	3
VI ₀	5
VII ₀	5
VIII	6
IX	6
V	3
IV	5
VI _h	6
VII _h	6

Collins and Hawking (1973) argued that the set of spatially homogeneous but anisotropic models which tend towards isotropy as $t \rightarrow \infty$ is of measure zero in the set of all spatially homogeneous initial data. They first excluded all the Bianchi types whose metrics are of measure zero in the space of all 3-dimensional homogeneous metrics. This includes all the Bianchi types whose $GL(3, \mathbb{R})$ -orbits are of dimension less than 6. They then excluded types VI_h and VIII on the grounds that they do not contain any FRW models as limiting cases. However, the class of Bianchi type

VII_h models contain the ever-expanding FRW universes, with spatial curvature $k < 0$, as special cases, and the class of type IX models contain the closed $k > 1$ FRW universes. In the class of type VII_h models, where σ_{ij} is the shear tensor and H is a generalized Hubble parameter, approach to isotropy was defined to mean that the ‘distortion’ $\sigma/H \rightarrow 0$ as $t \rightarrow \infty$, and that the cumulative distortion $\int^t \sigma dt$ approaches a constant as $t \rightarrow \infty$, where $\sigma = \sigma^i_i$. Collins and Hawking concluded that there is no open neighbourhood of the FRW models in the space of either type VII_h or type IX metrics which tends towards isotropy. However, they did find that in the space of type VII₀ metrics, which contains the $k = 0$ FRW universes as special cases, and with the matter assumed to be zero-pressure ‘dust’, there is an open neighbourhood about such FRW universes which do approach isotropy. However, the space of type VII₀ metrics is of measure zero in the space of all homogeneous metrics. Moreover, the assumption of a zero-pressure matter field prevents one applying this result to universes which have a radiation-dominated phase, such as our own is believed to have undergone in its early history.

From their conclusion that the set of spatially homogeneous models which approach isotropy as $t \rightarrow \infty$ is of measure zero, Collins and Hawking also inferred that isotropic models are unstable under spatially homogeneous perturbations. In other words, it was argued that a model which is initially almost isotropic and spatially homogeneous, will tend towards anisotropy. However, Barrow and Tipler correctly point out that the requirement $\sigma/H \rightarrow 0$ is the condition of ‘asymptotic stability’, and the open FRW universe in the type VII_h Bianchi class is stable under spatially homogeneous perturbations in the sense that σ/H approaches a constant. According to Barrow and Tipler this shows “that isotropic open universes are stable in the same sense that our solar system is stable. As $t \rightarrow \infty$ there exist spatially homogeneous perturbations with $\sigma/H \rightarrow \text{constant}$ but there are none with $\sigma/H \rightarrow \infty$. The demand for asymptotic stability is too

strong a requirement,” (1986, p425). Whilst the set of spatially homogeneous models which approach isotropy is of measure zero, our own universe is not exactly isotropic, it is merely ‘almost–isotropic’, and, moreover, it is growing increasingly anisotropic as a function of time. Collins and Hawking fail to demonstrate that almost–isotropic spatially homogeneous models are of measure zero in the space of spatially homogeneous models. Moreover, our own universe is almost a FRW model in the sense that it has approximate spatial homogeneity and approximate spatial isotropy. Our own universe, then, has been perturbed by inhomogeneous perturbations. Collins and Hawking fail to demonstrate that almost–isotropic and almost–homogeneous universes, like our own, are of measure zero in the space of almost homogeneous models.

To derive their conclusion that type VII_h models fail to isotropize, Collins and Hawking assumed various reasonable conditions defining the nature of matter, but they also assumed a zero cosmological constant, an assumption which recent astronomical evidence for an accelerating universe has cast into serious doubt. Wald (1983) demonstrated that all initially expanding non–type IX Bianchi models with spatial curvature $k \leq 0$ and a positive cosmological constant, do in fact isotropize, expanding exponentially, and tending toward de Sitter space–time, with $\sigma/H \rightarrow 0$ as $t \rightarrow \infty$. However, Wald’s result only applies to Bianchi type IX models if one assumes that the cosmological constant is initially large in comparison with the scalar curvature of the hypersurfaces of homogeneity, (Earman and Mosterin, 1999). In addition, Wald’s result has not been extended to spatially inhomogeneous universes. The attempt by Jensen and Stein–Schabes (1987) to extend Wald’s result makes the physically unacceptable assumption that the scalar curvature is non–positive throughout the space–time. Even with initial non–positive scalar curvature, in a spatially inhomogeneous universe one would expect pockets of positive curvature to form with the passage of time, such as those

around black holes, stars and planets. The exterior Schwarzschild solution, generalized to the case of a positive cosmological constant, has such positive curvature, and doesn't evolve towards de Sitter space-time, (Earman and Mosterin 1999). It remains an open question whether initially expanding, spatially inhomogeneous universes of initial non-positive curvature, which develop localized pockets of positive curvature, evolve towards de Sitter space-time if they have a positive cosmological constant.

It is true, however, that the finite-dimensional space of exact FRW models is of measure zero in the finite-dimensional space of spatially homogeneous models, and Collins and Hawking demonstrate that spatially homogeneous anisotropic models do not generally approach isotropic ones, unless the cosmological constant is non-zero. As we will see, the space of spatially homogeneous models is itself the complement of an open dense subset in the infinite-dimensional space of all solutions to the Einstein field equations. Hence, the space of exact FRW models is as numerous in the space of spatially homogeneous models as the integers are in the set of real numbers, and the set of spatially homogeneous models is as prevalent in the space of all solutions to the Einstein field equations as the points in the surface of solid ball are to the points in the interior of the solid ball.

3. THE MULTIVERSE OF ALL SOLUTIONS TO THE EINSTEIN FIELD EQUATIONS

For each 4-dimensional manifold \mathcal{M} , one has the space of all solutions to the Einstein field equations on that manifold, $\mathcal{E}(\mathcal{M})$. Rather than dealing with matter field solutions, existing analysis has concentrated on vacuum solutions of the Einstein field equations, and yet further restrictions have been placed on the topology and geometry of the solutions considered. For example, work has been done on the space $\tilde{\mathcal{E}}(\mathcal{M})$ of vacuum solutions of a globally hyperbolic space-time with compact spatial topology

Σ , containing a constant mean extrinsic curvature Cauchy hypersurface. The restrictions placed upon such solution spaces means that they really just contain the solutions of initial data sets. Nothing is revealed about spaces of solutions which do not admit an initial-value formulation.

$\tilde{\mathcal{E}}(\mathcal{M})$ is not a manifold, but a stratified space. The points representing solutions with a non-trivial isometry group are said to have conical neighbourhoods. The strata consist of space-times with conjugate isometry groups, (Isenberg and Marsden 1982, p187).

Two space-time solutions are considered to be physically equivalent if one is isometric to the other, hence work has been done on the quotient space $\tilde{\mathcal{E}}(\mathcal{M})/\mathcal{D}(\mathcal{M})$ with respect to the diffeomorphism group $\mathcal{D}(\mathcal{M})$ of the 4-manifold. Again, $\tilde{\mathcal{E}}(\mathcal{M})/\mathcal{D}(\mathcal{M})$ is not a manifold itself, but a stratified space. The points in $\tilde{\mathcal{E}}(\mathcal{M})/\mathcal{D}(\mathcal{M})$ with no isometry group form an open and dense subset. In other words, the stratum of equivalence classes of solutions to Einstein's equations with no isometries, is open and dense in $\tilde{\mathcal{E}}(\mathcal{M})/\mathcal{D}(\mathcal{M})$, (Isenberg and Marsden, p210). This is thought to confirm the general presumption that space-times with no symmetry are extremely typical in the set of space-times, and space-times with some degree of symmetry are extremely special.⁶ The Friedmann–Robertson–Walker models, and perturbations thereof, considered to be the physically realistic models for our universe, are believed to be extremely atypical in the space of all solutions to the Einstein field equations. As Turner comments, “even the class of slightly lumpy FRW solutions occupies only a set of measure zero in the space of initial data,” (Turner 2001, p655).

This, however, might be a somewhat hasty conclusion to reach. As Ellis comments: “We have at present no fully satisfactory measure of the distance between two cosmological models... or of the

⁶In this context, the term ‘special’ will be considered equivalent to the term ‘atypical’.

probability of any particular model occurring in the space of all cosmologies. Without such a solid base, intuitive measures are often used... the results obtained are dependent on the variables chosen, and could be misleading — one can change them by changing the variables used or the associated assumptions. So if one wishes to talk about the probability of the universe or of specific cosmological models, as physicists wish to do, the proper foundation for those concepts is not yet in place,” (1999).

When a collection of objects forms a finite-dimensional manifold, and in the absence of any sort of probability measure, one uses the Lebesgue measure, or an analogue thereof, to define precisely what it means for a property to be typical or special. If the manifold provides a finite measure space, then a property which is only possessed by a subset of measure zero is considered to be special, while if the manifold provides an infinite measure space, then a property which is only possessed by a subset of finite measure is considered to be special. In both cases, the property which defines the complement is considered to be typical of the collection of objects. In the case of an infinite-dimensional topological vector space, there is no finite, translation invariant measure to provide an analogue of the Lebesgue measure, and although non-translation invariant Gaussian measures do exist on such infinite-dimensional vector spaces, in the case of an infinite-dimensional manifold there is no diffeomorphism-invariant measure which is considered to be suitable. As Callender comments, “debates about likely versus unlikely initial conditions without a well-defined probability are just intuition-mongering,” (2004). Given the difficulties with finding such a measure, topological notions of typical and special have been proposed to replace the measure-theoretic notions.

The first candidate for a topological notion of typicality is the notion of a dense subset. However, the set of rational numbers is dense in the set of real numbers, despite having a lower cardinality, and despite being of Lebesgue measure zero, hence a dense subset

of a topological space is not necessarily considered to be typical. Instead, following Baire, an open and dense subset of a topological space is ‘strongly typical’, and a set which contains the intersection of a countable collection of dense and open subsets is ‘residual’, or ‘typical’ (Heller 1992, p72). The irrational numbers are a residual subset of the reals, and therefore typical, and their complement, the rational numbers, are atypical. Baire’s theorem shows that in a complete metric space or a locally compact Hausdorff space, a countable intersection of open dense subsets must itself be dense. However, the attraction of the Baire definition of typicality is mitigated by the fact that sets which are open and dense in \mathbb{R}^n can have arbitrarily small Lebesgue measure, (Hunt *et al* 1992). Moreover, an infinite-dimensional manifold fails to be locally compact. It is therefore far from clear that a collection of universes which is open and dense in a multiverse collection, should be considered as typical, or that points which belong to the complement, (those with some degree of symmetry), should be considered special. There is no *a priori* notion of typicality on such sets, so it is rather unwise to make such presumptions. In the classical statistical mechanics of gases, it is always asserted that a homogeneous distribution of the gas is the macrostate of highest entropy because it has the greatest volume of microstates, the greatest volume of phase space, associated with it. This means that the homogeneous macrostates must have the highest measure, and certainly not measure zero. Thus, there is certainly no *a priori* reason from the finite-dimensional case to think that in the case of continuous fields, a highly symmetrical configuration should be atypical.

Note that the present universe only approximates a FRW model on length scales greater than 100 Mpc. On smaller length scales, the universe exhibits large inhomogeneities and anisotropies. The distribution of matter is characterised by walls, filaments and voids up to 100 Mpc, with large peculiar velocities relative to the rest frame defined by the cosmic microwave back-

ground radiation (CMBR). Whilst the CMBR indicates that the matter in the universe was spatially isotropic and homogeneous to a high degree when the universe was $10^4 - 10^5$ yrs old, the distribution and motion of galaxies is an indicator of the distribution of matter in the present era, when the universe is $\sim 10^{10}$ yrs old. Due to the tendency of gravitation to amplify small initial inhomogeneities, the level of inhomogeneity in the distribution of matter has been growing as a function of time.

In contrast with the behaviour of a gas in classical statistical mechanics, the distribution of matter in a gravitational system will become more ‘clumpy’ as a function of time. Hence, to preserve consistency with the second law of thermodynamics it is generally suggested that for a gravitational system, such clumpy configurations correspond to higher-entropy macrostates than configurations with a uniform distribution of matter. Barrow and Tipler, for example, suggest that a gravitational entropy would measure the deviation of a universe from exact spatial isotropy and homogeneity (1986, p446). Penrose suggests that gravitational entropy is related to the Weyl tensor $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$, which is zero for exact FRW models, but non-zero for the space-time around a massive body such as a star or black hole. However, anisotropy does not entail a non-zero Weyl tensor, and a non-zero Weyl tensor does not entail inhomogeneity. Barrow and Tipler note that ‘many’ space-times tend towards a plane gravitational wave geometry, which has a zero Weyl tensor irrespective of the level of anisotropy (1986, p447). On the other hand, there are many anisotropic but spatially homogeneous models, in which the Weyl tensor is non-zero. Thus, if we accept that the Weyl tensor measures gravitational entropy, then even a universe which is exactly spatially homogeneous, will, if it exhibits anisotropic shears and a non-zero Weyl tensor, possess a higher entropy than a perfectly isotropic and homogeneous FRW universe.

Ellis (2002) suggests that the spatial divergence of the electric part of the Weyl tensor $E_{\alpha\gamma} = C_{\alpha\beta\gamma\delta}U^\beta U^\delta$, for a timelike ob-

server vector field U , may be a measure of gravitational entropy. This quantity is attractive because it does seem to have some correlation to the level of spatial inhomogeneity. One could take the integral $\int_{\Sigma} \|\nabla_a \rho\| d\mu$ of the spacelike gradient of the matter density field ρ as a measure of the amount of inhomogeneity in the matter field over a spacelike hypersurface Σ . In the case of a homogeneous matter field, this integral vanishes. Ellis suggests that in the linearized formulation of general relativity,

$$\nabla^a E_{ab} = \frac{1}{3} \nabla_b \rho ,$$

hence the integral $\int_{\Sigma} \|\nabla^a E_{ab}\| d\mu$ may, in some circumstances, be proportional to the level of inhomogeneity, and thence a good indicator of gravitational entropy. Suppose that one takes the integral of $\nabla^a E_{ab}$ for an arbitrary spatially homogeneous but anisotropic model. Being spatially homogeneous, the spatial gradient of ρ vanishes. If one introduces an inhomogeneous perturbation to this model, then the integral of $\nabla^a E_{ab}$ should presumably increase. The inhomogeneity of our own universe is currently growing, and, if the inhomogeneous geometries are far more prevalent, in some sense, than homogeneous geometries, then our universe must be moving into phase space macrostates of much greater entropy.

There is, however, a problem with the notion that gravitational entropy should measure the deviation of a universe from exact isotropy and homogeneity. If there is a positive cosmological constant, and if Wald's theorem does apply to the case of an inhomogeneous universe, then the universe will isotropize, and isotropy requires homogeneity. Even in the absence of a cosmological constant, all gravitational systems, perhaps even black holes, will eventually 'evaporate', and this might also entail a return to homogeneity. Thus, if the universe tends towards either isotropy or homogeneity in the long-term, perhaps gravitational entropy should not measure the deviation of a universe from exact isotropy and homogeneity.

BIBLIOGRAPHY

- Barrow, J.D., Tipler, F.J. (1986). *The Anthropic Cosmological Principle*, Oxford and NY: Oxford University Press.
- Callender, C. (2004). Measures, Explanations and the Past: Should “Special” Initial Conditions Be Explained?, *British Journal for the Philosophy of Science*, 55(2), pp195–217.
- Collins, C.B., Hawking, S.W. (1973). Why Is the Universe Isotropic? *The Astrophysical Journal*, **180**, pp316–334.
- Derdzinski, A. (1992). *Geometry of the Standard Model of Elementary Particles*, Texts and Monographs in Physics, Berlin–Heidelberg–New York: Springer Verlag.
- Earman, J., and Mosterin, J. (1999). A Critical Look at Inflationary Cosmology, *Philosophy of Science* 66, pp1–49.
- Earman, J. (2002). Laws, Symmetry, and Symmetry Breaking; Invariance, Conservation Principles, and Objectivity, Presidential Address PSA 2002.
- Ellis, G.F.R. (1999). 83 Years of General Relativity and Cosmology, *Classical and Quantum Gravity*, 16, A37.
- Ellis, G.F.R. (2002). Cosmology and Local Physics, *Int. J. Mod. Phys.* A17, pp2667–2672.
- Enderton, H.B. (2001). *A Mathematical Introduction to Logic*, Second Edition, London: Academic Press.
- Hunt, B.R., Sauer, T., Yorke, J.A. (1992). Prevalence: a Translation–Invariant “Almost Every” on Infinite–dimensional Spaces. *Bull. Amer. Math. Soc.* 27 pp217–238.
- Heller, H. (1992). *Theoretical Foundations of Cosmology*, Singapore: World Scientific.
- Hewitt, C.G., Siklos, S.T.C., Ugla, C., Wainwright, J. (1997). Exact Bianchi Cosmologies and State Space, in *Dynamical*

-
- Systems in Cosmology*, eds. J. Wainwright and G.F.R. Ellis, pp186–211. Cambridge: Cambridge University Press.
- Isenberg, J., Marsden, J.E. (1982). A Slice Theorem for the Space of Solutions of Einstein's Equations, *Physics Reports* 89, No. 2, p179–222.
- Jantzen, R.T. (1987). Spatially Homogeneous Dynamics: A Unified Picture, in Proc. Int. Sch. Phys. E. Fermi Course LXXXVI (1982) on *Gamov Cosmology* (R. Ruffini, F. Melchiorri, Eds.), pp61–147. Amsterdam: North Holland.
- Jensen, L.G., and Stein–Schabes, J.A. (1987). Is Inflation Natural?, *Physical Review D* 35, pp1146–1150.
- Ladyman, J. (1998). What is Structural Realism? *Studies in History and Philosophy of Science*, 29, pp409–424.
- Linde, A.D. (1983a). Chaotic Inflating Universe. *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* 38, pp149–151. [English translation: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 38, pp176–179.]
- Linde, A.D. (1983b). Chaotic Inflation. *Physics Letters* 129B, pp177–181.
- MacCallum, M.A.H. (1979). Anisotropic and Inhomogeneous Relativistic Cosmologies, in *General Relativity: An Einstein Centenary*, eds. S. Hawking and W. Israel, pp533–580. Cambridge: Cambridge University Press.
- Mosterin, J. (2004). Anthropic Explanations in Cosmology, in *Proceedings of the 12th International Congress of Logic, Methodology and Philosophy of Science*, Hajek, Valdés and Westerstahl (eds.). Amsterdam: North–Holland Publishing.
- Rucker, R. (1982). *Infinity and the Mind*. Boston: Birkhauser.
- Smolin, L. (1997). *The Life of the Cosmos*, London: Weidenfeld and Nicolson.
- Sneed, J.D. (1971). *The Logical Structure of Mathematical Physics*, Dordrecht: Reidel.

- Suppe, F. (1989). *The Semantic Conception of Theories and Scientific Realism*, Urbana, Illinois: University of Illinois Press.
- Suppes, P. (1969). *Studies in the Methodology and Foundation of Science: Selected Papers from 1951 to 1969*, Dordrecht: Reidel.
- Tegmark, M. (1998). Is ‘the Theory of Everything’ Merely the Ultimate Ensemble Theory?, *Annals of Physics*, 270, pp1–51. arXiv:gr-qc/9704009.
- Turner, M.S. (2001). A Sober Assessment of Cosmology at the New Millennium. *Publ. Astron. Soc. Pac.* 113 pp653–657
- Wald, R.M. (1983). *Phys. Rev. D* 28, 2118.
- Wallace, D. (2001). Worlds in the Everett Interpretation, *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics*, 33, pp637–661.

SUMMARY

POSSIBLE PHYSICAL UNIVERSES

The purpose of this paper is to discuss the various types of physical universe which could exist according to modern mathematical physics. The paper begins with an introduction that approaches the question from the viewpoint of ontic structural realism. Section 2 takes the case of the ‘multiverse’ of spatially homogeneous universes, and analyses the famous Collins–Hawking argument, which purports to show that our own universe is a very special member of this collection. Section 3 considers the multiverse of all solutions to the Einstein field equations, and continues the discussion of whether the notions of special and typical can be defined within such a collection.

*STRESZCZENIE**MOŻLIWE FIZYCZNE WSZECHŚWIATY*

Celem artykułu jest analiza różnych typów fizycznych wszechświatów, które mogą istnieć według współczesnej fizyki matematycznej. We wstępie przedstawiono tę problematykę z punktu widzenia ontycznego realizmu strukturalistycznego. W podrozdziale 2 rozważa się „wieloświat” przestrzennie jednorodnych wszechświatów i poddaje analizie słynny argument Collinsa–Hawkinga, którego celem było wykazanie, że nasz wszechświat jest bardzo szczególnym elementem tej rodziny. W podrozdziale 3 omawia się wieloświat wszystkich rozwiązań Einsteińskich równań pola i rozważa, czy pojęcia „szczególny” i „typowy” mogą być sensownie zdefiniowane w tej rodzinie.

Dominique Lambert

Facultés Univesritaires N.D. de La Paix
Faculté de Sciences
Namure, Belgique

***RELATIVITÉS ET DÉFORMATIONS
DE STRUCTURES : LECTURE
COHOMOLOGIQUE DE L'INVENTION
THÉORIQUE***

La philosophie contemporaine de sciences s'est à plusieurs reprises penchée sur les circonstances et les caractéristiques de la genèse des théories physiques et sur les liens qui unissent les théories émergentes avec celles qui les ont précédées. On peut se demander, par exemple, si les cadres théoriques nouveaux peuvent être aisément et rigoureusement comparés à ceux qui les précèdent ou si au contraire ils restent vis-à-vis d'eux dans une situation d'incommensurabilité. Ce débat occupe, en philosophie des sciences, une partie de l'œuvre de Thomas Kuhn et de Feyerabend et il est bien connu, aussi nous n'y attarderons pas. Ce qui retiendra par contre notre attention, c'est la manière dont on peut caractériser, de manière précise, la commensurabilité ou l'incommensurabilité de certains formalismes physiques. Pour comparer ceux-ci, plusieurs voies sont possibles. Une des plus connues est la technique du passage à la limite, qui permet de récupérer une théorie comme approximation d'une autre lorsqu'on fait tendre certains paramètres caractéristiques vers zéro ou vers l'infini. Nous allons quant à nous intéresser à un autre moyen de comparaison théorique. Celui-ci utilise des outils qui permettent

de clarifier, d'un point de vue topologique, plus exactement «cohomologique», l'état d'incommensurabilité de certaines classes de formalismes théoriques. Dans ce contexte, on envisage des classes de formalismes qui peuvent être, en un sens très précis, engendrés par des déformations successives d'une structure de base. Lorsqu'elles existent, ces déformations offrent donc un moyen formel de manifester un lien profond entre des formalismes théoriques. Cette voie a été relativement peu étudiée par les philosophes des sciences. Nous pensons néanmoins qu'ils constituent une base de réflexion précieuse pour penser, non seulement cette question de l'incommensurabilité, mais aussi pour caractériser certains traits du processus d'invention des théories et pour mettre au jour des critères (partiels mais intéressants) de fécondité théorique des formalismes.

Nous allons, dans un premier temps, donner une petite introduction à la notion de déformation de structure, précédée d'une introduction concise à la cohomologie qui en constitue l'outil de base. Nous montrerons ensuite qu'une série de questions importantes de la philosophie des mathématiques ou de la physique peuvent être exprimées en faisant appel à ce langage de la théorie des déformations. Nous verrons enfin que ces outils permettent de caractériser deux modes d'invention théorique différents sous-jacents à la relativité restreinte et à la relativité générale. Ceci nous aidera à reposer, de manière plus claire, certaines questions liées à la recherche d'une théorie quantique de la gravitation.

1. PETITE INTRODUCTION AU CONCEPT DE COHOMOLOGIE

La notion de déformation de structure fait appel à la notion de cohomologie¹. Il nous faut donc en donner une brève

¹Pour une introduction concise *cfr* A.C. Hirshfeld, *Anomalies in quantum field theory* [in] *Geometry and theoretical physics*, Berlin, Springer, 1991, pp. 206–208.

introduction. Supposons que nous ayons un espace vectoriel V sur lequel nous définissons une application linéaire $d: V \rightarrow V$ satisfaisant la propriété fondamentale : $d^2 = 0$ (l'application d est qualifiée d'opérateur différentiel). Cet espace est ce que les mathématiciens appellent un espace différentiel. On introduit alors les sous-espaces de V suivants «ensemble des cocycles» :

$$Z(V) = Ker(d) = \{v \in V | dv = 0\}$$

et «ensemble des cobords»

$$B(V) = Im(d) = \{v \in V | \exists w \in V : v = dw\}$$

Considérons maintenant le quotient $H(V) = Z(V)/B(V)$ qui est un ensemble dans lequel deux éléments v_1 et v_2 de $Z(V)$ sont identifiés s'il existe un w de V tel que $v_1 = v_2 + dw$. L'espace $H(V)$ est appelé l'espace de cohomologie de V . Si tous les cocycles sont des cobords alors l'espace de cohomologie est réduit à un élément. Si maintenant certains cocycles ne sont pas des cobords, l'espace de cohomologie devient non-trivial et l'on peut dire que cet espace mesure la proportion de cocycles qui ne sont pas des cobords.

Nous allons maintenant introduire une notion de cohomologie associée à une algèbre graduée. Une algèbre A sur un corps est essentiellement un espace vectoriel sur ce corps muni d'une multiplication, c'est-à-dire d'une application interne et partout définie : $A \times A \rightarrow A$, bilinéaire et distributive par rapport à l'addition des vecteurs. Une algèbre *graduée* est un espace vectoriel gradué, c'est-à-dire $A = \bigoplus_{k \geq 0} A^k$ muni d'une multiplication «.» telle que

$$A^k . A^l \subset A^{k+l}$$

Une *antidérivation* d'une algèbre graduée A est une application linéaire $\Delta: A \rightarrow A$ telle que : pour tout v appartenant à A^k et pour tout w appartenant à A on ait :

$$\Delta(v.w) = \Delta(v).w + (-1)^k v.\Delta(w)$$

Une application linéaire $f: A \rightarrow A$ est dite *homogène de degré* q si et seulement si, pour tout entier p :

$$f(A^p) \subset A^{p+q}$$

Avec toutes ces définitions, nous pouvons introduire la notion *d'espace différentiel gradué*. Il s'agit d'un espace vectoriel $M = \bigoplus_{k \geq 0} M^k$, gradué, muni d'un opérateur δ homogène de degré 1 tel que $\delta^2 = 0$. On définit, de manière naturelle, des espaces de cycles et de cobords de la manière suivante :

$$\begin{aligned} Z^k(M) &= Z(M) \cap M^k; \\ B^k(M) &= B(M) \cap M^k; \\ H^k(M) &= Z^k(M)/B^k(M) \end{aligned}$$

Nous pouvons donner maintenant une définition de la structure qui va être au cœur de notre analyse : *l'algèbre différentielle graduée*. Il s'agit d'une algèbre graduée $A = \bigoplus_{k \geq 0} A^k$ munie d'une antidérivation δ homogène de degré 1 telle que $\delta^2 = 0$. On vérifie que $Z(A)$ est une sous-algèbre graduée de A et que $B(A)$ est un idéal gradué de $Z(A)$. De ce fait, $H(A)$ est une algèbre graduée et elle est appelée *l'algèbre de cohomologie de* A .

On peut donner deux exemples d'une telle cohomologie d'algèbre différentielle graduée.

(1) Le plus simple est la cohomologie de de Rham d'une variété différentiable X . Ici l'algèbre différentielle graduée A est celle des formes différentielles sur X : $\bigoplus_{k \geq 0} \Lambda^k T^*X$ ². La multiplication de l'algèbre est le produit extérieur de ces formes et l'antidérivation homogène de degré 1 n'est autre que la dérivée extérieure. La cohomologie associée est appelée cohomologie de de Rham. Celle-ci manifeste l'existence de formes différentielles ω fermées ($d\omega = 0$) qui ne sont pas exactes (qui ne peuvent pas s'écrire $\omega = d\rho$).

² T^*X désigne l'ensemble des 1-formes linéaires définies sur les espaces tangents à la variété X .

(2) Un autre exemple est celui de la cohomologie d'algèbres de Lie. Considérons une algèbre de Lie G sur un corps. La multiplication de deux éléments x et y d'une telle algèbre est donnée par le crochet de Lie $[x, y]$ vérifiant l'identité de Jacobi³. On peut définir l'ensemble G^* des 1-formes linéaires sur G , puis l'ensemble des k -formes alternées $\Lambda^k G^*$. Introduisons l'opérateur :

$$\delta: \Lambda^1 G^* := G^* \rightarrow \Lambda^2 G^*: \omega \rightarrow \delta(\omega)$$

$$\delta(\omega)(x, y) = -\omega([x, y])$$

Cette opérateur définit une antidérivation homogène de degré 1 et l'on peut montrer aisément en se servant de l'identité de Jacobi qui définit l'algèbre de Lie que :

$$\delta^2 \equiv 0$$

Cette antidérivation peut être étendue de manière naturelle à toute l'algèbre graduée $\Lambda G^* := \bigoplus_{k \geq 0} \Lambda^k G^*$. En suivant la procédure exposée ci-dessus, on peut alors construire l'algèbre de cohomologie $H(\Lambda G^*)$ qui définit la cohomologie de l'algèbre de Lie G .

Nous allons considérer maintenant introduire une notion de cohomologie associée aux algèbres associatives. Il s'agit de la cohomologie dite de Hochschild⁴. Nous nous donnons une algèbre associative A sur un corps K . On introduit alors les ensembles suivants :

$$C^k(A., M) = \{\text{applications } K\text{-linéaires: } \otimes^k A. \rightarrow M\}$$

Où M est un A -bimodule. On définit alors une application δ par la formule suivante :

$$\delta: C^k(A., M) \rightarrow C^{k+1}(A., M): c \rightarrow \delta(c)$$

³L'identité de Jacobi s'écrit : $[[x, y], z] + [[y, z], x] + [[z, x], y] = 0$.

⁴Nous renvoyons le lecteur au livre : Ch.A. Weibel, *An introduction to homological algebra*, Cambridge University Press, 1994.

telle que :

$$\begin{aligned} \delta(c)(a_0, a_1, \dots, a_k) &= a_0 c(a_1, \dots, a_k) \\ &+ \sum_{i=0, \dots, k-1} (-1)^i c(a_0, \dots, a_i, a_{i+1}, \dots, a_k) \\ &+ (-1)^k c(a_0, \dots, a_{k-1}) a_k \end{aligned}$$

On vérifie que cette opération est telle que $\delta^2 \equiv 0$ et qu'elle définit une algèbre de cohomologie sur $C = \bigoplus_{k \geq 0} C^k(A., M)$ appelée algèbre de cohomologie de Hochschild de A . Nous l'écrivons : $H(A, M) = \bigoplus_{k \geq 0} H^k(A., M)$.

2. PETITE INTRODUCTION AU CONCEPT DE DÉFORMATION DE STRUCTURE⁵

On se rappelle qu'une structure est, intuitivement, la donnée d'un ensemble muni d'opérations ou de relations particulières. Un des plus beaux exemples de structure est celui d'un groupe. Il s'agit d'un ensemble muni d'une opération interne et partout définie, associative, possédant un neutre et dont les éléments sont inversibles. La notion d'algèbre évoquée ci-dessus offre un autre exemple important de structure «algébrique». Intuitivement, on peut dire que déformer une structure consiste à modifier l'opération qui la définit au moyen d'un ou plusieurs paramètres et à exiger que cette modification ne change pas la nature de la structure. Ainsi si nous voulons étudier les déformations d'une algèbre associative, nous allons changer la multiplication des éléments de cette algèbre, en indexant ce changement par un paramètre déterminé, et nous allons exiger que la nouvelle multiplication

⁵Nous renvoyons ici à l'article très intéressant de Claude Roger, «Déformations algébriques et applications à la physique» [in] *Où en sont les mathématiques ?* (sous la direction de J.-M. Kantor), Paris, Vuibert/Société Mathématique de France, 2002, pp. 173–194. Cet article donne un survol très complet de l'étude des déformations et de leurs applications.

conserve sa propriété d'associativité. De la même façon, si nous déformons une structure d'algèbre de Lie, nous allons changer la définition du crochet de Lie (la multiplication caractéristique de cette algèbre) en utilisant un paramètre, et nous allons exiger que ce nouveau crochet définisse toujours une algèbre de Lie (autrement dit nous allons demander que ce nouveau crochet vérifie toujours l'identité de Jacobi). La déformation est une manière d'obtenir, à partir d'une structure donnée, toute une famille, indexée par des paramètres, de structures de même nature.

Le point très important est maintenant que les conditions, qui exigent que la structure déformée doit rester de même nature que la structure de départ, peuvent être exprimées en termes cohomologiques. Explicitons un peu ce point.

Considérons une algèbre associative A . Deux éléments a et b de A peuvent donc se multiplier pour donner un produit $a.b$. Une déformation à un paramètre de ce produit est obtenue en introduisant un paramètre t et en écrivant : un produit «déformé» $(,)_t : A \times A \rightarrow A[[t]]$ ⁶ :

$$(a, b)_t = a.b + tm_1(a, b) + t^2m_2(a, b) + \dots = \sum_{k \geq 0} t^k m_k(a, b)$$

où l'on a posé $m_0(a, b) := a.b$ et où $m_k(a, b)$ sont des éléments de A . On impose maintenant que ce produit déformé soit encore associatif. Autrement dit on demande que :

$$((a, b)_t, c)_t = (a, (b, c)_t)_t$$

En développant cette expression au premier ordre en t , nous obtenons la condition :

$$m_1(a.b, c) + m_1(a, b).c = m_1(a, b.c) + a.m_1(b, c)$$

Or cette expression peut s'interpréter naturellement dans le langage de la cohomologie de Hochschild $H^k(A., A)$. En effet, elle

⁶ $A[[t]]$ désigne l'ensemble des séries formelles à coefficients dans A .

s'écrit : $\delta(m_1) = 0$ où m_1 est un élément de $C^2(A., A)$. Donc, m_1 est en fait un élément de $H^2(A., A)$.

On voudrait classifier maintenant toutes les déformations possibles de cette algèbre A . Pour ce faire, nous allons considérer des classes d'équivalence de telles déformations. Deux déformations $(,)_t$ et $(,)'_t$ sont équivalentes s'il existe une application $f_t: A \rightarrow A[[t]]$ telle que : $(f_t(a), f_t(b))'_t = f_t((a, b)_t)$. Si nous exprimons cette formule au premier ordre en t , nous obtenons une formule qui peut s'écrire de la manière suivante :

$$m_1(a, b) - m'_1(a, b) = a.f_1(b) - f_1(ab) + f_1(a).b$$

Mais celle-ci possède une expression cohomologique : $m_1 = m'_1 + \delta f_1$. Ceci est extraordinaire, car cela signifie que deux déformations sont équivalentes si elles appartiennent à la même classe d'équivalence dans $H^2(A., A)$. L'ensemble des classes de déformations de l'algèbre associative A s'identifie donc avec $H^2(A., A)$. Supposons que $H^2(A., A) = 0$, il n'y a pas de déformation non-triviale de l'algèbre et l'ont dit que celle-ci est *rigide*. Par contre si $H^2(A., A) \neq 0$ il existe des déformations non-triviales de l'algèbre et les différentes classes d'équivalence correspondent à différentes classes de déformations. La cohomologie apparaît donc ici comme l'outil indispensable pour étudier la déformabilité d'une structure (ici d'une algèbre associative, mais cela reste vrai pour des algèbres de Lie, ...).

3. QUELQUES QUESTIONS ÉPISTÉMOLOGIQUES TRADUITES EN TERMES DE DÉFORMATIONS

Les philosophes des sciences ont beaucoup discuté de la question de l'incommensurabilité des théories⁷. Une théorie est incommensurable avec un autre s'il n'est pas possible de traduire de l'un

⁷Cfr M. Curd, J.A. Cover, *Philosophy of science. The central issues*, New York, Norton, 1998, pp. 916–920.

à l'autre leurs concepts, leurs notions, leur langage, ... Souvent le concept de traduction n'est guère défini rigoureusement ce qui donne au concept d'incommensurabilité une faiblesse conceptuelle assez grande. La notion de déformation de structure pourrait aider à approcher d'une manière plus précise l'idée d'incommensurabilité. Considérons deux théories reposant sur des structures algébriques A et B . On pourrait envisager de dire que les deux théories sont incommensurables *d'un point de vue algébrique* si et seulement s'il n'existe aucune déformation algébriques qui transforme la structure A en B . Par contre elles seraient commensurables, relativement à ce point de vue algébrique, si ces structures peuvent être reliées par une déformation algébrique. Nous ne prétendons pas que tous les aspects de l'incommensurabilités soient repris dans cette caractérisation, mais nous percevons aisément qu'elle nous permet de rendre précis le concept, en le rattachant à l'architecture algébrique des théories. Nous verrons plus bas que l'on peut mettre en œuvre ce point de vue pour comparer des théories fondamentales en exhibant ce qui en fait l'unité profonde et parfois cachée.

D'une manière imagée, on peut dire que la théorie des déformations algébriques met en évidence, lorsqu'elle existe, une forme de «plasticité» des structures. La plasticité désigne la capacité de certains systèmes d'être façonnés tout en gardant une unité, une cohérence profonde. On a relativement peu étudié en philosophie des sciences empiriques et formelles les notions de plasticité ou de rigidité structurales. Or ceci est intéressant, car cela permet de poser une autre question qui est envisagée par les philosophes de la physique ou des mathématiques qui est celle de savoir si l'on peut «quantifier», *a priori*, la fécondité, la générativité *théorique* d'un formalisme.

Ceci semble comme tel dépourvu de sens. En effet, la générativité, la capacité qu'une théorie possède d'en engendrer d'autres, ne peut se jauger semble-t-il qu'*a posteriori*. En fait la déformabilité des structures (algébriques) suggère que l'on pour-

rait associer à toute théorie une sorte de *degré de générativité* (algébrique). En effet, étant donnée une théorie, on peut en identifier une structure algébrique fondatrice. Si nous connaissons la cohomologie associée, il nous est possible de caractériser, *a priori*, les classes de déformations algébriques. Le nombre de ces classes donnent une mesure, relative mais intéressante, de la fécondité du formalisme, de sa capacité à engendrer d'autres formalismes différents mais néanmoins du même type structural.

Remarquons qu'il convient de ne pas transformer un critère *suffisant* de fécondité basé sur la capacité d'une théorie à admettre des déformations algébriques avec un critère *nécessaire* d'une telle fécondité. En effet, il se pourrait qu'une théorie suscite l'engendrement d'autres cadres théoriques extrêmement fructueux sans pour autant que ces derniers soient produits par un processus de déformation algébrique (ou même différentielle ou topologique, . . .) de la théorie initiale. Nous allons justement voir dans la suite, que l'histoire de la relativité nous montre deux exemples extrêmement instructifs qui illustrent ce que nous venons de dire. La structure algébrique de la mécanique classique (la relativité *galiléenne*) a une plasticité telle qu'elle peut engendrer, par une déformation à un paramètre, la structure algébrique qui se trouve au fondement de la relativité *restreinte*. L'émergence de cette dernière traduit donc en quelque sorte la fécondité de la mécanique classique. Mais à son tour nous allons montrer que la relativité restreinte, qui d'une certaine manière suscite, par ses limites (impossibilité d'y décrire la gravitation) et par une volonté de généralisation, l'émergence de la relativité *générale*, n'est pas reliée à cette dernière par une déformation algébrique. La fécondité de la relativité restreinte n'est pas jaugée dans ce cas par sa «plasticité algébrique».

4. RELATIVITÉ RESTREINTE, RELATIVITÉ GÉNÉRALE ET DÉFORMATIONS DE STRUCTURES

Les propriétés essentielles de la mécanique classique sont liées au groupe de Galilée qui est le groupe des déplacements affines de l'espace-temps classique. Nous pouvons construire aisément son algèbre de Lie et nous demander si celle-ci admet des déformations. Il se fait que, dans ce cas encore, c'est le deuxième groupe de cohomologie de l'algèbre de Lie qui nous renseigne sur l'existence de telles déformations. Le calcul montre que ce groupe contient un élément non-trivial qui indique l'existence d'une déformation de structure. La structure déformée n'est autre que... l'algèbre de Lie du groupe de Poincaré, groupe qui est au fondement des propriétés caractéristiques de la relativité restreinte. La déformation est réalisée au moyen d'un paramètre qui peut s'interpréter comme l'inverse de la vitesse de la lumière $1/c$.

Ce résultat profond apparaît pour la première fois dans les travaux de Wigner et d'Inönü et il est intéressant d'en prendre toute la mesure épistémologique. Il est amusant de découvrir que la structure algébrique qui sous-tend la mécanique classique contenait, comme «en creux», cette possibilité d'un développement théorique vers la relativité restreinte. On pourrait lire *a posteriori* le travail d'Einstein en 1905 comme la mise en œuvre de cette possibilité de déformation qui était en germe dans le cadre théorique galiléen. La «commensurabilité» de la mécanique classique et de la relativité restreinte repose donc sur une base rigoureuse. Il est possible de comparer les deux univers théoriques car l'un peut être engendré par l'autre au moyen d'une déformation de structure.

Rétrospectivement aussi, on ne peut qu'admirer l'œuvre de Galilée et de Newton qui jetèrent les bases d'un formalisme qui précontenait les germes de fructueux développements théoriques futures. La richesse d'une théorie peut se juger non seulement en fonction de ses réussites actuelles mais aussi en fonction de sa générativité théorique, c'est-à-dire de sa puissance d'engendre-

ment de nouveaux concepts, de nouvelles notions et structures. De ce point de vue, nous devons, en histoire de sciences, faire nettement la différence entre des théories qui sont efficaces, à un moment donné, pour expliquer un champ de phénomènes, mais qui n'ont guère de fécondité théorique et conceptuelle, et des théories qui, tout en manifestant leur extraordinaire efficacité, ont une réelle générativité formelle.

Nous pouvons nous demander à présent si le cadre algébrique qui sous-tend la relativité restreinte, l'algèbre de Lie du groupe de Poincaré, est susceptible d'admettre des déformations structurales ? La réponse est positive. Le deuxième groupe de cohomologie de cette algèbre de Lie contient un élément non-trivial qui indique une déformation possible à un paramètre. La structure déformée correspond ici à l'algèbre de Lie du groupe $SO(3, 2)$. Ce groupe peut être interprété comme le groupe des isométries d'un espace pseudo-riemannien homogène : l'espace de de Sitter à 4 dimensions. Le paramètre de déformation est dans ce cas l'inverse de la courbure scalaire de cet espace-temps de de Sitter. Ce dernier est l'une des solutions des équations de la relativité générale. Nous voyons ici une différence essentielle avec la déformation de l'algèbre du groupe de Galilée. Dans ce cas, nous trouvons, par déformation, l'algèbre du groupe caractéristique de toute la théorie de la relativité restreinte. La déformation représente, dans un sens, une sorte de déploiement d'un «germe conceptuel» dont est porteuse la théorie classique. Ici nous voyons nettement que la relativité restreinte n'engendre pas, par déformation algébrique, la relativité générale, mais seulement l'algèbre d'un groupe d'isométries d'un modèle très particulier d'univers solution des équations d'Einstein de la relativité générale. La structure importante qui se trouve aux fondements de bon nombre de propriétés de la relativité générale est celle du groupe de difféomorphismes de la l'espace-temps qui ne coïncide pas avec $SO(3, 2)$ bien entendu. Si nous tentons de déformer l'algèbre du groupe $SO(3, 2)$ nous n'y parvenons plus car cette dernière

structure est rigide et l'on peut dire que le «germe algébrique» contenu dans la théorie galiléenne de la mécanique atteint ici son déploiement maximal.

Remarquons que le fait que la relativité générale ne puisse pas être envisagée comme une déformation algébrique de la relativité restreinte, ne signifie bien entendu pas que cette dernière ne joue aucun rôle dans l'engendrement de la première ! Les deux théories sont effectivement reliées et l'on retrouve l'espace de Minkowski comme solution particulière des équations de la relativité générale. S'il existe bel et bien un lien entre les deux théories et si l'on peut dire que la relativité restreinte joue un rôle essentiel dans le processus historique et conceptuel qui guide l'émergence de la relativité générale, il est clair que les structures algébriques des deux théories ne peuvent être connectées, de manière naturelle, par une déformation. Ceci montre que si le processus de déformation algébrique des structures est bel et bien suffisant pour expliquer la générativité de certaines théories, il n'en est pas pour autant nécessaire. Et, de fait, dans bien des cas, la genèse d'une théorie nouvelle à partir de cadres anciens se fait par des voies qui ne peuvent être comprises en des simples termes de déformations algébriques. Au fond ceci vient du fait que l'innovation théorique nécessite souvent des ruptures qui est justement à l'opposé de cette «plasticité structurale» qui caractérise le processus de déformation. Plasticité et rupture conceptuelles ou structurales doivent être conjugués pour rendre justice l'extraordinaire efficacité de l'esprit humain !

L'intérêt épistémologique de la théorie des déformations de structure est ici de manifester une différence essentielle entre la relativité restreinte et la relativité générale du point de vue de l'invention théorique. Le passage de la relativité restreinte à la relativité générale nécessite une sorte d'inventivité conceptuelle qui n'est pas de même nature que celle qui fait passer de la mécanique

classique à la relativité restreinte. L'histoire⁸ montre d'ailleurs les hésitations dont a fait montre Einstein, entre 1912 et 1915, avant d'oser admettre un formalisme qui était covariant sous un groupe de difféomorphismes (actifs). L'invariance sous ce groupe conduit à une conception de l'espace qui est très différente de celle qui sert de base à la physique classique⁹. Par exemple, en l'absence d'énergie–matière, l'invariance sous difféomorphismes fait que l'on ne peut plus donner un sens à des événements spatio–temporels individualisés. On comprend ici que l'on ne peut considérer la relativité générale comme une simple extension des idées et du cadre conceptuel de la relativité restreinte. La différence entre les deux théories se perçoit d'ailleurs très bien si l'on réalise que l'on est parvenu à construire une théorie quantique relativiste des champs (en édifiant, sur l'espace plat de Minkowski, une théorie quantique covariante sous le groupe de Lorentz) alors qu'une théorie quantique de la gravitation, conciliant la relativité générale et la mécanique quantique, reste encore à trouver. Ce dont nous venons de parler n'est pas très original, le saut conceptuel et inventif qui amena Einstein de la relativité restreinte à la relativité générale a été très souvent épingle. Cependant, ce qui nous semble plus original, c'est que la théorie des déformations de structures algébriques nous aide à préciser les caractéristiques de ce «saut conceptuel» en manifestant que le cadre théorique de la relativité générale ne peut être vu simplement comme un «déploiement» (c'est au fond le sens intuitif d'une déformation) basée sur l'idée d'un espace–temps classique.

Par comparaison, le passage de la mécanique classique à la mécanique quantique apparaît tout autre. En effet, en mécanique quantique la structure algébrique de base est une algèbre non–commutative d'observables. Or, on montre que la l'algèbre com-

⁸J. Stachel, «Einstein's search for general covariance» [in] *Einstein and the history of general relativity* (D. Howard, J. Stachel, eds.), Boston, Birkhäuser, 1989, pp. 162–168.

⁹Cfr M. Jammer, *Concepts of space. The history of theories of space in physics*, New York, Dover, 1993 (third, enlarged edition).

mutative des fonctions définies sur l'espace de phase de la mécanique classique peut être déformée en une algèbre non-commutative d'opérateur au moyen d'un paramètre. Cette algèbre n'est autre que l'algèbre des observables de la mécanique quantique et le paramètre s'interprète naturellement en termes de la constante de Planck. La structure symplectique de la mécanique classique, qui apparaît lorsqu'on formule celle-ci dans le formalisme hamiltonien, préfigure donc un cadre tout à fait nouveau dont elle est le ressort et comme la pierre d'attente. Qu'est-ce qui distingue cette situation de celle de la relativité générale ? En fait, il semble bien que ce soit la notion d'espace-temps. En mécanique classique et quantique, tout comme en théorie quantique relativiste des champs, on conserve une notion d'espace-temps comme un «fond» (*background*) sur lequel on peut construire toute la théorie. En relativité générale, comme l'ont montré avec beaucoup de justesse et de clarté les travaux de Smolin et Rovelli par exemple, cette notion de *background* spatio-temporel n'a plus de sens. L'invariance de la théorie de la gravitation sous difféomorphismes élimine à tout jamais cette notion d'une «toile de fond» spatio-temporelle sur laquelle nous pourrions construire toutes nos théories physiques. Dans ce sens, la théorie des déformations algébriques nous aide à comprendre, et à exprimer dans un langage rigoureux, les racines de cette proximité qui existe entre la mécanique classique et la mécanique quantique (malgré la radicale nouveauté de cette dernière !) et la distance qui les sépare de la relativité générale.

5. DE LA RELATIVITÉ GÉNÉRALE À LA GRAVITATION QUANTIQUE : UNE QUESTION DE DÉFORMATION ?

Pour conjoindre la relativité générale avec la mécanique quantique il nous faut abandonner notre notion usuelle d'espace-temps, mais il nous faut donc aussi abandonner probablement les notions usuelles de groupe de symétrie à partir de laquelle elles

sont définies. Il est intéressant de noter au passage que dans des recherches récentes sur l'unification de la relativité générale et de la mécanique quantique, Shahn Majid¹⁰ a montré que ces deux théories pourraient peut-être s'unifier au moyen de constructions qui interviennent dans la théorie des groupes quantiques. Certains de ces groupes quantiques¹¹ (qui ne sont pas des groupes mais des algèbres de Hopf!) sont précisément des déformations d'algèbre de Lie de groupes classiques. Ces groupes quantiques apparaissent aussi comme les analogues des groupes de symétrie agissant sur des espaces à géométrie non-commutative¹².

Les travaux de Majid indiquent que l'on peut, au moins dans certaines situations simples mais suggestives, construire une structure algébrique très riche¹³, dépendant de deux paramètres (interprétés comme la constante de Planck et la constante de gravitation), et qui peut être vue comme une «déformation» de la géométrie courbe de la relativité générale (qui est obtenue lorsque l'on fait tendre la constante de Planck vers zéro) et de la mécanique quantique (qui est retrouvée lorsque la constante de gravitation tend vers zéro). Cette situation est suggestive. Elle met en évidence une méthodologie d'unification des théories, basée sur la déformation algébrique des cadres théoriques initiaux. Les caractéristiques mathématiques de la déformation indiquent, de manière précise, à la fois ce qui, au cœur des théories de base, prépare la théorie unificatrice (ce qui rend cette dernière commensurable aux premières) mais aussi ce qui doit être changé dans la structure de base pour atteindre l'objectif d'unification. Le travail de Majid montre nettement que l'unification de la descrip-

¹⁰S. Majid, *Foundations of quantum group theory*, Cambridge University press, 1995.

¹¹Cfr V. Chari, A. Pressley, *A guide to Quantum groups*, Cambridge University Press, 1994 ; A. Guichardet, *Groupes quantiques. Introduction au point de vue formel*, Paris, InterEditions/CNRS, 1995.

¹²Cfr A. Connes, *Noncommutative geometry*, New York, Academic Press, 1990.

¹³Il s'agit de la structure de produit «bicroisé» (*bicrossproduct*).

tion des phénomènes quantiques et de la gravitation ne peut se réaliser que si nous «inventons» une nouvelle déformation de nos cadres de base, déformation qui conjoint, en un formalisme non-commutatif, les notions géométriques de la relativité générale et l'algèbre non-commutative des observables de la mécanique quantique.

6. LA RICHESSE ÉPISTÉMOLOGIQUE DE LA THÉORIE DES DÉFORMATIONS DE STRUCTURES

On pourrait dire que les mathématiques de la théorie des déformations nous donnent un accès à un langage rigoureux permettant de penser le changement théorique en physique et en particulier les changements qui débouchent sur l'unification des formalismes.

La théorie des déformations traduit mathématique et sur le mode algébrique le fait qu'une théorie ancienne peut en préfigurer une autre, en en portant une sorte de trace formelle, tout en présentant des caractéristiques assez différentes de la théorie nouvelle. Ainsi la mécanique classique porte en elle les pierre d'attente de la mécanique quantique, les deux théories étant pourtant très différentes. La théorie des déformations invite donc à repenser de manière plus profonde la question de l'incommensurabilité. Les vocabulaires et les champs de phénomènes décrits par deux théories peuvent être très différents, sans pour autant que les deux théories soit incommensurables ! En effet, les deux théories pourraient très bien être reliées l'une à l'autre en profondeur par une déformation de leur structure algébrique.

En fait, la théorie des déformations montre que la notion épistémologique d'incommensurabilité est une notion seulement relative. Si l'on considère le point de vue qui est discuté ici, on pourra se restreindre à une notion de commensurabilité ou d'incommensurabilité basée sur les structures algébriques caractéristiques des théories physiques. Il s'agit, bien entendu, d'un

point de vue très particulier et restreint, car on aurait pu aussi s'intéresser aux structures topologiques ou différentielles, etc. Mais nous ne prétendons pas qu'il soit possible de décrire une notion absolue d'incommensurabilité! L'incommensurabilité *relative aux structures algébriques* peut être défini de la manière suivante. Deux théories physiques sont *commensurables* relativement à leurs structures algébriques, si l'une peut s'obtenir à partir de l'autre au moyen d'une déformation de leur structure algébrique caractéristique. Elles sont dites *incommensurables* relativement à ce même point de vue dans le cas contraire. On voit que la notion d'incommensurabilité ne peut être véritablement opérationnelle et rigoureuse qu'à la condition de spécifier par rapport à quel point de vue (algébrique, topologique, ...) on la définit. Le débat philosophique sur cette question s'est parfois fourvoyé, en présupposant implicitement une sorte de notion d'incommensurabilité sans référence précise. Ici la notion d'incommensurabilité *relative aux structures algébriques* possède une «mesure» précise qui est donnée par la cohomologie associée à la structure considérée. La rigidité ou la non-rigidité cohomologique, qui peuvent être calculées, procurent un outil et des critères pour prouver que tel cadre ne peut ou peut être déformé en un autre. Ceci montre donc l'extraordinaire fécondité de la théorie de l'homologie et de la cohomologie en philosophie des sciences.

Ces méthodes cohomologiques constituent une sorte d'outil d'analyse pour tester la fécondité d'un formalisme et fournissent une méthodologie pour en inventer de nouveaux. En effet, supposons que nous disposions, à un moment donné, d'une théorie physique fondamentale. Si nous en identifions la structure algébrique maîtresse, il est possible d'en étudier, avec une cohomologie adaptée, la rigidité ou la déformabilité. Dans l'hypothèse où la structure est déformable, il est alors possible de construire les classes de déformation et d'engendrer ainsi de nouveau formalismes que l'on peut étudier et soumettre au verdict expérimental.

Cependant il convient de rester prudent et de ne pas en tirer des conclusions hâtives. Nous n'avons pas ici une sorte de méthode «miracle» de l'invention théorique qui permettrait d'engendrer mécaniquement les théories du futur à partir de celles du passé! En effet, l'exemple du passage de la relativité restreinte à la relativité générale nous montre que la déformation est loin d'être la seule méthode d'engendrement de nouvelle théorie. La construction de la relativité générale montre qu'il faut faire intervenir une sorte d'inventivité, d'intuition qui ne peut être intégrée dans une «logique de la découverte». Einstein ajoute véritablement quelque chose de nouveau lorsqu'il exige, après quelques hésitations que sa théorie de la gravitation doit être covariante sous les difféomorphismes. De plus, même si un nouveau cadre peut être obtenu à partir d'un plus ancien, par déformation algébrique de structure, il importe de remarquer que la procédure de déformation n'est pas nécessairement immédiate et évidente. En effet, il faut d'abord identifier la bonne structure à déformer et construire les outils cohomologiques qui leur correspondent. L'exemple donné par les travaux de Majid le montre très bien. Certaines théories géométriques (mimant la gravitation) et quantique peuvent être déformées pour donner un cadre qui les unifie. Mais, pour ce faire, il faut «mettre au jour» une bonne déformation. Dans ce cas précis, il faut «découvrir» ou «inventer» la structure de *produit bicroisé*. Or cela ne relève pas d'une démarche évidente et directe. De nouveau est en jeu toute une intuition qui n'est guère «mécanisable».

Quoi qu'il en soit des limites de cette méthodologie, l'étude des déformations des structures (algébriques ou topologique ou différentielles, ...) sous-jacentes aux théories physiques fondamentales devrait intégrer, aux côtés de la logique formelle, la panoplie des outils utilisés par les épistémologues pour caractériser l'émergence de nouvelles théories et pour évaluer leur fécondité relative (la puissance de développement théorique), pour mettre en

évidence des continuités et des ruptures entre les cadres conceptuels.

SUMMARY

RELATIVITY AND STRUCTURE DEFORMATIONS : EPISTEMOLOGICAL ASPECTS

In contemporary philosophy of science there is a long lasting discussion concerning the evolution of physical theories. One analyzes the so-called limiting transitions from new theories to older ones (the correspondence principle). The present author notices that contemporary science has at its disposal a technical tool with the help of which the inverse process can be analyzed, namely a deformation of an older theory to the newer (more general) one. The author briefly presents the mathematical theory of structure deformations and discusses its applications to philosophy of science. For instance, with the help of this theory the concepts of commensurability or non-commensurability of physical theories can be precisely defined. The chain of structure deformations is described in changing from classical mechanics to special relativity and then to general relativity, and from classical mechanics to quantum mechanics. Some consequences of this approach for the search of quantum gravity are also outlined. In spite of the great epistemological significance of the theory of structure deformations, the role of human inventiveness in scientific creativity remains irreplaceable.

STRESZCZENIE

TEORIA WZGLĘDNOŚCI A DEFORMACJE STRUKTUR: ASPEKTY EPISTEMOLOGICZNE

We współczesnej filozofii nauki od dawna toczy się dyskusja na temat przechodzenia jednych teorii fizycznych w drugie. W jej trakcie analizuje się głównie tzw. przejścia graniczne od nowej teorii do teorii dawniejszej (zasada korespondencji). Autor zwraca uwagę, że współczesna nauka

dysponuje technicznym narzędziem analizowania procesu odwrotnego: deformacji struktury dawniejszej teorii do nowszej (ogólniejszej) teorii. Po zarysowaniu matematycznej teorii deformacji struktur, autor omawia jej znaczenie dla filozofii nauki. Na przykład, przy pomocy tej teorii można w sposób ścisły zdefiniować współmierność lub niewspółmierność dwóch teorii fizycznych. Następnie przedstawia funkcjonowanie deformacji przy przejściach od mechaniki klasycznej do szczególnej, a następnie do ogólnej teorii względności, a także od mechaniki klasycznej do fizyki kwantowej. Szkicuje także pewne konsekwencje tego podejścia dla programu poszukiwania kwantowej teorii grawitacji. Mimo ważnej epistemologicznej roli teorii deformacji struktur, znaczenie twórczej inwencji w poszukiwaniu nowych rozwiązań teoretycznych jest niezastąpione.

Wojciech P. Grygiel
Pontifical Academy of Theology,
Faculty of Philosophy
Kraków

IS SCHRÖDINGER'S CAT DEAD OR ALIVE?

1. INTRODUCTORY REMARKS

Quantum mechanics is a contemporary physical theory that involves high level of mathematical complexity and abstraction. Classical mechanics easily associates values of physical quantities with properties of the objects of its study whereby it makes its method transparent for human common sense. The predominance of abstract structures made its mark already in the 19th century in the theory of electromagnetism where Maxwell applied the notion of a vector field. Defined by the use of strict mathematical language, this notion remains outside of the reach of human intuition. The problem escalates in case of quantum mechanics and the theory of relativity insofar as their spectacular results are achieved exclusively by means of complex mathematical apparatus. Since quantum mechanics utilizes the notions of a wave function and probability, it is necessary to develop a transitory basis to specify how these notions are refracted in the world of physical experiment, namely, where the output of a measurement is a number. The translation of the mathematical language into what may be intuitively perceptible is achieved by means of an *interpretation*. A prominent French theoretical physicist, Roland

Omnes maintains that the advent of abstractness and formalness that penetrates into the very heart of reality defeats the common sense together with its philosophical principles so that a new way of understanding may need to be invented.¹ Although it remains within the realm of speculation whether such radical means have to be resorted to, Omnes' assertion well illustrates how a philosophical (precisely epistemological) problem may arise in the context of natural sciences.

Inasmuch as the theory of relativity has found a consistent language of non-euclidean geometries, the framework of quantum mechanics is still seeking a meaningful way to correlate its inherent probabilism with a single experimental fact obtained through a measurement. For early masters such as Niels Bohr, quantum mechanics did not describe physical reality but offered only a formal means to accumulate the entire knowledge about a system under study (*quantum completedness*).² Technically speaking, in such instance one does not compute the values of physical quantities but the probabilities wherewith these values will occur. This approach, known as the Copenhagen Interpretation, resulted in the bifurcation of reality into the realm of the observer (measuring device) and the system under study thereby giving rise to the famous *measurement problem*. As an upshot, this interpretation did not equip quantum mechanics with the precise conditions of its experimental verification.³ Bohr's standpoint was opposed by the great proponent of physical realism, Albert Einstein. He demanded that what is obtained in a measurement must correspond to an existing reality within a system. Also, he stipulated

¹R. Omnes, *Quantum Philosophy: Understanding and Interpreting Contemporary Science*, Princeton and Oxford: Princeton University Press 1999, 82.

²N. Bohr, Quantum Mechanics and Physical Reality, *Nature* 136 (1935) 1025.

³R. Omnes, Consistent Interpretations of Quantum Mechanics, *Reviews of Modern Physics* 64 (2), April 1992, 340.

that since quantum mechanics does not fully correlate with reality (non-localities), it must be *incomplete*.⁴

The most virulent concerns of quantum mechanics prompted advancements in its mathematical framework as well. German mathematician, Johann von Neumann ranks among the most prominent in this matter especially in regards to his systematic treatment of multistate quantum systems within Hilbert spaces.⁵ Also, he coined out the idea of the *wave function collapse* as an attempt to resolve the measurement problem. Aside from their physical significance, these developments generated a number of conceptual problems that found their expression in the paradox of the **Schrödinger's Cat** proposed by one of the founders of quantum mechanics, Edwin Schrödinger in 1935.⁶ The gist of the paradox consists in the question whether a macro-physical system such as a cat can exist in a superposition of states as demanded by the general expression for the wave function of a multistate system. Moreover, it must be addressed whether the measurement that effects the collapse of the wave function decides about the fate of the cat. In short, whether it is the observer who kills or saves the cat. Within the Copenhagen paradigm, the paradox emphasizes the specificity of quantum mechanics in its insistence on the radical separation of the observer and the system under study.

The aim of this article is to demonstrate the solution of the Schrödinger's Cat paradox based on several newer developments in quantum mechanics. These developments seek to provide a larger interpretational framework in which the measurement problem can be treated in a consistent way so as to eliminate

⁴A. Einstein, B. Podolski, N. Rosen, Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?, *Physical Review* 47 (1935) 777–780.

⁵J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, trans. R.T. Geyer, Princeton: Princeton University Press 1955.

⁶E. Schrödinger, Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik, *Die Naturwissenschaften* 23 (1935) 807 sq.

the observer/observed dichotomy. This framework is referred to as *consistent histories* interpretation that was first proposed by Robert Griffiths in 1984.⁷ One of its main ideas follows the intuition of von Neumann who insisted on the use of the quantum mechanical formalism in the description of both the measuring device as well as the measured system contrary to what was postulated by Niels Bohr. In particular, the phenomenon of *decoherence* that is responsible for the ultra fast quenching of quantum superposition states explains the emergence of the classical world out of the quantum realm and has been already confirmed experimentally.⁸ Consequently, decoherence comes to the rescue of the Schrödinger's Cat paradox insofar as it stipulates the instantaneous disappearance of its 'quantum suspension state' to yield *either* a dead *or* an alive cat. This result bears philosophical significance because it not only accents the reality of the quantum micro-world but it also characterizes the process of transition (emergence) into the macro-world perceived 'classically' by human common sense. Lastly, it alleviates the torments of a poor cat oscillating between life and death in the clutches of a multi-state wave function.

2. BACK TO BASICS

The accomplishment of the task of precise deciphering the nuances of the Schrödinger's Cat paradox with the aid of the phenomenon of decoherence demands a brief detour into the specifics of quantum mechanics alone. Although history of science rightly dates the beginnings of quantum mechanics to the quantum of

⁷R.B. Griffiths, Consistent Histories and the Interpretation of Quantum Mechanics, *Journal of Statistical Physics* 36 (1984) 219–272. See also: R. Omnes, *Understanding Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press 1999, 157–168.

⁸R. Omnes, *Understanding Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press 1999, 197–207.

hypothesis of Max Planck in 1900, the road to strict quantum formalism was paved by the wave–corpuscular dualism expressed in the matter wave hypothesis proposed by Louis de Broglie (1925). Since a mass can be correlated with a wave, the mathematical formalism used in wave mechanics will now apply to the description of moving particles. In other words, the state of a particle will be characterized by a wave function Ψ . As a result, the location of a particle in space is governed by the spatial indeterminacy of a wave for distances smaller than $\lambda/2$. This gives rise to the famous Heisenberg uncertainty principle.⁹ Unlike in classical mechanics, each physical property is assigned an operator $\hat{\mathbf{A}}$ so that the only observable values corresponding to this property are the eigenvalues of the operator¹⁰:

$$\hat{\mathbf{A}}|\Psi\rangle = a|\Psi\rangle .$$

The quantum mechanical wave functions belong to the Hilbert space (a linear vector space with a scalar product). The operators are Hermitian resulting in their eigenvectors being orthogonal and eigenvalues real. This best suits the treatment of physical systems. The time evolution of a wave function is described by the time dependent Schrödinger equation that is entirely deterministic and reversible:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = \hat{\mathbf{H}}|\psi\rangle .$$

$\hat{\mathbf{H}}$ is the quantum analogue of the Hamilton energy operator (Hamiltonian) where momentum is replaced by an appropriate momentum operator. Due to the fact that $\hat{\mathbf{H}}$ is a unitary operator, the above evolution will be further referred to as the unitary

⁹A good account of the historical development of quantum mechanics can be found in: W. Heisenberg, *Physics and Philosophy*, New York: Harper & Brothers Publishers 1958, 30–75.

¹⁰For standard exposition of the principles of quantum mechanics see for example: Ch. Isham, *Lectures on Quantum Theory: Mathematical and Structural Foundations*, London: Imperial College Press 1995.

procedure **U**. For a multistate system, the expression for the total wave function Ψ involves the linear superposition of all contributing single state eigenfunctions ψ_i in the Hilbert space:

$$|\Psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle.$$

According to the interpretation of wave functions proposed by Max Born (1925), the probability density of finding the particle described by $|\Psi\rangle$ in a particular eigenstate $|\psi_i\rangle$ is $|\psi_i|^2$. At this point it is worthwhile to stress that while in classical mechanics these are the values of measured properties that evolve, quantum mechanics considers the evolution of wave functions in time and, consequently, the time evolution of the distribution of probabilities to obtain respective observables in a measurement. However, nothing is stated whether a system has any real values related to the physical quantities concerned before the measurements are made. This assertion led to a prolonged discussion on the ontological status of quantum mechanics, namely, whether there is a correspondence between quantum description of measured systems and reality (the famous Bohr/Einstein controversy mentioned in the opening paragraphs).¹¹ Presently, the so called EPR experiments confirm the predictions of quantum theory suggesting that the reality of the micro-world obeys the quantum laws. The most precise and most convincing results were obtained in the experiments with photons performed in 1986 by Alain Aspect and his colleagues.¹²

In 1930's, John von Neumann, mentioned already in a previous paragraph, embedded quantum mechanics within the abstract theory of Hilbert spaces and developed a formal approach to the measurement problem by introducing the notion of the reduction

¹¹M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics*, New York: Wiley 1974.

¹²A. Aspect, P. Grangier, Experiments on Einstein–Podolsky–Rosen–Type Correlations with Pairs of Visible Photons, in: R. Penrose, C.I. Isham (ed.), *Quantum Concepts in Space and Time*, Oxford: Oxford University Press 1986.

of the wave vector, known otherwise as the “quantum leap”. In the nomenclature used by Penrose, this process is denoted as procedure **R** in order to emphasize its radical irreversibility and discontinuity in distinction to the reversible and continuous unitary evolution **U** of the wave function according to the Schrödinger equation.¹³ In short, the measurement process that effects the reduction of the vector selects out a single value of a measured quantity from among all those that contribute to the multistate wave function $|\Psi\rangle$:

$$|\Psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle \Rightarrow |\psi_i\rangle \Rightarrow a_i$$

where a_i is the eigenvalue corresponding to $|\psi_i\rangle$. The discontinuity of this transition causes the radical incompatibility of procedures **U** and **R**. It is precisely this discontinuity that underlies most conceptual and interpretational problems of quantum mechanics. It finds no resolution within the context of the classical Copenhagen interpretation insofar as this interpretation does not account for the **U/R** leap and thus provides no context for experimental verification of quantum mechanics. Also, it gives rise to the Schrödinger's Cat paradox.

3. THE PARADOX REVISITED

The Schrödinger's Cat Paradox is an ingenious thought experiment conjured up by one of the leading founders of quantum mechanics, Edwin Schrödinger in 1935. In Schrödinger's own words, the details are as follows:

One can even set up quite ridiculous cases. A cat is penned up in a steel chamber, along with the following diabolical device (which must be secured against direct interference

¹³R. Penrose, *The Road to Reality: A Complete Guide to the Laws of the Universe*, New York: Alfred A. Knopf 2005, 527 et sq.

by the cat): in a Geiger counter there is a tiny bit of radioactive substance, so small that perhaps in the course of one hour one of the atoms decays, but also, with equal probability, perhaps none; if it happens, the counter tube discharges and through a relay releases a hammer which shatters a small flask of hydrocyanic acid. If one has left this entire system to itself for an hour, one would say that the cat still lives if meanwhile no atom has decayed. The first atomic decay would have poisoned it. The Psi function for the entire system would express this by having in it the living and the dead cat (pardon the expression) mixed or smeared out in equal parts.¹⁴

Although much ink has been spilled about possible physical as well as philosophical consequences of this experiment, it is still haunted by a number of misconceptions. The one proposed with least caution states that it is the conscious observer who by the very act of opening the box determines the fate of the cat otherwise suspended in a superposition state between life and death as expressed by the wave function:

$$|\Psi\rangle = c_a|\psi_a\rangle + c_d|\psi_d\rangle$$

where subscripts a and d refer to an alive and a dead cat, respectively.

Such an assertion involves much of a reductionist attitude for it bypasses several conceptual issues involved in the paradox. First of all, it does not corroborate with the Copenhagen Interpretation. This interpretation stipulates that quantum mechanics is a theory that accumulates our knowledge about the system under study and permits calculations of probabilities of obtaining certain values of physical properties in an experiment. By expressing the state of a system in a form of a superposition of wave functions corresponding to single eigenstates (see the formula in a previous

¹⁴E. Schrödinger, *op. cit.*

paragraph), it relates the indeterminacy of the observer's knowledge as to the actual state of the system to be resolved through an act of a measurement with a respective probability. It does not aspire to correlate the condition of the system with an objective reality before the measurement is accomplished. Within the Copenhagen paradigm, the representation of the cat as suspended between life and death in a superposition state is intrinsic to the theory for the purpose of computing probabilities and makes no 'reality' claims. It is worthwhile to mention that this 'low-risk' approach to quantum mechanics is often referred to as 'pragmatic'.¹⁵ Following the intuition of Werner Heisenberg, the act of the observation of the cat actualizes its potency to assume a given state from among all that are available, namely, dead or alive. The emphasis, however, is laid on the increase of the observer's knowledge in regards to the cat's destiny rather than on the objective fact of calling the cat to a definite existence out of the limbo of a superposition state.¹⁶ Consequently, to say that it is the intervention of an observer that decides on the fate of the cat within the framework of the Copenhagen interpretation, does not quite square with the predominantly epistemic character of this interpretation.

Another concern in regards to the Schrödinger's Cat paradox as seen by the Copenhagen Interpretation has been raised by Roger Penrose. It challenges the epistemic character of this interpretation by proposing to place two observers of the experiment: one inside of the box and the other one outside of it.¹⁷ There is no doubt that the one inside the box would observe the cat at a much earlier stage of the experiment as compared to the one outside the box. The immediate question that arises at this point is when exactly the reduction \mathbf{R} of the 'kitty' wave function

¹⁵Ch. Isham, *op. cit.*, 81.

¹⁶W. Heisenberg, *Physics and Philosophy*, New York: Harper & Brothers Publishers 1958, 54.

¹⁷R. Penrose, *The Emperor's New Mind: Concerning Computers, Minds and the Laws of Physics*, Oxford: Oxford University Press 1989.

occurred? Inside the box or outside of it? Since the Copenhagen Interpretation bears primarily epistemic character, the wave function represents the knowledge of the observer and not the actual state of a system investigated. Indeed, this knowledge changed at different times due to their spatial separation within the experimental setup attesting to the minimal applicability of the Copenhagen Interpretation in the description of physical reality. Simply, it does not have much to say what indeed happened to the cat.

The final issue that demonstrates the drawbacks of the Copenhagen Interpretation relates to the restricted range of quantum treatment, namely, only in regards to the system studied. This introduces the observer/observed dichotomy mentioned in the paragraph above where the observer remains external with respect to the object of his investigation and is treated according to the precepts of classical physics. Consequently, quantum mechanics contains no conditions for its experimental verification within the Copenhagen Interpretation. It is precisely on these grounds that the interpretation is presently no longer considered as satisfactory and both its extensions as well as entirely new approaches are discussed. One of the preliminaries and in some ways prophetic intuitions in this area was given by Johann von Neumann (1932) who suggested that both the system measured and the measuring device be treated uniformly according to the same quantum formalism. Although the great complexity of the measuring apparatus due to its multi-atomic composition will introduce obvious formal intricacies, the fact that the atoms and particles it contains are subject to quantum laws justifies this crucial assumption. Moreover, the observer/observed dichotomy is practically eliminated whereby quantum mechanics gains new perspectives for broadened applicability. In such circumstances, the reduction of a wave vector might appear as an objective physical process unrelated to the subjective knowledge of an observer. These developments shift the tone of quantum mechanical interpretations towards physical realism.

In the article mentioned above Schrödinger states that:

It is typical of these cases that an indeterminacy originally restricted to the atomic domain becomes transformed into macroscopic indeterminacy, which can then be resolved by direct observation. That prevents us from so naively accepting as valid a “blurred model” for representing reality. In itself it would not embody anything unclear or contradictory. There is a difference between a shaky or out-of-focus photograph and a snapshot of clouds and fog banks.

We know that superposition of possible outcomes must exist simultaneously at a microscopic level because we can observe interference effects from these. We know (at least most of us know) that the cat in the box is dead, alive or dying and not in a smeared out state between the alternatives. When and how does the model of many microscopic possibilities resolve itself into a particular macroscopic state? When and how does the fog bank of microscopic possibilities transform itself to the blurred picture we have of a definite macroscopic state. That is the measurement problem and Schrödinger's cat is a simple and elegant explanation of that problem.¹⁸

The concern indicated here is definitely prior in regards to the measurement problem insofar as it poses the fundamental question whether a single particle quantum superposition state can be transferred on a macroscopic entity such as a cat. It is by no means trivial for, although the EPR experiments indicate the reality of superposition states for microscopic particles such as photons or electrons, a cat containing approximately 10^{26} atoms in its corpus will occasion numerous complex interactions and thus affect cat's total wave function (provided that such can be even thought of). In order to really appear in a superposition state (as described by the wave function above), a quantum cat would need to develop a strong interference between its being dead or alive as it occurs in case of subatomic particles. Mathematically speaking,

¹⁸E. Schrodinger, *op. cit.*

this necessitates that both a dead and an alive cat would somehow need to be correlated in phase of their motion so as to give rise to the magnitude of the interference term in the wave function expression. The common sense experience, reveals that such state of affairs is simply not observed. And rightly so, because a dead cat just does not move so there is nothing to be correlated with the one that is still alive.

4. DECOHERING THE QUANTUM CAT

Relatively recent advancements in quantum mechanics led to a plausible clarification of the lack of quantum interferences in macroscopic objects. They rely on two cardinal ideas mentioned previously, namely, (1) the entire ‘observer/observed’ arrangement is subject to a uniform quantum mechanical description, (2) quantum states are not only of epistemic value but they portray real physical properties. In other words, this approach extends the perspective of quantum mechanics insofar as it reaches beyond the boundaries of a system under study and situates quantum evolutions within the context of system’s interactions with the environment. This idea underlies the so called *consistent histories interpretation* of quantum mechanics, first proposed by an American theoretical physicist, Robert Griffiths, in 1984 and further developed by Roland Omnès (1988) as well as Murray Gell–Mann and James Hartle in 1990.¹⁹ A *history* is a sequence of quantum mechanical events ordered on a timescale to provide a series of ‘snapshot’ probes of an evolving quantum process so that a probability can be uniformly assigned to an entire history and not to a single observable. The authors of the interpretation claim that it yields a suitable framework of applying probabilities provided that certain consistency conditions are met. The main advantage of the histories interpretation is that it attempts

¹⁹Cf. Ref. 7.

to 'absorb' the measurement problem, that is, its broadened perspective permits the treatment of a measurement as intrinsic to any real quantum process and not as an external perturbation by an observer.

One of the major concerns within the histories interpretation is the quenching of the macroscopic quantum interferences as exemplified by the Schrödinger's Cat paradox. This issue has been hinted at in a quite simplified manner in a previous paragraph and in theoretical physics it is referred to as the effect of *decoherence*. Decoherence was first discovered by a German physicist Hans Dieter Zeh in 1970.²⁰ Detailed studies of this phenomenon conducted in 1970's and 80's revealed that decoherence is one of the most efficient processes in physics responsible for the vanishing of the macroscopic interferences. Following the intuition of Johann von Neumann, its fundamental assumption is that the same set of quantum laws applies both to the measuring device and the measured system such as an atom or a particle. In particular, one can consider a device that measures the z -component of an atomic spin that can assume only two values: $+\frac{1}{2}$ or $-\frac{1}{2}$. According to von Neumann's model of measurement, the measuring device consists of a simple needle with a ruler and its state before the measurement (needle at zero) is characterized by a wave function $\Psi_0(x)$ with a narrow peak at 0.²¹ Upon the interaction with an atom with the z -spin component $\frac{1}{2}$ ($-\frac{1}{2}$), the measuring device's response is $+1$ (-1), respectively, with an appropriate wave function $\Psi_+(x)$ ($\Psi_-(x)$) peaking narrowly for values of x in the closest vicinity of $+1$ (-1). The problem complicates when an atom with a definite x -spin component enters the measuring device for it leaves the z -component indeterminate. The spin wave

²⁰H.D. Zeh, *Found. Phys.* 1 (1970) 69.

²¹The clarification of the phenomenon of decoherence is based on R. Omnes, *Quantum Philosophy: Understanding and Interpreting Contemporary Science*, Princeton and Oxford: Princeton University Press 1999, 199–202.

function in the z -direction assumes the following form:

$$\Psi_z = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{+1/2} + \psi_{-1/2}).$$

In such a case, the wave function of the measuring device tuned to the measurement of the z -component is given by:

$$\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_+(x) + \psi_-(x)).$$

$\Psi(x)$ expresses directly the magnitude of macroscopic quantum *interferences* or, from the point of view of the Schrödinger's Cat paradox, its square yields the probability of finding the cat in a counterintuitive quantum superposition state as suspended between life and death.

Regardless of whether the macroscopic entity that 'takes over' the quantum state of a microscopic particle is an alive cat or a piece of laboratory equipment, both contain approximately 10^{27} to 10^{28} atoms. Consequently, a correction needs to be made to the expression for $\Psi(x)$ to account for all the single coordinates in the entire ensemble of atoms. This is accomplished by introducing a set of cumulative variables y that account for the microscopic features of the measuring device as well as for surrounding experimental conditions. The amended wave function is now written as $\Psi(x, y)$. Both $\psi_+(x, y)$ and $\psi_-(x, y)$ are very complicated functions of y and they show great sensitivity to the position of a pointer. Since $\Psi(x, y)$ is a linear superposition of $\psi_+(x, y)$ and $\psi_-(x, y)$, its magnitude depends on the value of the sum of these two wave functions. In the case of wave functions in general, this is achieved when the functions are *coherent*, that is, the difference of their phases is not a function of time. For instance, this is one of the prime conditions for obtaining great light intensity amplification in lasers. In contrast to the laser action, significant difference in microatomic and environmental conditions of a needle at both readings of $+1$ and -1 in the measuring device (e.g., friction)

combined with significant needle position sensitivity of $\psi_+(x, y)$ and $\psi_-(x, y)$ will result in the phase difference of these functions being random in time (uncorrelated) thereby leading to practical extinction of the value of their summation. In other words, the coherence of $\psi_+(x, y)$ and $\psi_-(x, y)$ is lost. This effect of quenching of the macroscopic quantum interferences is called *decoherence*. From the point of view of mathematical formalism, decoherence effects the diagonalization of the matrix of density so that with all off-diagonal elements equal to zero, no coupling among the quantum eigenstates occurs. Accordingly, the dead Schrödinger's Cat is significantly dephased with respect to the alive one whereby both 'kitty' wave functions no longer remain in the fine phase tuning. In such circumstances, the value of their summation is negligible and the probability of observing Schrödinger's Cat in the superposition state envisioned by the paradox is zero. The solution of the Schrödinger's Cat paradox consists in asserting that following the effect of decoherence, extremely rapid quenching of quantum interferences between its being dead and alive, precludes cat's existence in the quantum superposition state. In short, there is no quantum cat: it is either dead or alive, never both. Or, following Roland Omnes:

One can therefore assert that a quantum superposition of macroscopic states is never produced in reality. Decoherence is waiting to destroy them before they occur. The same is true for Schrodinger's Cat: the stakes are put down as soon as a decay has been detected by the devilish device, before the poison phial is broken. The cat is only a wretched spectator.²²

²²R. Omnes, *Understanding Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press 1999, 227.

5. TOWARDS QUANTUM LOGIC

It has been briefly remarked above that the effect of decoherence is related to friction. Friction belongs to a large class of physical phenomena called *dissipation*. Dissipation appears in a marked variety of mechanical, electric, magnetic as well as chemical processes. Interestingly enough, physical systems that are not dissipative, do not undergo decoherence. For instance, some macroscopic systems such as superconductors exhibit typical quantum effects such as tunneling.²³ Also, the ordinary light (a beam of photons) reveals an interference pattern demonstrated in the famous Young experiment. Decoherence is then closely correlated with the dissipation (damping) phenomena. Theoretical predictions yield the following simple relation between the decoherence coefficient μ and the damping coefficient γ :

$$\mu = \frac{\gamma M k T}{\hbar^2}$$

where M is the mass of a macroscopic system, k —Boltzmann constant, T —temperature and \hbar —Planck constant. The square of the Planck constant in the denominator of the above equation indicates that the process of decoherence in dissipative macroscopic systems is very efficient (rapid). Joos and Zeh established that the interaction with the 3⁰K microwave radiation is sufficient to yield decoherence in approximately 10^{-23} seconds. Presently, decoherence is confirmed by a number of sophisticated experiments. For instance, a group of physicists in Austria observed the transition from quantum to classical behavior in carbon-70 molecules passing through a double slit at temperatures higher than 1000K.²⁴ Decoherence can be then viewed as a real physical process that neutralizes quantum interferences at the macroscopic level.

²³J. Clarke, A.N. Cleland, M.H. Devoret, D. Esteve, J.M. Martinis, *Science* 239 (1988) 992.

²⁴L. Hackermüller et. al., *Nature* 427 (2004) 711.

The close relation of decoherence with dissipation suggests that the time arrow for both is established by the rules of thermodynamics, namely, the direction of increasing entropy. In other words, the direction of decoherence is dictated by the specificity of events it correlates. In a hypothetical case, one could visualize the reversed macroscopic process of going from the state of a dead and live cat as it normally occurs at the conclusion of the paradoxical experiment to an alive one at the beginning. What renders such transition impossible is the retrieval of the microscopic complexity of the internal wave functions describing the state of each macroscopic cat of a decent size engaged in such imaginary process. Moreover, such directionality (irreversibility) of the process of decoherence corroborates with the consistency conditions for meaningful quantum histories as proposed by Griffiths. In light of these conditions, to go contrary to the arrow of decoherence would be to proceed against the quantum logic: to act in a manner that is meaningless. As Roland Omnes points out, decoherence is by far the most efficient mechanism that secures the validity of quantum logic, that is, its correspondence with the common sense experience. In another instance, he stresses the profound character of decoherence as a process that enables the emergence of the classical macroscopic world out of the quantum realm:

The result is much more significant: any property that can be asserted as a consequence of decoherence will afterward remain valid forever; it cannot be invalidated by later events. This means that the concept of fact is perfectly valid in quantum mechanics. If one adopts Bohr's definition of a phenomenon as a conceivable fact, then all phenomena can be considered as classical properties resulting from decoherence.²⁵

²⁵R. Omnes, *Quantum Philosophy*, 206.

6. CONCLUSIONS

It is commonly accepted that the phenomenon of decoherence clarifies the Schrödinger's Cat Paradox.²⁶ Inasmuch as in light of the arguments provided this assertion seems to be intuitively fitting, the solution of the paradox alone does not warrant a decisive answer to all conceptual difficulties of quantum mechanics that led to the formulation of the paradox by Edwin Schrödinger. For instance, such fundamental issue as the ontological status of the quantum picture of the micro-world still generates numerous discussions among physicists and philosophers. This obviously correlates with the assumed interpretation of quantum mechanics. At the first glance, the spectrum of positions in this matter splits into two opposing groups: (a) those who treat the wave function only as a formal tool to accumulate the knowledge about a system under study and (b) those who associate the wave function with quantum reality. Interestingly enough, the recognition of the validity of the paradox must at least presuppose some latent acknowledgment of the reality of the quantum world.

Furthermore, the solution of the Schrödinger's Cat paradox does not permit complete elucidation of the measurement problem. In a way, this is the reason why Roger Penrose does not accept decoherence as a full explanation of the paradox. However, his assessment of decoherence as the paradox's explanatory tool in comparison to other interpretations of quantum mechanics such as Copenhagen (Bohr), many worlds (Everett), consistent histories (Griffiths) and pilot waves (otherwise known as hidden variables, de Broglie, Bohm) seems to be more favorable.²⁷ Penrose's goal is not only to understand why quantum interferences are not seen in the macroscopic realm but to justify the objective character of the procedure of wave vector reduction **R**. In

²⁶C.P. Sun, X.F. Liu, D.L. Zhou, S.X. Yu, *Eur. Phys. J. D* 17 (2001) 85–92.

²⁷R. Penrose, *The Road to Reality: A Complete Guide to the Laws of the Universe*, New York: Alfred A. Knopf 2005, 782–791, 802–812.

other words, he aims at providing exhaustive explanation of this procedure, that is, to fully expose how one crosses from unitary evolution of wave function \mathbf{U} to a single outcome of a measurement that is a unique fact. Contrary to that, Roland Omnes sees the objectification process as extrinsic to the theory inasmuch as

the relation between a theory and physical reality is no part of a theory. The condition of this relation must be added to the theory itself, and this is where the requirement of uniqueness enters. Uniqueness must be prescribed and one cannot expect to find it directly in the theory.²⁸

It seems that Omnes' approach leaves more flexibility within the theory itself by leaving the objectification procedure outside. Thus, decoherence does not directly yield the dead or alive cat as a unique experimental outcome of the paradox. Following the diagonalization of the density matrix, it assures that the facts of a cat being killed and remaining alive are separated whereby it guarantees that the objectification procedure will not yield a cat in a superposition state. The resolution of the Schrodinger's Cat paradox does not strictly demand to probe into the nature of the procedure. The fact that both Roger Penrose and Roland Omnes admit the role of gravity in objectification has certainly no meaning for a poor cat ultimately relieved from the clutches of the multistate wave function.

SUMMARY

SCHRÖDINGER'S CAT

The Schrödinger's Cat paradox was proposed in 1935 by Edwin Schrödinger, one of the founders of quantum mechanics, as an attempt

²⁸R. Omnes, *Understanding Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press 1999, 243.

to visualize the macroscopic realization of a quantum superposition state. A cat is placed in a sealed box together with a vial of poison. A two-state particle (e.g. an electron) is sent into a detector in the box resulting either in a broken or an intact vial and a dead or live cat, respectively. The main problem consists in whether the superposition state of a microscopic particle can be transferred upon the macroscopic cat, that is, whether the cat can exist in a superposition state, being simultaneously dead and alive. Since the standard Copenhagen interpretation is unable to assign any reality to the quantum superposition state, the paradox finds no resolution within the regime of this interpretation. Von Neumann's insistence on the uniform treatment of both microscopic (quantum) and macroscopic (classical) objects according to the laws of quantum mechanics provides a more consistent framework for the resolution of the paradox. In particular, the discovery of the phenomenon of decoherence, whereby the disappearance of the quantum interferences at the macro level is accounted for, suggests the onset of an extremely efficient interference relaxation process (10^{-23} s) upon the interaction of the two state particle with the detector. As a result, Schrödinger's cat can exist macroscopically either as dead or alive and never as a combination of both. Decoherence not only aids the resolution of the Schrödinger's Cat paradox but also sheds light upon the mechanisms by which the macro-world emerges from the microscopic quantum realm.

STRESZCZENIE

KOT SCHRÖDINGERA

Paradoks kota Schrödingera został zaproponowany w 1935 przez jednego z twórców mechaniki kwantowej, Edwina Schrödingera, jako próba zobrazowania makroskopowego odpowiednika superpozycji stanów kwantowych. Eksperyment myślowy polega na umieszczeniu żywego kota w szczelnie zamkniętej komorze, do której wstawiono fiolkę z trucizną. Do detektora cząstek znajdującego się również w komorze wysła się jedną cząstkę dwustanową, np. elektron, która opisywana jest

funkcją falową będącą złożeniem (superpozycją) dwóch stanów cząstki. Główny problem polega na tym, czy stan cząstki, jako złożenie dwóch stanów czystych, może zostać przeniesiony na makroskopowego kota lub, mówiąc prościej, czy możliwe jest istnienie kota jednocześnie żywego i martwego. Ponieważ standardowa interpretacja kopenhaska mechaniki kwantowej nie przypisuje żadnej realnej rzeczywistości superpozycjom stanów, paradoksu kota Schrödingera nie da się rozwikłać w jej obrębie. Możliwość taka pojawia się jednak na gruncie prac prowadzonych przez Johanna von Neumanna, który postulował przyjęcie zunifikowanego opisu świata mikroskopowego i makroskopowego za pomocą praw mechaniki kwantowej. W szczególności, odkrycie zjawiska dekoherencji, tłumaczącego zanik interferencji kwantowych na poziomie makro, sugeruje występowanie bardzo szybkiego procesu relaksacji interferencji (10^{-23} s) w wyniku oddziaływania dwustanowej cząstki z detektorem. W rezultacie kot Schrödingera może istnieć tylko albo jako żywy, albo martwy a nigdy jako kombinacja obydwu naraz. Dekoherencja nie tylko pomaga wyjaśnić paradoks kota Schrödingera, lecz pozwala również głębiej wniknąć w mechanizmy emergencji świata makro z mikroskopowej rzeczywistości kwantowej.

Michał Drożdż
Philosophische Fakultät
Päpstliche Theologische Akademie
Krakau

DIE GESCHICHTLICH STRUKTURIERTE ZEIT IN DER INFORMATIONSTHEORIE

In diesem Artikel soll die Bedeutung und Tragweite der Zeittheorie von C.F. von Weizsäcker in der Informationstheorie untersucht werden, wobei es sich selbstverständlich nur um eine skizzenhafte Darstellung handeln kann, denn erstens hat Weizsäcker seine Zeittheorie in diesem Aspekt noch nicht vollständig vorgestellt, zweitens würde eine vollständige Bearbeitung dieser Tragweite den Rahmen der vorliegenden Aufsatz sprengen. Wir wollen nur die wichtigsten Momente der einzelnen Problemfelder kennzeichnen.

Weizsäcker hat den Wahrscheinlichkeitsbegriff, der bei der Begründung und Bearbeitung seiner Konzeption der Zeitstruktur eine entscheidende Rolle spielt, ganz eng mit dem Informationsbegriff verknüpft, womit der Bezug zur zeitlichen Struktur der Entropie und Evolution eingeführt wird. Mit dem Begriff der syntaktischen Information hebt von Weizsäcker die quantitativen Informationsbeziehungen von den qualitativen ab. Letztere erschließen sich dann über die pragmatische Informationsbestimmung. Das macht es uns möglich, die Information, die in der Zeitstruktur verankert ist, über den Entropiebezug hinaus, hinsicht-

lich ihrer Bedeutungs-, Nutzens-, und Kommunikationsfunktion im folgenden Betrachtung zu untersuchen¹.

1. INFORMATION UND KOMMUNIKATION IM BEZUG AUF DIE ZEITSTRUKTUR

Die Wissenschaftsentwicklung rückt immer stärker das Informationsproblem in den Brennpunkt wissenschaftlichen Interesses. Damit wird schon eine Entwicklungstheorie, in breiterem Sinne verstanden, mit dem Informationsbegriff in Verbindung gebracht. Der Zeitbegriff scheint in beiden eine wichtige Rolle zu spielen. Darauf hat Carl Friedrich von Weizsäcker weitgehend seine Aufmerksamkeit gerichtet. In dem von ihm entwickelten Weltbild hat er dem Informationsproblem einen sehr zentralen Stellenwert zugemessen². Von daher benennt Weizsäcker die Information den „Fundamentalbegriff der heutigen Wissenschaft“³ und deutet ihn wieder als einen zeitlichen Begriff⁴. Diese zentrale Stelle der zeitlich und pragmatisch angedeuteten Information ergibt sich aus dem Weizsäckerschen fundamentalen Programm des Aufbaus einer einheitlichen Theorie der Physik mit Hilfe seiner Theorie der Alternativen. „Ich will nur sagen, dass ich den Versuch mache, die gesamte Naturwissenschaft unter dem Begriff der Anwendung der Physik und die gesamte Physik als eine Theorie der Prognosen empirisch entscheidbarer Alternativen darzustellen. Ich versuche letzten Endes zu zeigen, dass die Gesetze der Physik Bedingungen der Möglichkeit wissenschaftlicher Erfahrung sind, Bedingungen der Möglichkeit der Entscheidung empirisch entscheidbarer Al-

¹Vgl. J. Cimutta, *Philosophisches Nachdenken über die Struktur- und Informationsproblematik*, in: P. Ackermann, W. Eisenberg, H. Herwig, K. Kanegieser (Hrsg.), *Erfahrung des Denkens — Wahrnehmung des Ganzen, Carl Friedrich von Weizsäcker als Physiker und Philosoph*, Berlin 1989, S. 110ff.

²Dies beweist vor allem sein Buch: *Aufbau der Physik*, München, Wien 1985, S. 163–218; 567–587.

³Ebd., S. 165.

⁴Ebd., S. 164.

ternativen”⁵. Weizsäcker erklärt diese Verknüpfung der Theorie der Alternativen mit dem Informationsbegriff ganz einfach: „Was heisst denn Information; denn wenn man sagt, die Physik sei die Wissenschaft von den Prognosen über entscheidbare Alternativen oder von den Prognosen über gewinnbare Informationen, so ist das ja dasselbe”⁶. Diese elementaren empirisch entscheidbaren informationellen Alternativen in der Weizsäckerschen Theorie können als so etwas wie „Atome der Information” aufgefasst werden⁷. Mit der zeitlich und pragmatisch verstandenen Information geht er zum Grundphänomen der Evolution über und beschreibt die Evolution als Entropiewachstum. Er zeigt dabei, dass diese Entropiezunahme eher mit der Wahrscheinlichkeit und damit mit der Information zu tun hat als mit dem Mass der Unordnung. Weizsäcker versucht also Entropiewachstum und Evolution mit Hilfe des Informationsbegriffs zu vereinbaren⁸.

Von Weizsäckers Überlegungen in der Informationstheorie beginnen beim Informationsbegriff, so wie ihn zunächst Shannon erarbeitet und an den Wahrscheinlichkeitsbegriff geknüpft hat⁹. C.F. von Weizsäcker hat die Information mit dem Entropie-Wahrscheinlichkeitsbezug in die Zeit eingeordnet. Das ist bei ihm ein tragender Gedanke, den er in Richtung der Informationstheorie angestellt hat. Für Weizsäcker ist der heute benutzte und auf Shannon zurückgehende nachrichtentechnische Begriff der Information zu eng, um die ganze Wirklichkeit des

⁵C.F. von Weizsäcker, *Information und Imagination*, in: *Information und Imagination. Vorträge von C.F.v. Weizsäcker, Golo Mann, Harald Weinrich, Thomas Sieverts und Leszek Kolakowski*. Vorwort von Hans Egon Holthusen. München 1973, S. 20.

⁶C.F. von Weizsäcker, *Information und Imagination*, a.a.O., S. 22.

⁷Vgl. J. Cimutta, *Philosophisches Nachdenken über die Struktur- und Informationsproblematik*, in: *Erfahrung des Denkens — Wahrnehmung des Ganzen*, a.a.O., S. 110.

⁸Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 165.

⁹C.E. Shannon, W. Weaver, *The Mathematical Theory of Communication*, Urbana 1972; H. Lyre, *Informationstheorie. Eine philosophisch-naturwissenschaftliche Einführung*, München 2002, S. 44–85.

Informationsgeschehens zu erfassen. Sein erweiterter Informationsbegriff erhebt den Anspruch, die semantische und pragmatische Information zu beschreiben. Informationsbegriff erreicht seinen Sinn erst im pragmatischen Kontext, d.h. im Hinblick auf Empfängerbezogenheit der Information. Die Information ist nach dem Verständnis Weizsäckers aktual und informiert in eine bestimmte „semantische Situation“ hinein¹⁰. Sie ist also eine Zeit- und situationsgebundene Größe. Wir sollen sie so verstehen, wie sie im alltäglichen Gebrauch zur Erscheinung kommt. In diesem Sinne lässt sich die Bedeutung und Wirkung einer Information nur in Bezug auf eine Situation und zeitlich erst nach erfolgter Information feststellen¹¹. Nach der Auffassung Weizsäckers soll die Information nicht nur sinnvoll, sondern auch wirkungsvoll sein. Carl Friedrich von Weizsäcker legt also bei der Definition des Informationsbegriffes weniger Wert auf eine Quantifizierung der Information, wie dies bei der technischen Informationstheorie Shannons geschieht¹², sondern betont besonders den pragmatischen Charakter der Information.

Shannon hat eine auf rein statistischen Annahmen über die Nachrichtenquelle basierende Informationstheorie entwickelt¹³. In diesem Sinne wurde der Informationsbegriff allgemein als Massgröße für die Ungewissheit des Eintretens von Ereignissen aufgefasst. Shannon hat ausdrücklich das Wort Kommunikation benutzt. Er wollte eigentlich nicht Information an sich, sondern Nachrichten eines Senders für einen Empfänger messbar machen. Genau genommen handelt es sich bei Shannons Theorie eher

¹⁰Vgl. A.M.K. Müller, *Die präparierte Zeit. Der Mensch in der Krise seiner eigenen Zielsetzungen*, Geleitwort Helmut Gollwitzer, Einführung Wolf Häfele, Stuttgart 1973, S. 334. Vgl. auch: M. Schüz, *Einheit des Wirklichen. Carl Friedrich von Weizsäckers Denkweg*, Pfullingen 1986, S. 180.

¹¹Vgl. E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung als Komponenten der pragmatischen Information*, in: *Offene Systeme I. Beiträge zur Struktur von Information, Entropie und Evolution*. Stuttgart 1974, S. 83ff.

¹²Vgl. Schüz M., *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 178.

¹³Vgl. auch: J. Mittelstrass (Hrsg.), *Enzyklopädie Philosophie und Wissenschaftstheorie*, Band 2: H-O, Mannheim, Wien, Zürich 1984, S. 242–244.

nicht um eine Informations-, sondern um eine Kommunikationstheorie, weil Information in dieser Theorie im Hinblick auf ihre Transportfähigkeit durch Kommunikationssysteme und auf etwaige Störanfälligkeit der Übertragung bewertet wird¹⁴. Daraus ergibt sich ein Warencharakter der Shannonschen Information. „Die Shannonsche Theorie wurde lediglich geschaffen, um Informationen, die sich durch die Zeichen nach einem ebenfalls fest vereinbarten Code signalisieren lassen, auf optimale Weise durch Übertragungsmedien zu transportieren“¹⁵. Die semantischen und pragmatischen Momente der Information wurden in dieser Theorie vernachlässigt¹⁶. Shannon hat aber die erste überzeugende Quantifizierungstheorie für Nachrichten entwickelt¹⁷. Was in dieser Informationstheorie quantifiziert wird, „ist somit eigentlich Kommunikation — eben Information als Ware, aber nicht Information, die aktual, nämlich in eine bestimmte semantische Situation hinein, informiert“¹⁸. Eine präzise Definition der Information, wie sie Shannon gegeben hat, wollen wir hier im Augenblick nicht einführen, sondern wir wollen nur auf den Unterschied zu dem Verständnis von Information von Weizsäcker hinweisen und in der Weizsäckerschen Auffassung der Informationstheorie den zeitlichen und pragmatischen Charakter hervorheben.

Im Gegenteil zu Shannon sieht von Weizsäcker einen engen Zusammenhang zwischen semantischen und pragmatischen Aspekten der Information. „Semantische Information ist messbar nur als pragmatische Information“¹⁹. „Pragmatische Information ist das, was wirkt“²⁰. Information ist eine notwendige, aber keine hinreichende Voraussetzung für Kommunikation. Damit im zwischenmenschlichen Bereich aus Information eine Kommunikation

¹⁴Vgl. A.M.K. Müller, *Die präparierte Zeit*, a.a.O., S. 334.

¹⁵Ebd.

¹⁶Vgl. ebd., S. 335ff.

¹⁷Vgl. E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung*, a.a.O., S. 83.

¹⁸Müller A.M.Klaus, *Die präparierte Zeit*, a.a.O., S. 334.

¹⁹C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 168.

²⁰Ebd., S. 201.

entstehen kann, ist die unverfügbare Geschichtlichkeit der Situation notwendige Voraussetzung. Kommunikation ist an die Ich–Du–Beziehung und damit an die Gegenwart gebunden. Kommunikation, Ich–Du–Beziehung und die Wirklichkeit der Gegenwart sind wesenhaft unauflösbar und vollziehen sich jenseits der formalisierbaren Sender–Empfänger–Relation²¹. Weizsäcker unterscheidet den aus der Alltagserfahrung vertrauten Aspekt der aktualen Information von der blossen Kommunikation mit oben genannten genormten Grössen. „Worauf es aber von Weizsäcker ankommt, ist, — schreibt Schüz — dass der Informationsbegriff seinen Sinn erst im Hinblick auf seine Empfängerbezogenheit gewinnt, d.h. Information erst Information für einen Empfänger ist kraft ihrer Bedeutung, die sie für ihn hat, also kraft ihrer Semantik“²². Diese These von Weizsäcker soll im folgenden gefasst werden.

2. DER ZEITLICHE UND PRAGMATISCHE CHARAKTER DER INFORMATION

Information ist in den Überlegungen Weizsäckers als eine an die Struktur der Zeit gekoppelte Grösse betrachtet. Dieser zeitliche Charakter der Information ergibt sich noch deutlicher durch die Verknüpfung der Information mit dem Entropiebegriff und im Lichte der pragmatischen Deutung der Information. Mit Betonung des zeitlichen Charakters des Phänomens der Information ist nicht gemeint, dass in der technischen Informationstheorie der Informationsfluss mit einer Zeiteinheit quantifiziert wird²³. Der zeitliche Charakter der Information bedeutet, dass das Phänomen der Information an die geschichtliche Zeit gebunden ist, d.h. an

²¹Vgl. H. Wehrt, *Der Begriff der Information und die Modifikation unserer Vorstellung von Materie*, in: K. Kornwachs (Hrsg.), *Offenheit — Zeitlichkeit — Komplexität. Zur Theorie der Offenen Systeme*, a.a.O., S. 403ff.

²²M. Schüz, *Die Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 178.

²³Vgl. H. Wehrt, *Der Begriff der Information und die Modifikation unserer Vorstellung von Materie*, in: *Offenheit — Zeitlichkeit — Komplexität*, a.a.O., S. 399ff.

die unumkehrbare Relation Vergangenheit–Gegenwart–Zukunft. Weizsäcker ist der Meinung, dass analog zur geschichtlichen Zeit, die vorausgesetzt werden muss, um das Entropiewachstum gemäss dem zweiten Hauptsatz ableiten zu können, „so muss diese Struktur der wirklichen Zeit²⁴ vorausgesetzt werden, um den geschichtlichen Charakter der Informations–, insbesondere Kommunikations–Prozesse verstehen zu können“²⁵. Die Struktur der Information ist an die temporale Relation „früher als“ und „später als“ gebunden. „Früher als“ wird mit der Vergangenheit, „später als“ mit der Zukunft identifiziert. Information ist also nach Weizsäcker in die Weise der geschichtlichen Zeit eingespannt. Man kann diesem geschichtlichen Charakter näher kommen durch Betrachtung der Analyse der Information, wie Christine und Ernst von Weizsäcker²⁶ vorgeschlagen haben und Carl Friedrich übernommen hat²⁷, nämlich, durch Einführung des Begriffspaares der Erstmaligkeit und der Bestätigung. Wenn sich pragmatisch verstandene Information aus Erstmaligkeit und Bestätigung zusammensetzt, dann ist nach dem zeitlichen Charakter dieser Komponenten zu fragen. Reine Erstmaligkeit ohne Bestätigungs–Anteile ist im Weizsäckerschen Modell als reine Einmaligkeit ein zeitlich nicht „andauerndes Element“, sondern ein zeitlich „rein Punktuell“, während reine Bestätigung als ein nicht Veränderliches sich in der Abfolge der Zeit konstant erstreckt²⁸. Damit ist aber nicht einsichtig, wie aus Zeitlosigkeit und Zeitkonstanz der geschichtliche Charakter der Information soll folgen können. Carl Friedrich von Weizsäcker glaubt einen

²⁴Weizsäcker meint „die geschichtliche Zeit“ als die Struktur der Zeit in ihrer drei Modi. Oft benutzt er diese zwei Begriffe wechselhaft.

²⁵H. Wehrt, *Der Begriff der Information*, a.a.O., S. 399.

²⁶Vgl. E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung als Komponenten der pragmatischen Information*, a.a.O., S. 82–113.

²⁷Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 200–207.

²⁸Vgl. E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung als Komponenten der pragmatischen Information*, a.a.O., S. 104ff. Vgl. auch: H. Wehrt, *Der Begriff der Information*, a.a.O., S. 401–403.

Weg gefunden zu haben, indem er zwischen aktueller und potentieller Information unterscheidet²⁹, und mit dieser Differenzierung erläutert er die Problematik des zeitlichen Charakters der Information. Der aktualisierten Information lässt sich ein dynamischer und damit implizit zeitlicher Charakter zusprechen. Als zeit- und situationsgebundene Grösse ist die Information in der Weizsäckerschen Theorie aktual und informiert in eine bestimmte „semantische Situation hinein“³⁰. Die potentielle Information besitzt in gewisser Weise futurisch bezogenen Charakter. Aktuelle Information, die sich auf faktisches Wissen bezieht, ist als situationsbedingtes, gegenwarts- bzw. vergangenheitsbezogenes und damit als geschichtliches Veränderungsgeschehen anzusehen. Damit dieser Informationsbegriff einen wissenschaftlichen Wert bekommt, muss die jeweilige Semantik der Information objektiviert werden. Weizsäcker fasst diesen Zusammenhang von Information und objektivierter Semantik in den zwei sich ergänzenden Thesen zusammen: „Information ist nur, was verstanden wird“, „Information ist nur, was Information erzeugt“³¹.

In der ersten These hebt Weizsäcker die Empfängerbezogenheit der Information hervor. Information als aktuelle Information lässt sich also von Speichern und Lernprozessen beim Empfänger gar nicht trennen und isolieren³². Man kann die Information nach dem Verständnis Weizäckers gar nicht ohne diese explizite Bezugnahme auf einen Empfänger und sein Vorwissen definieren. Von hier aus lässt sich deutlich der pragmatische Charakter der Information wahrnehmen. Mit der Berücksichtigung der Empfängerbezogenheit und mit der Hilfe des oben erwähnten

²⁹Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., 174–200; *Die Einheit der Natur. Studien*, München 1971, S. 349.

³⁰Vgl. A.M.K. Müller, *Die präparierte Zeit*, a.a.O., S. 334; M. Schüz, *Die Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 180.

³¹Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 200–201; *Die Einheit der Natur. Studien*, a.a.O., S. 351–352.

³²Vgl. M. Schüz, *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 180; A.M.K. Müller, *Die präparierte Zeit*, a.a.O., S. 335ff.

Begriffspaars: „Erstmaligkeit“ und „Bestätigung“³³, das zu den konstitutiven Komponenten jeder pragmatisch verstandenen Information gehört, glaubt Weizsäcker diesen pragmatisch-zeitlichen Charakter der Information noch zu unterstreichen.

Wir sind im Informationsbereich mit Neuem konfrontiert. Jedes Ereignis ist irgendwann zum ersten Male „in unser Gesichtsfeld getreten“³⁴. Wir müssen dabei dieses Ereignis oder Ding bestätigen, und damit wird es zu einer Information. Man kann in diesem Sinne sagen, dass für jede Information sowohl Erstmaligkeit als auch Bestätigung nötig sind: Wo keine Erstmaligkeit ist, da ist nach Shannon, aber auch pragmatisch nach Weizsäcker, keine Information. Wo keine Bestätigung ist, da ist keinerlei Verstehen, nicht einmal irgendeine feststellbare Wirkung möglich, also auch keine Information. Entsprechend wird man sagen können, dass sehr wenig Erstmaligkeit oder sehr wenig Bestätigung nur sehr wenig Information zulassen³⁵. Bestätigung ist also erforderlich, damit Information verstanden und weitergegeben werden kann, und Erstmaligkeit, die naturgemäss Überraschungscharakter besitzt, ist nötig, damit das Verstandene das Wiedererkannte überschreitet³⁶. Damit kommen wir noch einmal zu dem zeitlichen Charakter der Information. Sie ist im Weizsäckerschen Verständnis eine an die geschichtliche Zeit gebundene Grösse. Wenn sie sich aus Bestandteilen der Erstmaligkeit und Bestätigung aufbaut, dann muss wenigstens eines dieser konstitutiven Elemente einen zeitlichen Charakter besitzen. Für das Element der Bestätigung ist für Weizsäcker das geschichtliche Beziehungsfeld zwischen Vergangenheit und Gegenwart anzunehmen. Erstmaligkeit ereignet sich auch in demselben geschichtli-

³³Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 203–207.

³⁴E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung als Komponenten*, a.a.O., S. 93; Vgl. auch: M. Schüz, *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 181.

³⁵Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 200–207; Vgl. auch: A.M.K. Müller, *Die präparierte Zeit*, a.a.O., S. 335–341; E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung*, a.a.O., S. 98f.

³⁶Vgl. Schüz M., *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 181.

chen Feld³⁷. Durch die Einführung von dem Begriffspaar: Erstmaligkeit und Bestätigung glaubt C.F. von Weizsäcker das zeitliche, operationale und pragmatische Informationsverständnis gefunden zu haben³⁸. Der Informationsbegriff in diesem Sinne impliziert geradezu, dass der Empfänger durch die Information dazu angeregt wird, seinerseits informationell aktiv zu werden, d.h., dass er wieder zum Sender wird³⁹. Damit sind wir zur zweiten Weizsäckerschen These gekommen, die besagt, dass Information nur das ist, was Information erzeugt. Ernst von Weizsäcker verallgemeinert diese These und sagt: „Information ist, was Informationspotential erzeugt“⁴⁰. Man kann danach die Weizsäckersche Informationstheorie als eine Theorie der Informationserzeugung betrachten⁴¹. Jeder Empfänger der Information wird früher oder später selbst wieder Sender. „Empfänger“ und „Sender“ sind also Begriffe, die durch den pragmatisch und operational ausgelegten Informationsbegriff aufeinander zugeordnet und in Beziehung gebracht werden. Damit ist die eigentliche Bedeutung der Information aber noch nicht endgültig geklärt. Wir haben nur skizziert, wie die Anwendung der geschichtlichen Zeit in der Informationstheorie Weizsäckers, besonders bei seinem pragmatischen Verständnis der Information, nützlich, wirksam und konstruktiv zu sein scheint.

³⁷Vgl. H. Wehr, *Der Begriff der Information*, a.a.O., S. 401–403.

³⁸C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 200–206; *Die Einheit der Natur. Studien*, a.a.O., S. 351f.

³⁹Dabei ist es nicht notwendig, dass er sofort die gewonnene Sendefähigkeit ausnützt. Er kann auch diese Information speichern und später verwenden oder sie von Dritten verwenden lassen (Vgl. E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung*, a.a.O., S. 102).

⁴⁰E. von Weizsäcker, *Erstmaligkeit und Bestätigung*, a.a.O., S. 103.

⁴¹Vgl. A.M.K. Müller, *Die präparierte Zeit*, a.a.O., S. 339f.

3. ENTROPIE IM VERSTEHENSHORIZONT DER PRAGMATISCHEN INFORMATIONSTHEORIE UND DER THEORIE DER ZEIT

Wir wollen in diesem Teil hauptsächlich der Frage nach dem Zusammenhang zwischen Information und Entropie, insbesondere thermodynamischer Entropie, nachgehen. Mit Hilfe dieser Beziehungen versucht Weizsäcker neuerlich die These der Vereinbarkeit von Evolution und Entropiewachstum zu erklären. Zuerst sollte also der Standpunkt Weizsäckers zu dieser These dargestellt werden, dann gehen wir zu der Probe der eigenen Weizsäckerschen Lösungen der scheinbaren Diskrepanz zwischen Evolution und Entropiewachstum über, indem wir die Zusammengehörigkeit der beiden Phänomene vom Standpunkt der pragmatischen Informationstheorie aus betrachten. Schliesslich richten wir unsere Aufmerksamkeit auf die Rolle der Zeit, besonders der Weizsäckerschen Zeitstruktur, die in der ganzen Problematik ein wichtiger Faktor ist.

Irreversibilität und Evolution sind zwei Grundphänomene der Natur⁴². Die Entropie gilt landläufig⁴³ als der naturwissenschaftliche Messwert von „Unordnung“ und insofern sie Kriterium und

⁴²Vgl. E. Eigen, in: C. Link (Hrsg.), *Die Erfahrung der Zeit. Gedenkschrift für Georg Picht*, Stuttgart 1984, S. 215–237. Nachdruck aus: *Die Zeit. Schriften der Carl von Siemens-Stiftung*, Bd. 6., München 1983, S. 35–57.

⁴³Diese übliche Deutung der Entropie in der Entwicklungslehre kann man auf diese Weise kurz zusammenfassen: In den Organismen ist tatsächlich die Aufrechterhaltung von Zuständen niedriger Entropie, physiologischer „Ordnung“ eine zentrale Lebensfunktion, ermöglicht durch den Austausch von Materie und Energie mit der Umgebung, wobei der Organismus bevorzugt höherwertige, geordnete Energie aufnimmt und geringerwertige Wärmeenergie abgibt. Wir konsumieren „negative Entropie. Der Tod beendet diesen Austausch, die Entropie nimmt zu, gemäss dem II. Hauptsatz der Thermodynamik, die lebendig gewesene Ordnung zerfällt. Das letzte Reservoir für negative Entropie auf der Erde ist die Sonnenenergie. Wenn eines Tages die Strahlungsenergien aller Sonnen des Weltalls in Wärmeenergie überführt wären, so würde der kosmische „Wärmetod“ eintreten, Leben wäre dann nicht mehr möglich.

Mass von Reversibilität und Irreversibilität der Naturprozesse ist, stellt sie diejenige fundamentale Grösse dar, durch welche man die — für das gesamte Naturgeschehen gültige — Irreversibilitätsproblematik in den Blick bekommt. Wenn man aber den Entropiesatz als ein Kriterium für Irreversibilität formulieren will, muss auch eine entsprechende allgemeine Entropiedefinition gewählt werden, mit der dann der zweite Hauptsatz als Entropiesatz gilt. Weizsäcker zeigt, dass dieses Problem nicht trivial ist⁴⁴. Wir stellen kurz dieses Problem der Zusammengehörigkeit der Evolution und Entropiewachstum nun kurz dar.

Die eine Interpretation des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik formuliert den Entropiesatz als das Entwicklungsgesetz der fortschreitenden Desorganization, d.h. als eine ständige Zunahme von Unordnung, die bis zum sogenannten Wärmetod fortschreitet⁴⁵. Eine andere Interpretation des Entropiesatzes kommt vom Bereich der Biologie und der Soziologie heraus und verbindet die Entwicklung mit einem Anwachsen der Organisation, das zur Schaffung immer komplexerer Strukturen Anlass gibt⁴⁶. Die beiden Entwicklungsgesetze: der Thermodynamik und der Biologie scheinen im Widerspruch zu stehen und irreduzibel zu sein. Wie kann man diese zwei Entwicklungsmodelle vereinbaren; wie kann eine quasi irreversible Entwicklungstendenz von Gestalten mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik vereinbar sein, der doch die Zerstörung von Gestalten und das Wachstum der Unordnung behauptet. C.F. von Weizsäcker hat in seinem Bei-

⁴⁴Vgl. C.F. Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, in: *Offene Systeme I. Beiträge zur Struktur von Information, Entropie und Evolution*, Stuttgart 1974, S. 200–221.

⁴⁵Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, in: *Offene Systeme I*, S. 200ff; I. Prigogine, P. Glansdorff, *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*, New York 1971; M. Schüz, *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 171ff.

⁴⁶Vgl. I. Prigogine, P. Glansdorff, *Thermodynamic Theory*, a.a.O., S. 287f.

trag „Evolution und Entropiewachstum“⁴⁷ folgende vier mögliche Antworten auf diese Fragen dargestellt:

1. In der Evolution der biologischen Systeme nimmt die Entropie wirklich ab. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik ist auf diese Systeme nicht anwendbar. Anhand dieser These, die hauptsächlich die Vitalisten vertreten, glaubt Weizsäcker zu zeigen, dass es für die begrifflichen Struktur der Selektionslehre aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik keine Schwierigkeiten entstehen müssen⁴⁸.

2. Das Dilemma zwischen Evolution und Entropiewachstum lässt sich lösen, indem man den Entropiebegriff nur begrenzt auf biologische Systeme anwendet⁴⁹.

3. „In dem betrachteten Phänomen — sagt Weizsäcker — nimmt zwar infolge der Gestaltenentwicklung ein Summand der Entropie ab, aber dies wird durch die Zunahme anderer Summanden überkompensiert, so dass der Zweite Hauptsatz nicht verletzt wird. Dies ist wohl die herrschende Ansicht über das Problem der biologischen Entwicklung“⁵⁰.

4. Die Gestaltenentwicklung der Evolution bedeutet selbst eine Entropiezunahme und ist damit eine direkte Konsequenz des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik⁵¹.

C.F. von Weizsäcker bekennt sich zu dieser vierten Lösung, indem er auch der dritten Antwort teilweise recht gibt. Er zeigt in seinen Überlegungen⁵², dass die naive Gleichsetzung von Entropie

⁴⁷C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 200–221.

⁴⁸Ebd., S. 201.

⁴⁹Ebd., S. 201–202.

⁵⁰Ebd., S. 202.

⁵¹Ebd.

⁵²Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 163–189; 489ff; 514ff; *Der Garten des Menschlichen, Beiträge zur geschichtlichen Anthropologie*, München 1977, S. 146–166; 187–205; 258–260; 265–268; *Einheit der Natur*, a.a.O., 39–60; 330–334; 342–352; 354–356; *Information und Evolution*, in: *Nova Acta Leopoldina*, Nr. 206, 37/1, Leipzig 1972, S. 531–534; *Evolution und Entropiewachstum*, in: *Offene Systeme I. Beiträge von Information, Entropie*

und Unordnung physikalisch falsch ist. Wenn es in abgeschlossenen Systemen bei hinreichenden Anziehungskräften zwischen den Teilchen überhaupt einen „Wärmetod“ gibt, dann bedeutet er nicht ein wildes Durcheinander von Molekülen, wie es die naive Wärmelehre geglaubt hätte, sondern sterile Skelette von anders geordneter Materie. Diesen vermutlich kristallartigen Gebilden mangelt nicht Ordnung, sondern geordnete Veränderung⁵³. Sie repräsentieren auch den Zustand höchster Entropie. „Das ganze Leben des Kosmos ist, im grossen wie im einzelnen, — fügt Weizsäcker hinzu — eine Entwicklung immer differenzierterer Gestalten, eingeschlossen zwischen das Chaos des Anfangs und die Erstarrung des Endes“⁵⁴. Ausgehend von der These aus, dass dort, wo Gestaltenentwicklung wirklich vorkommt, bei ganauer Definition der zugehörigen Entropie dem Wachstum der Vielzahl und Komplexität der Gestalten tatsächlich ein Wachstum und nicht eine Abnahme der Entropie entspricht, der der Gestaltinformation zugeordnet ist⁵⁵. Unter der Voraussetzung, dass diese These richtig ist, kann man nur den Eindruck eines Konfliktes zwischen Gestaltenentwicklung und dem II. Hauptsatz bekommen, wenn man anhand einiger Beispiele die Entropie mit einem Mass gestaltenarmer Gleichförmigkeit verallgemeinert gleich-

und Evolution, a.a.O., S. 200–251; *Information und Imagination*, in: *Information und Imagination. Vorträge von C.F. von Weizsäcker*, a.a.O., S. 11–32; *Die philosophische Interpretation der modernen Physik. Zwei Vorlesungen*, in: *Nova Acta Leopoldina*, N.F. Nr. 2.07, Bd. 37/2, Leipzig 1972, S. 7–22, *Die Geschichte der Natur*, Göttingen 1954, S. 24ff; *Zeit und Wissen*, in: *Offene Systeme II. Logik und Zeit*, Stuttgart 1981, S. 28ff.

⁵³ „Das Ende bleibt der Wärmetod. Er besteht aber meist nicht darin, dass die Gestalten aufgelöst werden, sondern darin, dass sie erstarren. Wenn keine Energie mehr umgesetzt wird, so können Gestalten von nun an weder entstehen noch vergehen. Der innere Tod reisst die Gestalt nicht ein, sondern er lässt sie stehen“ (C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 65). Vgl. auch: *Zum Problem des Wärmetods*, in: „Mitteilungsblatt für mathematische Statistik“, 2 (1950), Heft 3, S. 224–225.

⁵⁴C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 65.

⁵⁵Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 203.

setzt⁵⁶. „Der Wärmetod wäre, hinreichend niedrige Temperatur vorausgesetzt, nicht ein Brei, sondern eine Versammlung von komplizierten Skeletten“⁵⁷. Diese Ansicht führt Weizsäcker zu dem Schluss, dass die Entstehung von geordneten Gestalten nicht etwa im Widerspruch zum zweiten Hauptsatz der Thermodynamik wäre, sondern seine Folge. Damit bekräftigt und verteidigt er seine Theorie über die Zeitstruktur.

4. STRUKTUR DER ZEIT UND DIE ENTWICKLUNGSLEHRE

Weizsäcker geht bei der Erklärung der Phänomene der Evolution und der Entropie auf seine Theorie der Struktur der Zeit — der Geschichtlichkeit der Zeit — zurück. Schon in seinem Buch „Die Geschichte der Natur“ (1958) vertritt er die These, dass die Lehre der Evolution die Geschichtlichkeit der Zeit voraussetzt⁵⁸. Dies bedeutet, verkürzt gesagt, dass ganz allgemein die Entwicklung differenzierter Gestalten eine Folge genau derselben Zeitstruktur ist wie der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. Beide Entwicklungsgesetze besagen, dass das Wahrscheinliche ein-

⁵⁶ „Die Wahrheit ist, dass unter gewissen Bedingungen, die bei organischer Entwicklung erfüllt sind, die Entwicklung selbst eine Erhöhung der Entropie bedeutet. Entwicklung ist also eine unmittelbare Folge des zweiten Hauptsatzes, und es belibt kein Paradoxon zu beheben. Der Eindruck eines Paradoxons entstand durch die ungenaue Beschreibung der Entropie als Unordnung“ (C.F. von Weizsäcker, *Die philosophische Interpretation der modernen Physik*, a.a.O., S. 8–9).

⁵⁷ Ebd.

⁵⁸ Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 90ff; Diese Ansichten stellt er wieder mit der wissenschaftlichen Reife und Erfahrung in seinem neuesten Buch *Der Mensch in seiner Geschichte* dar (Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Der Mensch in seiner Geschichte*, München, Wien 1991, S. 245). Siehe auch zu diesem Problem: P. Götz, *Zeit und Evolution*, in: H. Burger Heinz (Hrsg.), *Zeit, Natur, Mensch. Beiträge von Wissenschaftlern zum Thema „Zeit“*, Berlin 1986, S. 177–197.

treten wird⁵⁹. Die Deutung der Wahrscheinlichkeit ist durch die Struktur der Zeit bestimmt, indem nach der Weizsäckerschen Ansicht das Wahrscheinliche nur für die Zukunft erwartet, nicht aber für die Vergangenheit behauptet wird. Der Wahrscheinlichkeitsbegriff ermöglicht also den Ansatz der Theorie der Zeit in der Entwicklungslehre. Die Weizsäckersche Zeitstruktur kommt besonders zum Ausdruck in seinem Ansatz für die letzten Naturgesetze, die die Rahmen der Evolution abstecken. Die Naturgesetze bestimmen von Anfang an die Möglichkeit der Entwicklung von Gestalten. Die Welt — behauptet Weizsäcker — war „anfangs reich an potentieller, arm an aktueller Gestalt, reich an schöpferischen Möglichkeiten, arm an geschaffener Form. Mit der Zeit stellt sich für jede Gestalt das Gleichgewicht ihres Entstehens und Vergehens ein, um so später freilich, je differenzierter sie ist“⁶⁰. Die Zeit aufgrund ihrer Struktur und Geschichtlichkeit stellt als fundamentale Ermöglichungsbedingung der Erfahrung den grundlegenden „Antrieb der Entwicklung“ dar. „Die Entwicklung ist der Vorgang, indem sich mit der Zeit immer differenziertere Gestalten aus dem Meer der blossen Möglichkeit heben“⁶¹.

⁵⁹Die Deutung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik, dass wachsende Entropie das Eintreten des Wahrscheinlichen ist, ist geläufig. Für die Gestaltenentwicklung „muss man sich überlegen, dass eine Vielzahl von Gestalten a priori wahrscheinlich, ein völlig gestalteter Zustand hingegen a priori unwahrscheinlich ist“ (Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 203).

⁶⁰C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 65.

⁶¹Ebd., S. 92. Weizsäcker schreibt in diesem Prozess dem Begriff des Zufalls eine wesentliche Rolle zu. Er deutet den Zufall als ein Ereignis, das so lange „nur möglich bleibt, bis es faktisch geworden ist“ (C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 92). „Die gedankliche Aufgabe lag [...] aber darin, zu begreifen, wie der ‘Zufall’ Ordnung und Gestaltenfülle erzeugen kann. Hier half mir meine Analyse des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik. Zufall nennen wir Vorgänge, die den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung genügen. Diese Gesetze definieren Möglichkeiten, und gerade weil es Möglichkeiten sind, bleibt undeterminiert, welche von ihnen eintritt. Ich konnte plusibel machen, dass die wachsende Differenzierung der Gestalten zur Folge hat. Anschliessend an eine spätere Formulierung von Picht kann ich

Nun wird es deutlicher, dass der zweite Hauptsatz und die Gestaltenentwicklung „aus derselben Struktur der geschichtlichen Zeit folgen“⁶². Denn der zweite Hauptsatz der Thermodynamik als Naturgesetz postuliert mit der Zunahme der Entropie das Eintreten des Wahrscheinlichen. Genauso behaupten die Gesetze der Entwicklungstheorie, dass aktuelle Gestalten mit der Entwicklung aus dem „Reich“ potentieller und damit wahrscheinlicher Gestalten entstehen⁶³. Die Evolutionstheorie analog zu dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, beide als zwei Entwicklungsgesetze, als „zwei wissenschaftliche Theorien von irreversiblen Prozessen“⁶⁴ „setzen“ — Weizsäcker nach — „die Geschichtlichkeit der Zeit voraus“⁶⁵. „Wovon ich Gebrauch machen möchte, ist einfach die

sagen: Das Vergangene vergeht nicht, somit wächst die Menge der Fakten; die Gegenwart der Zukunft ist ihre in Fakten fundierte Möglichkeit; somit wächst die Menge der Möglichkeiten“ (C.F. von Weizsäcker, *Der Garten des Menschlichen*, a.a.O., 579); „Es kommt also darauf an, zu verstehen, dass — und falls erkennbar, warum — Gestaltenentstehung eine Grundstruktur des Geschehens ist. Dies ist bereits mit ausgesagt in der Erklärung der Modi der Zeit: das Vergangene ist faktisch, das Zukünftige ist möglich. [...] Da es sich um fundamentale Begriffe handelt, [...] können sie nicht [...] auf noch fundamentalere Begriffe zurückgeführt werden. Sie lassen sich am besten in der Anwendung erläutern: durch die Begriffsgestalten, die sich mit ihrer Hilfe bilden lassen. Georg Picht hat sie so präzisiert: 1. Das Vergangene vergeht nicht. 2. Die Menge der Möglichkeit wächst. [...] Wenn nun das Vergangene nicht vergeht, sondern in den gegenwärtigen Fakten ‘aufbewahrt’ ist, so wächst die Menge der Fakten und damit die Menge der jeweils gegenwärtigen fundierten Möglichkeiten. Wenn aber die Menge der Möglichkeiten wächst, so ist Entstehung neuer Gestalten zu erwarten“ (C.F. von Weizsäcker, *Der Mensch in seiner Geschichte*, a.a.O., S. 34–35).

⁶²C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 92.

⁶³Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 204–208; *Die philosophische Interpretation*, a.a.O., S. 7–12; *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 91–95; *Der Mensch in seiner Geschichte*, a.a.O., S. 31–44; Vgl. auch: M. Schüz, S. 170–174.

⁶⁴C.F. von Weizsäcker, *Die philosophische Interpretation der modernen Physik*, a.a.O., S. 8.

⁶⁵Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Die Geschichte der Natur*, a.a.O., S. 91.

Behauptung, dass Entwicklung eine Folge der Struktur der Zeit ist”⁶⁶.

Weizsäcker versucht weiter die Phänomene der Irreversibilität und Evolution mit Hilfe der zwei Begriffe: „Entropie” und „Information” quantitativ zu beschreiben und zu erklären⁶⁷. Damit versucht er auch in der Interpretationsdebatte über die Beziehung zwischen Information und Entropie eigene Stellung zu nehmen⁶⁸. Nun wollen wir kurz auf diesen Zusammenhang von Entropie und Information eingehen.

5. ZEITSTRUKTUR ALS UNTERSCHIEDSKRITERIUM ZWISCHEN AKTUELLER UND POTENTIELLER INFORMATION

Im folgenden soll die Rolle, die der Informationsbegriff und der Begriff der Zeit im Rahmen einer allgemeinen Entwicklungstheorie und in der Evolutionstheorie spielen, anhand der Weizsäckerschen Überlegungen etwas näher beleuchtet und damit auf den Zusammenhang zwischen Entropie und Information hingewiesen werden.

⁶⁶C.F. von Weizsäcker, *Die philosophische Interpretation*, a.a.O., S. 10.

⁶⁷Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 163ff; *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 204ff.

⁶⁸Das Problem des Zusammenhanges der Evolution und des Entropiewachstums löst C.F. von Weizsäcker mit Hilfe des Informationsbegriffes. Sein Übergang im Gedankenweg zu einer solchen Lösung beschreibt er folgenderweise: „Ich war damals der herrschenden Meinung, die Herausbildung von Gestalten bedeute in der tat eine Abnahme der Entropie, die jedoch durch die Entropieproduktion der begleitenden irreversiblen Prozesse überkompensiert werde. Das war aber, wie ich jetzt sehe, eine Inkonsequenz. Der Begriff der Entropie ist so allgemein und abstrakt, dass auch die Angabe einer hohen a priori-Wahrscheinlichkeit für einen gestaltenreichen Zustand darauf hinausläuft, ihm eine hohe Entropie zuzuschreiben. Damals war der Shannon’sche Informationsbegriff noch nicht bekannt, mit dessen Hilfe das Problem beschrieben werden soll” (C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 204).

Schon Boltzmann hatte seine statistische Entropie, die „H-Funktion“, mit der Unkenntnis des wirklichen Mikrozustands in Verbindung gebracht, also mit einem Mangel an Information zusammengestellt. Als Shannon seine anhand der Nachrichtentechnik entwickelte Informationstheorie vorgelegte, nannte er einen seiner Grundbegriffe Entropie, und damit wurde der Informationsbegriff mit der thermodynamischen Entropie in einer engen Bindung festgelegt⁶⁹. Spätere Autoren, vor allem Brillouin⁷⁰, verwenden „Information“ nicht wie Shannon als Informationserwartung, als erwartete Überraschung, sondern schon als erzieltes Beseitigen von Ungewissheit, von Entropie, also bezeichnen sie Information als „Negenentropie“⁷¹. Die Negenentropie wird also danach als Informationsentropie mit dem negativen Wert der thermodynamischen Entropie identifiziert. Es gibt also grundsätzlich zwei Interpretationen des Zusammenhanges zwischen Entropie und Information. Die eine betrachtet den Grundbegriff der Information in formaler Analogie zur Thermodynamik als Entropie (Boltzmann, Shannon). In der zweiten hingegen identifiziert man die Informationsentropie mit dem negativen Wert der Thermodynamischen Entropie und nennt sie Negenentropie (Brillouin)⁷².

Die scheinbare Aporie zwischen Entropiezunahme und Strukturbildung der Evolutionslehre und die Verwirrungen, die aus den beiden widersprüchlich erscheinenden Deutungen der Informati-

⁶⁹Vgl. Zucker J. Francis, *Information, Entropie, Komplementarität und Zeit*, in: *Offene Systeme I*, a.a.O., 35ff.

⁷⁰Vgl. z.B.: L. Brillouin, *Physical Entropy and Information II*, in: „Journal of Applied Physics“, 22 (1951), S. 338ff; *Science and Information Theory*, New York 1962.

⁷¹Vgl. J.M. Jauch, J.G. Baron, *Entropy, Information and Szilard's Paradox*, in: „Helvetica Physica Acta“, 45 (1972), S. 220ff. Vgl. auch: F.J. Zucker, *Information, Entropie, Komplementarität und Zeit*, in: *Offene Systeme I*, a.a.O., S. 35–81.

⁷²Vgl. F.J. Zucker, *Information, Entropie*, a.a.O., S. 35ff; M. Schüz, *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 174ff.

on resultieren, löst Weizsäcker dadurch, dass er zwischen aktueller und potentieller Information unterscheidet⁷³.

Weizsäcker beschreibt die Evolution als Informationswachstum und zeigt wiederum, dass dieses Wachstum das überwiegend wahrscheinliche Phänomen ist⁷⁴. Sein Ausgangspunkt ist die Identität der Definitionen von Entropie und syntaktischer Information. „Die in der üblichen Sprechweise bestehende Unklarheit über das Vorziehen der Information lässt sich durch die zeitliche Deutung einfach lösen: Entropie ist potentielle Information, negative Entropie ist aktuelle Information“⁷⁵. Die potentielle Information ist zukunftsbezogen, die aktuelle hingegen bezieht sich auf faktisches Wissen, ist also gegenwarts- bzw. vergangenheitsbezogen⁷⁶. Weizsäcker zeigt weiter, dass Evolution als Wachstum einer geeignet definierten potentiellen Information erklärt werden kann, also in der Tat als Wachstum der Entropie⁷⁷. Die vielerörterte Schwierigkeit, Entropiewachstum und Evolution zu vereinbaren, erweist sich als bloße Folge unscharf definierter Begriffe. „Die generelle Deutung der Entropie als Mass der Unordnung ist nichts als eine sprachliche und logische Schlamperie!“ — sagt Weizsäcker⁷⁸.

⁷³Vgl. C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 163–188; *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 204ff; M. Schüz, *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 174.

⁷⁴Ebd., S. 164.

⁷⁵Ebd.

⁷⁶Vgl. M. Schüz, *Einheit des Wirklichen*, a.a.O., S. 174.

⁷⁷In einem Beitrag zu Information schreibt Weizsäcker: „Und wenn die Maszahl der Information, so wie ich vorhin gesprochen habe, ein Mass der Menge an Form ist, die in den betreffenden materiellen Gebilden enthalten ist, so ist also Evolution ein Anwachsen der Menge an Form, gemessen als ein Anwachsen der Information. [...] Die Gesetzmässigkeiten des Geschehens sind so, dass wir begrifflich machen können, dass eben die Herausbildung von immer komplizierteren Formen das Wahrscheinliche ist“ (C.F. von Weizsäcker, *Information und Imagination*, a.a.O., S. 24).

⁷⁸Ebd., S. 165.

6. ABSCHLIESSENDER RÜCKBLICK

Zu welchen Schlüssen führt nun Weizsäcker diese Überlegungen? Sehr verkürzt wären das:

1. Die Shannonsche Definition der Information als positive Entropie ist korrekt, „wenn man Information und Entropie als potentiell Wissen versteht“⁷⁹. Die Entropie als ein Mass „potentiellen Wissens“ entspricht der potentiellen Information als ein Mass dessen, was man wissen könnte, aber zur Zeit nicht weiss. Zugleich kann man die Entropie als ein Mass aktuellen Nichtwissens betrachten. Nach dem Eintritt eines Ereignisses bekommt man aktuelle Information, und mit diesem Wissen ist negative Entropie ausgedrückt⁸⁰. Viele Unklarheiten und Verwirrungen, die mit dem Informations- und Entropiebegriff verbunden sind, gehen also auf die mangelnde Unterscheidung zwischen faktischem und möglichem Wissen (zwischen der aktuellen und potentiellen Information) zurück⁸¹.

⁷⁹C.F. von Weizsäcker, *Aufbau der Physik*, a.a.O., S. 31; 165–167; 176–179.

⁸⁰Vgl. ebd., S. 164f.

⁸¹Dazu stellt C.F. von Weizsäcker folgende Konsistenzüberlegung an, indem er die Rolle der Zeit in den Entwicklungsgesetzen der Evolution und der Thermodynamik hervorhebt. Zum besseren Verständnis dieser Überlegung fügen wir ein längeres Zitat ein: „Der Zweite Hauptsatz folgt einerseits daraus, dass die Vergangenheit faktisch, die Zukunft offen (‘möglich’) ist. Dem entspricht, dass es Dokumente der Vergangenheit, aber nicht der Zukunft gibt. Dies muss nun umgekehrt auch aus dem Zweiten Hauptsatz folgen. Es folgt, wenn man bedenkt, dass dem Entropiewachstum ein Informationsverlust entspricht. Ein Dokument ist ein unwahrscheinliches Faktum, enthält also viel Information. Daraus folgt, wegen des fortschreitenden Informationsverlustes, viel Information über die Vergangenheit, aber wenig Information über die Zukunft. Diese Überlegung erscheint nun auf den ersten Blick problematisch, wenn der Zweite Hauptsatz in Wirklichkeit ein Wachstum der Information behauptet. Aber es handelt sich hier wieder nur um die Vorzeichenunklarheit, die durch die Verwechslung aktueller und potentieller Information entsteht. Die potentielle Information wächst, die aktuelle nimmt ab, und bei einem Dokument handelt es sich um aktuelle Information“ (C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 218–219).

2. Anhand seines „Kondensationsmodells“ demonstriert Weizsäcker, dass die aktuelle Information über den atomaren Mikrozustand in extrem gestaltarmen Zuständen, wie „lauter freie Atome“ oder „ein einziger Tropfen“ sehr gross ist, also die potentielle Information oder Entropie sehr gering. „Dieses qualitative Argument zeigt schon, dass gestaltreichere Zustände entropiereicher, also wahrscheinlicher sein müssen“⁸².

3. Die Faktizität bereits gewonnener Struktur der Evolution wie ihre Offenheit, ihre Möglichkeit für die Zukunft macht den Informationsbegriff zu einem **zeitlich** orientierten.

4. Demzufolge kann die Information der Erklärung aller Form- und Gestaltungsprozesse zugrunde gelegt werden. „Irreversibilität und Evolution sind zwei Grundphänomene der Natur“, und die zeitlich orientierten Begriffe „Entropie“ und „Information“ ermöglichen ihre quantitative Beschreibbarkeit⁸³.

5. Vom philosophischen Standpunkt aus gesehen ist die Information im Flusse der Erscheinungen das Wesen, das Beharrende (Eidos, Substanz im aristotelischen Sinne)⁸⁴.

6. Durch die Unterscheidung zwischen aktueller und potentieller Information gewinnt C.F.von Weizsäcker einen Nachweis, dass:

- unter Bedingungen der organischen und biologischen Evolution Entwicklung selbst schon Entropiezunahme bedeutet;
- Entropie und Gestaltbildung also gleich-, nicht entgegengerichtete zeitliche Tendenz besitzen;
- Evolution also Folge des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik ist;
- daher kein Paradox zwischen Evolution und Entropiewachstum der Thermodynamik besteht. Die Scheinbarkeit dieses Pa-

⁸²C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 211–216.

⁸³Ebd., S. 164.

⁸⁴Ebd., S. 568; 573; 576. Vgl. auch: J. Cimutta, *Philosophisches Nachdenken*, a.a.O., S. 111.

radoxes entstand auf Grund einer ungenauen Beschreibung der Entropie als Mass der Unordnung⁸⁵.

SUMMARY

HISTORICAL STRUCTURE OF TIME IN INFORMATION THEORY

Carl von Weizsäcker analyzes the information concept in the framework of his own time philosophy. He emphasizes, on the one hand, the irreversibility inherent in the time structure and, on the other hand, the dependence of information on temporal relations. In his view, information constitutes an abstract, albeit real, element of the world related to the form, structure, and order. Its quantitative and dynamical character assimilates it to matter and energy. Information does not exist outside material processes and human consciousness. Its dynamical aspect is strictly connected with communication, and evolutionary and entropic processes. In Weizsäcker's view, information becomes a philosophical concept. His approach hardly could be regarded as a full theory of time and information; it is rather an attempt at grasping their mutual dependencies and meaning.

STRESZCZENIE

HISORYCZNA STRUKTURA CZASU W TEORII INFORMACJI

C.F. von Weizsäcker analizuje pojęcie „informacji” w ramach swojej koncepcji czasu, podkreślającej z jednej strony nieodwracalność struk-

⁸⁵C.F. von Weizsäcker, *Evolution und Entropiewachstum*, a.a.O., S. 200–221; *Vorbereitete Diskussionsbemerkung*, in: *Informatik. Vorträge*, a.a.O., S. 504–510; *Die philosophische Interpretation der modernen Physik*, a.a.O., S. 7–39; Vgl. auch: H. Wehrt, *Über Irreversibilität, Naturprozesse und Zeitstruktur*, in: *Offene Systeme I*, a.a.O., S. 158ff.

tury czasu, a równocześnie zależność informacji od struktur i relacji czasowych. Proponuje również ujęcie informacji jako odrębnego składnika rzeczywistości, uniwersalnego względem materii i świadomości. Według Weizsäckera informacja to abstrakcyjny, choć realnie istniejący składnik rzeczywistości związany z formą, strukturą, porządkiem rzeczywistości. Ilościowy i dynamiczny aspekt informacji nadają jej charakter realnego składnika rzeczywistości w tym sensie, w jakim są nimi materia i energia. Informacja występuje w przyrodzie powszechnie, będąc niezbędnym elementem organizacji struktur i procesów przyrodniczych, ale nie istnieje odrębnie poza strukturami materialnymi, energetycznymi, czy też poza świadomością człowieka. Weizsäcker uznaje dynamizm informacji za jedną z jej podstawowych właściwości. Informacja, jako element dynamiczny, związana jest z procesem jej przekazywania i jako taka stanowi konieczny element procesów entropii i ewolucji. Podejście Weizsäckera wprowadza pojęcie informacji w krąg pojęć filozoficznych. Nie stanowi ono jednak dopracowanej terminologicznie i metodologicznie koncepcji informacji oraz koncepcji czasu, ale stanowi raczej próbę ukazania zależności tych dwóch fundamentalnych pojęć przyrodniczych w formie zestawu istniejących i znanych problemów związanych z czasowymi uwarunkowaniami informacji.

XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

W dniach 11–16 września 2005 r. odbył się w Warszawie XXXVIII Zjazd Fizyków Polskich. Zjazdy takie są organizowane co dwa lata, ale tegoroczny był wyjątkowo uroczysty, odbywał się bowiem w Światowym Roku Fizyki, przypadającym w setną rocznicę słynnych pięciu prac Alberta Einsteina, które odmieniły oblicze fizyki. Nic więc dziwnego, że wśród referatów plenarnych wiele nawiązywało do tej rocznicy. Oto niektóre z nich: „Einstein i fizyka 100 lat temu” (A.K. Wróblewski), „Einstein, wszechświat i my” (M. Heller), „Sto lat teorii ruchów Browna” (P.F. Góra), „Czterowymiarowy wszechświat w lorentzowskiej kwantowej grawitacji” (J. Jurkiewicz), „100 lat fotonu” (M. Krawczyk), „Kształt wszechświata” (S. Bajtlik). Cykl referatów plenarnych rozpoczął swoim wykładem gość honorowy Zjazdu, Klaus von Klitzing, laureat nagrody Nobla z 1985 r. Mówił on o kwantowym efekcie Halla.

Główną siedzibą Zjazdu był pięknie odnowiony gmach fizyki Politechniki Warszawskiej, ale niektóre sesje równoległe odbywały się w budynku fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przy ulicy Hożej. Specjalistyczne sesje równoległe obejmowały: fizykę jądrową i cząstek elementarnych, fizyką atomową, molekularną i optykę; fizykę fazy skondensowanej; nowe obszary fizyki. Wśród sesji znalazła się także jedna poświęcona w całości popularyzacji pt. „Fizyka dla poetów, kucharzy i biznesmenów”. Tę ostatnią prowadził prof. Wojciech Gawlik z Uniwersytetu Jagiellońskiego. Jej celem było ukazanie, że fizyka wykracza poza ramy, w jakich się ją zwykle dostrzega. Oto jak w materiałach zjazdowych przedstawiano tę sesję: „Mamy nadzieję, że przyczynimy się do tego,

aby fizyki nie przeciwstawiano dyscyplinom humanistycznym, by ją traktowano w sposób renesansowy, jako niezbędne dopełnienie wiedzy prawdziwego humanisty. Sesja powinna z jednej strony dostarczyć 'oreża' fizykom, którzy czują się niesprawiedliwie oceniani przez otoczenie, a z drugiej strony pokazać ludziom spoza branży (m.in. dziennikarzom) drugie oblicze fizyki". Ostatnio coraz częściej mówi się o „fizyce finansowej”. Wiadomo, że obrót pieniądza łączy się z ekonomią i socjologią, ale dziedziny te mają swoje korzenie w fizyce statystycznej, w teorii układów dynamicznych i w matematycznej teorii gier. Wielkie organizacje finansowe ostatnio chętnie zatrudniają fizyków na stanowiskach analityków finansowych. Temat ten powrócił także na sesji pt. „Nowe obszary fizyki” prowadzonej przez prof. Ireneusza Strzałkowskiego z Politechniki Warszawskiej.

Nie zapomniano także o dydaktyce; poświęcone jej były trzy sesje: Nauczanie fizyki, Szkolne czasopisma fizyczne — 50 lat „Fizyki w Szkole”, Zmagania fizyczne. Tę ostatnią sesję, poświęconą podsumowaniu rozmaitych olimpiad, konkursów i festiwałów (wraz z wręczeniem nagród) prowadził mgr Mirosław Trociuk z II Liceum Ogólnokształcącego we Włodawie. Była także sesja Studentów Kół Naukowych i konkurs na projekt multimedialny. Zjazdowi towarzyszyły liczne wystawy i stoiska.

Dla mediów, które w ogóle zauważyły Zjazd Fizyków Polskich, ważniejszym od niego i od einsteinowskiej rocznicy było inne wydarzenie związane ze Zjazdem. Znany kompozytor, Wojciech Kilar z okazji Zjazdu skomponował utwór pt. *Sinfonia de motu* (Symfonia o ruchu). Temat muzyczny jest oparty na nutach: \hbar (stała Plancka), c (prędkość światła), g (stała grawitacji), e (ładunek elektronu), a (pierwsza litera słowa „atom”). Partytura zawiera dedykację: „Fizykom Polskim w Światowym Roku Fizyki 2005”. W trakcie pracy nad utworem kompozytor konsultował się z fizykami (był wśród nich prof. Jerzy Warczewski z Uniwersytetu Śląskiego). W jednym z wywiadów powiedział potem: „W rozmowie z fizykami czułem się, jakbym rozmawiał z artystami.

Dotarło do mnie, że fizyka w pewien sposób jest poezją, a muzyka nauką. Poczulem bliskość z tymi ludźmi”. Prawykonanie symfonii w Filharmonii Warszawskiej było niezapomnianym przeżyciem.

Michał Heller

WARSZTATY NA GREGORIANIE

W dniach 3 IX – 1 X 2005 specjalizacja „Nauka i filozofia” Wydziału Filozoficznego Papieskiego Uniwersytetu Gregoriańskiego zorganizowała *First Workshop on The Controversial Relationships Between Science and Philosophy: A Critical Assessment*. Zanim przedstawimy przebieg samych Warsztatów, podamy kilka informacji na temat nowej inicjatywy naukowej na Gregorianie.

Specjalizacja „Nauka i filozofia” rozwija swoją działalność pod patronatem Papieskiej Rady ds. Kultury ze wsparciem Templeton Foundation. Jej zasadniczym celem jest uczestniczenie w dialogu między nauką, filozofią i teologią w ramach szerszego projektu *Science, Theology, and the Ontological Quest (STOQ)*, rozwijanego przez papieskie uniwersytety: Gregorianę, Lateranum i Regina Apostolorum, do których dołączyło także Angelicum, Santa Croce i Uniwersytet Salezjański. Specjalizacja ma za zadanie zintegrować to, co w czasach nowożytnych uległo separacji: studia filozoficzne z postęпами współczesnej nauki, szczególnie tymi, które są ważne dla filozofii i poznania Boga. Dwuletni okres kształcenia obejmuje w sumie 120 kredytów, zgodnych z ECTS. Jak widać z powyższej, krótkiej charakterystyki, nowa specjalizacja na Gregorianie jest bliska celom, które od dłuższego czasu realizowane są w OBI.

Na warsztaty zostali zaproszeni: M. Alai, G. Auletta, G.F. Basti, M. Bitbol, W. Carroll, I. Colagé, G. Coyne, D. Dieks, M. Esfeld, M. Ghins, M. Heller, G. Iaia, R. Janae, R. Janusz, M. Le-

crerc, G. Parisi, R. Pascual, S. Pons, A. Rossi, M.S. de Toca, M.S. Sorondo, G. Sans, G. Tanzella–Nitti, G. Tarozzi, L. Torcal, J. Życiński.

Wykład wprowadzający kard. Pouparda, przewodniczącego Papieskiej Rady ds. Kultury, został przedstawiony przez jego reprezentatna. Kardynał zaznaczył symboliczny charakter rozwijanej na Gregorianie działalności jako tworzenie nowej mentalności wewnątrz Kościoła w odniesieniu do nauk. Przypomnił, że już Galileusz miał więcej trudności z filozofami niż z biblistami czy teologami. I dziś, z jednej strony, napotykamy na trudności nauk w odniesieniu do filozofii, a z drugiej — na potrzebę filozoficznych opracowań osiągnąć nauki, gdyż tylko filozofia może być pośrednikiem między naukami a religią, między nieliczną społecznością uczonych a wspólnotami wierzących. Dzięki obu ujęciom — naukowemu i religijnemu — obraz świata może być lepiej wyeksplikowany. Tak więc — zdaniem kardynała — nie jest to jedynie „dialog” w sensie dwóch podmiotów, ale wymiana pomiędzy trzema partnerami: nauką, teologią i filozofią, będącą rodzajem mostu pomiędzy nimi. Bez filozoficznego medium nauka i teologia nie potrafiłyby dialogować, co mogłoby doprowadzić albo do pseudomistycznego synkretyzmu, albo do taniej apologetyki — w obu przypadkach byłaby to rezygnacja z intelektualnej uczciwości. Przykłady tego, jak uczeni (lub ich przeciwnicy) przekraczają granice nauki, wkraczając nieświadomie i naiwnie (bez przygotowania) w dziedziny filozoficzne, są widoczne w prasowych interpretacjach teorii kwantów, ewolucji, zagadnień umysłu i ciała. Dlatego, podkreślił kardynał, filozofia nie może izolować się od podejmowania trudnego dialogu z nauką, co przenosi się także na teologię. Kardynał przypomniał, że już św. Tomasz dostrzegł, iż nieprzekonujące „dowody” odnoszące się do tych przedmiotów wiary, których udowodnić się nie da, mogą być dla wiary ośmieszające (Sum.Th. I, 46, 2).

Gennaro Auletta z Gregoriany, we wprowadzeniu do Warsztatów, podkreślił historyczne i filozoficzne korzenie współczesnej

nauki, wpływające na jej późniejszy rozkwit, ale także odniósł się do dzielącej je przepaści. Wykładem Arcangelo Rossiego z Uniwersytetu w Lecce rozpoczęła się część historyczna Warsztatów, ukazująca wzajemne relacje filozofii i rodzącej się współczesnej nauki. Po tym rzeczowym wykładzie nastąpiły dwa, jakby „przesunięte w fazie” w stosunku do całości wykłady, wygłoszone przez Raymoda Jahae (*Immanuel Kant as an early representative of the separation between science of nature and philosophy*) oraz George’a Sansa (*Hegel’s dichotomy between understanding and reason*). Wykład Jahae dotyczył krytycznej filozofii Kanta, z której wynika, że dane nauki są jedynie zjawiskowe i nie dotyczą tego, czym rzeczy są, gdyż tym zagadnieniem zajmuje się właśnie filozofia. Przez ukazanie w podmiocie jego możliwości zdobywania wiedzy naukowej filozofia osiągałaby ów transcendentálny cel, gdyż dostęp do „nieuwarunkowanego” jest możliwy w refleksji nad podmiotem, a nie w nauce dotyczącej jakiejś niższej, w stosunku do człowieka, natury. Sans starał się zaprzeczyć opinii uznającej Hegla za przeciwnika nauk; Hegel odnosił się bowiem do najbardziej świeżych postępów w nauce oraz uważał, że chronologicznie nauki są przed spekulacjami filozoficznymi. Jak starał się wykazać Sans, Hegel przeciwstawiał ujęcie natury przez teorię oraz przez zrozumienie (*begreifende*). Czym innym jest bowiem wyjaśnianie natury przez siły i prawa, a czym innym przez „konceptje” (*concept*), pojęcia, które nie są uniwersalnymi abstraktami, ale organicznymi całościami. W ten sposób Hegel otworzył możliwość celowego podejścia do natury oraz wprowadził idee życia i ducha. Dla Hegla zatem, przepaść między filozofią a nauką nie wynika z ich niezgodności, ale z nieprawego przekraczania właściwych im granic.

George V. Coyne z Obserwatorium Watykańskiego wygłosił wykład *Today’s Playing Field: Theology and Science*, w którym starał się rozwiązać pokusę patrzenia na dialog między nauką a religią jako zjawisko naszych czasów, rodzące się z niebywałych osiągnięć współczesnej wiedzy. Tymczasem, zdaniem Coyne’a, stru-

mienie poznania i duchowości, nauki i wiary, przepływają przez naszą cywilizację od zarania jej istnienia. Czasem zdają się one płynąć w różnych kierunkach, ale częściej — gaszą one jako komplementarne źródła ludzkie pragnienie rozumienia. Na przestrzeni dziejów relacja między nimi bywała wyraźnie widoczna, ale czasem była też mroczna, nigdy jej jednak nie brakowało. Coyne zauważył również, że podejście Jana Pawła II do relacji między nauką a wiarą można uznać za nowe: Kościół patrzy na naukę jako na partnera w dialogu. Dyrektor Obserwatorium Watykańskiego przypomniał słowa papieża, wygłoszone w Krakowie na 600-lecie Uniwersytetu Jagiellońskiego: „Poszukiwanie prawdy, nawet wówczas, gdy dotyczy ograniczonej rzeczywistości świata czy człowieka, nigdy się nie kończy, zawsze odsyła ku czemuś, co jest ponad bezpośrednim przedmiotem badań, ku pytaniom otwierającym dostęp do Tajemnicy”.

Wspomnijmy jeszcze tytuły innych wykładów: G. Auletta (*The Problem of Information*), M. Bitbol (*How is Emergence possible?*), W.E. Carroll (*Contingency and Creation*), G. Parisi (*Role and Significance of Prediction in Physics*), M. Heller (*Unification Theories and Theories of Everything — Philosophical Aspects*), J. Życiński (*The Laws of Nature and Plato's Theory of Forms*), M. Leclerc (*Foundation of the Positive Sciences according to Gaston Isaye*), G. Tarozzi (*Logical Positivism and the Meaning of Philosophical Principles*), D. Dieks (*Laws of Nature and Quantum Mechanics*), M. Esfeld (*Conjectural Realism*), M. Alai (*Science and Non-Observable Reality*).

Życzliwa atmosfera i troskliwość organizatorów sprzyjały dyskusjom toczącym się na sali i w kularach. Materiał prezentowany na dwudniowych warsztatach był chyba jednak nieco zbyt obszerny i niejednorodny, ale taka zwykle jest cena, jaką płaci się za zbyt szerokie horyzonty. Przypomnijmy, że ks. prof. M. Heller był wykładowcą na Gregorianie zeszłej jesieni, w ramach zajęć organizowanych przez specjalizację. Warto życzyć Gregorianie, by nie ustawała w tym niełatwym przedsięwzięciu naukowym, wy-

znaczonym przez Warsztaty, i coraz bardziej doskonaliła się w ich prowadzeniu.

R. Janusz

PRZYPOMNIANA HISTORIA

◇ A. Einstein, *5 prac, które zmieniły oblicze fizyki*, przedmowa: R. Penrose, wstęp i komentarz: J. Stachel, współpraca: T. Lipscombe, A. Calaprice, S. Elworthy, przekład: P. Amsterdamski, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2005, s. 192.

Książka, przełożona przez P. Amsterdamskiego, zapoczątkowuje naukową serię *Biblioteka Klasyków Nauki* pod redakcją J. Włodarczyka i stanowi niewątpliwie ważny akcent w obchodach 100-lecia powstanie szczególnej teorii względności. Co prawda, angielskie wydanie, przygotowane przez Princeton University Press, pochodzi z 1998 roku, ale rok polskiego wydania przekładu został trafnie wybrany. Wszystkie prace Einsteina, umieszczone w tej książce, pochodzą z 1905 r. Każda z nich miała wielkie znaczenie dla rozwoju fizyki i wszystkie warte są przypomnienia.

Jak pisze Stachel w wstępie, pięć prac Einsteina można podzielić na trzy kategorie, „zgodnie z ich oddaleniem od fizyki klasycznej”.

Do pierwszej kategorii należy zaliczyć „prace mające na celu rozwinięcie i udoskonalenie mechaniki klasycznej”. Należą tu dwie prace. Pierwsza z nich pt: *Nowa metoda wyznaczania ?? molekuł*, wykorzystując metody hydrodynamiki klasycznej i teorii dyfuzji, analizuje zależność lepkości cieczy od stężenia substancji i prowadzi do wyznaczenia liczby Avogadra oraz rozmiarów molekuł badanej substancji. Drugą jest praca pt: *O ruchu cząstek zawieszonych w cieczach w spoczynku, wynikającym z molekularno-kinetycznej teorii ciepła*, poświęcona badaniom ruchów Browna.

Do drugiej kategorii należą prace „mające na celu rozwinięcie i udoskonalenie elektrodynamiki Maxwella oraz zmodyfikowanie mechaniki klasycznej, tak aby nie pozostawała z nią w sprzeczności”. Do tej kategorii redaktorzy również zaliczyli dwie prace. W pierwszej z nich, najślawniejszej, *O elektrodynamice ciała w ruchu* Einstein stworzył szczególną teorię względności, „zdefiniował pojęcie równoczesności w sposób fizyczny i skonstruował nową teorię kinematyczną, bazując na zasadzie względności i zasadzie stałości prędkości światła (s. 113). Nato-

miast praca: *Czy bezwładność ciała zależy od zawartej w nim energii?* pokazuje, że „z zasady względności wynika, iż masa bezwładna związana jest z energią we wszystkich jej postaciach” (s. 116).

Do ostatniej kategorii kwalifikuje się tylko jedna praca stanowiąca „dowód ograniczonej stosowalności mechaniki klasycznej i elektrodynamiki Maxwella oraz próbę zrozumienia zjawisk, których nie mogą wyjaśnić te teorie”. Nosi ona tytuł: *O heurystycznym punkcie widzenia w sprawie emisji i przemiany światła*. Pracę tę sam Einstein uważał za najbardziej rewolucyjną (por. s. 17) i za taką uznali ją również historycy nauki. Dotyczy ona rodzącej się hipotezy kwantowej i zawiera „dowód, że dla dostatecznie dużych częstości entropia promieniowania cieplnego w równowadze zachowuje się tak, jakby promieniowanie miało postać gazu niezależnych ‘kwantów energii świetlnej’, przy tym energia każdego kwantu jest proporcjonalna do częstości odpowiadającej mu fali” (s. 161).

Wszystkie te pięć prac Einsteina najpierw ukazały się w niemieckim czasopiśmie „Annalen der Physik”, a do omawianej książki zostały wybrane z drugiego tomu *The Collected Papers of Albert Einstein*. Dzieło zatytułowane *Pisma zebrane Alberta Einsteina* powstało w ramach szeroko zakro-

jonego projektu „Einstein Papers Project” na Uniwersytecie Bostońskim, w którym uczestniczyli: John Stachel, Dawid C. Cassidy, A. J. Kox, Jürgen Renn, i Robert Schulmann.

Zaletą i wartością omawianej książki są niewątpliwie komentarze i omówienia. Pojawiają się one w przedmowie (R. Penrose), we wstępie (J. Stachel) oraz na początku każdego z czterech rozdziałów (J. Stachel, jeden z redaktorów *Pism zebranych Alberta Einsteina*). Komentarze te charakteryzują się dużą przejrzystością i fachowością. Zawierają bogatą faktografię. Ukazują nie tylko historię powstania danej pracy, ale także jej znacznie dla rozwoju fizyki. Na szczególne podkreślenie zasługują komentarze Stachela. We wstępie pokusił się on o porównanie działalności naukowej Izaaka Newtona w roku 1666 z działalnością naukową Einsteina w roku 1905. Obu uczonych dzielił zupełnie inny kontekst historyczno–naukowy, jak również odmienne sytuacje społeczne, ale łączyła ich ogromna pasja badawcza i fakt, że w ciągu jednego roku potrafili zmienić oblicze całej fizyki.

Janusz Mączka

„DE REVOLUTIONIBUS”
A ZASADA
KORESPONDENCJI

◇ Michał Kokowski, *Copernicus's Originality: Towards Integration of Contemporary Copernican Studies*, Wydawnictwa IHN PAN, Warszawa-Kraków 2004, ss. xiv + 314.

Ważny składnik rozwijanej przez Jana Pawła II wizji nauki w dialogu z filozofią stanowi interdyscyplinarne otwarcie na prawdę odkrywaną w różnych dyscyplinach naukowych. Konkretny przykład tej metodologii znajdujemy w przyjętej w czerwcu 2005 r. w PAN rozprawie habilitacyjnej Michała Kokowskiego, *Copernicus's Originality: Towards Integration of Contemporary Copernican Studies*. W opracowaniu tym autor łączy znajomość specyfiki epistemologicznej nauk przyrodniczych, filozofii nauki, historii nauki oraz historii filozofii.

Opracowania naukowe Kokowskiego być może są mniej efektywne od alternatywnych propozycji, gdyż nie podporządkowują złożonych procesów prostym zasadom; mają one jednak potwierdzenie w faktach historycznych, których uwzględnienie chroni przed prostotą ideologicznych ujęć. Widać w nich kompetencję badacza, który z jednakową swobodą może

wypowiadać się zarówno na temat symulacji komputerowej dynamiki molekularnej i Bohrowskiej zasady korespondencji, fizykalnej charakterystyki układów ciężkofermionowych, jak i filozoficznych aspektów termodynamiki procesów nieodwracalnych.

W rozprawie *Copernicus's Originality* przejawem niezależności interpretacyjnej autora jest przeciwstawienie się dominującym ujęciom, które kwestionują oryginalność przełomu intelektualnego niesionego przez kopernikańskie *De revolutionibus*, usiłując podważać lub deprecjonować racjonalne uzasadnienie astronomii Kopernika.

Rozprawa habilitacyjna jest usytuowana w kontekście powstałych w ostatnim okresie prac podejmujących próbę rekonstrukcji mechanizmów leżących u podstaw rewolucji kopernikańskiej. Autor wykazuje erudycję w znajomości głównych opracowań podejmujących tę tematykę. W pierwszej części rozprawy przedstawia wnikliwe omówienie głównych kierunków interpretacji wypracowanych przez współczesnych krytyków Kopernika. W części drugiej rozwija własną, oryginalną ocenę dorobku kopernikańskiego, ukazując te składniki ujęcia polskiego astronoma, które nie spotkały się z wystarczającym zainteresowaniem we wcze-

śniejszych opracowaniach z zakresu historii i filozofii nauki.

Sytuując swe analizy w kontekście nowych opracowań z zakresu filozofii nauki, mimo niewątpliwej sympatii do dorobku Karla R. Poppera, autor potrafi zająć krytyczny dystans wobec propozycji autora „Logiki odkrycia naukowego”, gdy np. akceptując Popperowską koncepcję kontekstu uzasadnienia, nie akceptuje znamiennego dla tradycji Popperowskiej deprecjonowania historycznych uwarunkowań sytuacji problemowej (s. 37, przypis 1).

W trzeciej części rozprawy, jej autor stara się wzmocnić swą wcześniejszą argumentację przez ukazanie metodologicznej dojrzałości argumentów Kopernika. Znamienne cechę jego opracowania stanowi wykorzystanie nowych ujęć z zakresu metodologii i filozofii nauki, np. uogólnionych zasad korespondencji, do opracowań, które w wielu wcześniejszych ujęciach pozostawały na poziomie zdroworozsądkowych uogólnień. Pozwala to na wprowadzenie dodatkowych dystynkcji i subtelniejsze ujęcie wielu wcześniejszych opracowań z zakresu historii nauki, określając specyfikę np. nowożytnego arystotelizmu chrześcijańskiego.

W swych najbardziej istotnych tezach dr Kokowski argumentuje, iż Kopernik stosował programowo hipotetyczno-dedukcyjną metodę

korespondencji, co wymaga krytycznego ujęcia wielu wcześniejszych interpretacji ukazujących autora *De revolutionibus* jako odtwórczego wizjonera, który intuicyjnie bronił tez proponowanych wcześniej przez Arystarcha z Samos czy Pitagorejczyków przekonanych o matematycznej harmonii kosmosu. W perspektywie tej autor rozprawy łączy elementy Popperowskiej koncepcji nauki pojmowanej jako ciąg stopniowych przybliżeń do prawdy z inspirowaną przez dorobek Nielsa Bohra koncepcją korespondencji między poszczególnymi teoriami tworzącymi konkurencyjne programy badawcze. Oryginalną i twórczą interpretację propozycji Kopernika, autor łączy z ukazaniem mechanizmów, które utrudniały obiektywną ocenę kopernikanizmu przez XVI-wiecznych krytyków, odsłaniając obecne w ich argumentacji aksjomaty arystotelizmu, oraz niemożliwy do teologicznego usprawiedliwienia literalizm biblijny widoczny w dorobku B. Spiny czy G.M. Tolosanego.

Twórczym osiągnięciem rozprawy jest zarówno ukazanie uproszczeń zawartych w Duhemowskiej ocenie kopernikanizmu, jak i zasygnalizowanie zawartych w nowożytnych tłumaczeniach *De revolutionibus* różnic w rozumieniu impetu, które w istotny sposób wpływają na treść dyskursu

istotną dla uzasadnienia astronomii Kopernika. Ważnym składnikiem przedstawionego dorobku jest również rozróżnienie nierównoważnych wersji platonizmu oraz ukazanie złożonych relacji epistemologicznych między instrumentalizmem a hipotetycznym realizmem fizyko-matematycznym. Wnikliwe analizy przedstawione w rozprawie nie pozwalają traktować funkcjonującego obecnie określenia „rewolucja kopernikańska” jedynie jako popularnej metafory (por. s. 29 rozprawy), lecz ukazują istotne składowe epistemologiczne i metodologiczne tejsze rewolucji.

Wprowadzane przez dr Kokowskiego rekonstrukcje historyczne mają ze swej istoty charakter rozumowań redukcyjnych, w których dla znanych następstw opisywanych w przesłankach poszukuje się racji stanowiącej konkluzję rozwijanych rozumowań. W kontekście takim może prowadzić do nieporozumień używanie terminu „dowód” („proof”), który to termin w ścisłym sensie logicznym bywa używany jedynie w odniesieniu do rozumowań dedukcyjnych, natomiast tylko w sensie przenośnym jest używany na określenie rozumowań zwiększających prawdopodobieństwo uzasadnienia wprowadzanego hipotetycznie wniosku. Przyjmując tę terminologię dr Kokowski kontynuował tradycję reprezentowaną m.in. przez

Duhema; celowa byłyby jednak także i w tej dziedzinie precyzacja terminów przyjętych przez autora „Sozain ta fainomena”.

Rozróżnienie między dowodem a argumentem należy brać pod uwagę, aby nie traktować głównych tez rozprawy jako prawdy absolutnej zamykającej wszelkie dyskusje na temat rewolucji Kopernika. W tym właśnie duchu, z wyakcentowanymi odniesieniami probabilistycznymi, argumentował sam Kopernik, zwracając uwagę w księdze 1, rozdział 8, iż przytaczane przez niego argumenty świadczą, iż teza o ruchu Ziemi jest bardziej prawdopodobna (*probabilior*) niż konkurencyjna teza o nieruchomości Ziemi (s. 86, s. 211). Biorąc pod uwagę probabilistyczny charakter jego wywodów, znacznie bardziej właściwe jest określanie ich mianem argumentów niż stosowanie do nich określenia „dowód”. Stąd też, aby uniknąć nowych nieporozumień w polemice Kokowskiego z Duhemem, przydatne byłoby wprowadzenie na miejsce przyjętych w rozprawie wieloznacznych określeń typu „physical proof” czy „the motion... absolutely true” (s. 88) ściślejszych określeń, w których o dowodzie w sensie ścisłym mówi się na poziomie logiki, nie zaś fizyki, natomiast pojęcia absolutnej prawdy nie odnosi się do poziomu obserwowanych zjawisk fizycznych. Uję-

cie takie byłyby spójne z dalszymi wywodami rozprawy, w których jej autor podkreśla obecność probabilizmu w kopernikańskiej koncepcji nauki jako cechę różniącą tę koncepcję od inspirowanych przez arystotelizm opracowań epoki (s. 93n).

Argumentacja Kokowskiego na rzecz oryginalności ujęcia Kopernika ma niewątpliwą przewagę merytoryczną nad konkurencyjnymi tłumaczeniami rewolucji kopernikańskiej rozwijanymi we współczesnej filozofii nauki. Teoretycznie jest jednak możliwe kolejne rozszerzenie zbioru faktów uznawanych za relewantne dla rewolucji kopernikańskiej i wprowadzenie dla ich wyjaśnienia dodatkowych racji, które uczynią bardziej złożonym wyjaśnianie proponowane w rozprawie habilitacyjnej. Zjawisko takie wymagałoby konsekwentnego odwołania się do ciągu modeli traktowanych jako kolejne przybliżenia, np. w ramach Popperowskiej koncepcji *verisimilitude*. Uwzględnienie sygnalizowanej możliwości interpretacyjnej nie oznacza bynajmniej kwestionowania wartości ujęcia, jakie proponuje dr Kokowski. Świadczy ono tylko o możliwości nowych opracowań, które będzie można stopniowo doskonalić na podstawie tych samych kryteriów, które upoważniają do wniosku, iż ujęcie Kokowskiego unika niektórych słabości występujących

w klasycznych ujęciach Kuhna czy Duhema. Należy jednak podkreślić, iż autor w duchu obiektywizmu badawczego unika łatwej programowej negacji tradycyjnych ujęć, uznając ich pozytywne składniki; zob. np. s. 103, przypis 35.

Ważną zaletę omawianej rozprawy habilitacyjnej stanowi nie tylko zmiana całościowej wizji kopernikańskiego przełomu w nauce, lecz również precyzacja wielu szczegółów dotyczących tejże rewolucji a występujących w pracach renomowanych autorów (np. w uwagach N.R. Hansona dotyczących faz Wenus, s. 20n). Pozwala ona na wprowadzenie ważnych dystynkcji we wcześniejszych uogólnieniach. W wyniku tych uściśleń dowiadujemy się np. iż „Copernicus’s theory in *De revolutionibus* was literally more complicated, but in a mathematical sense systematically simpler and more harmoniously constructed” (s. 79).

Z obowiązków recenzenta sygnalizuję kilka nieścisłości, których nie uniknął autor rozprawy. Na s. 10, omawiając poglądy Jean Dietz Moss, autor pisze o „his earlier research on Galileo’s rhetorical and dialectical considerations” (przypis 16). Winno być “her earlier...”, gdyż wypowiedź dotyczy jednej z najbliższych współpracownic Williama Wallace’a, która uczestniczyła w krakowskiej konferencji dotyczącej Galileusza, skąd-

inąd wspomaganej organizacyjnie również przez dr Kokowskiego.

Ryzykowne jest akcentowanie we wstępie zawężonego kryterium etnicznego (s. XI), które dotyczy „American experts”, czy „American and British researchers”, gdy autor w dużym stopniu uwzględni dorobek autorów francuskich Duhema i Koyré’go, uznaje wiele też urodzonego w Austrii Poppera zaś w osiemnastu miejscach przywołuje prace Duńczyka, Olafa Pedersena.

Kontrowersyjne pozostaje określenie „Catholic Aristotelians” (s. 212), w którym zespala się przynależność konfesyjną z postawą filozoficzną. Być może o jego przyjęciu zadecydowały określenia Pierre Duhema, który sam siebie nazywał „katolickim pozytywistą”. Współczesna kontynuacja tej tradycji językowej w określeniach „Christian Humanistic Aristotelianism” (s. 208) czy „Protestant geocentrism” (s. 210) wydaje się o tyle ryzykowna, iż praktykowane przez zwolenników drugiego z wymienionych podejść podnoszenie literalizmu biblijnego do rangi kryterium metodologicznego dotyczy postaw stanowiących patologie nauki, podobnie jak „creation science”; próba ich klasyfikowania stanowi niezasłużoną nobilitację ujęć, w których ignoruje się elementarne zasady hermeneutyki biblijnej. Podobną nobilitacją jest

przywoływanie opinii tych krytyków, dla których Duhem jest przede wszystkim francuskim nacjonalistą lub zwolennikiem katolickiej propagandy (s. 212).

Zagraniczni czytelnicy rozprawy mogliby uniknąć domysłów gdyby na miejsce sformułowań „Jan z Głogowa” „Michał z Biestrzykowa” (s. 11) wprowadzić „Jan of Głogów” lub, jak to zrobiono w indeksie osób, „John of Glogovia” (s. 281). Informacje, że Kopernik “employed the same method that we use in the exact sciences today” (s. 73) są zdecydowanie zbyt ogólnikowe, gdyż metody stosowane w kosmologii relatywistycznej przy badaniu obiektów fizycznych w skali miliardów lat różnią się istotnie od metod stosowanych w fizyce ciała stałego czy makrobiologii.

Sygnalizowane szczegóły są przejawem nieuniknionych rozbieżności, które stanowią naturalne zjawisko towarzyszące różnorodności języków i metod badawczych przy rekonstrukcji argumentów z zakresu historii nauki, w których podstawowe pojęcia miały inny sens niż we współczesnych opracowaniach metanaukowych. Istotna wartość pracy leży w tym, iż astronomia kopernikańska jawi się w niej jako wyraz dojrzałej refleksji epistemologicznej i metodologicznej, nie zaś jako wynik pozaracjonalnych intu-

icji czy zewnętrznych uwarunkowań nieistotnych dla paradygmatu nauki nowożytnej.

Interdyscyplinarne podejście rozprawy pozwoliło uniknąć wielu uproszczeń występujących we wcześniejszych interpretacjach rewolucji kopernikańskiej. Gdy uproszczenia te nie pozwalały na ujęcie specyfiki kopernikańskiego programu badań, powtarzano opinię o wielkim dystansie dzielącym Kopernika od wzorców nauki nowożytnej. Ukazanie merytorycznej bezpodstawności podobnych ocen, dominujących w wielu nurtach współczesnej filozofii nauki, stanowi ważne osiągnięcie rozprawy.

Józef Życiński

A JEDNAK BYŁA CZYTANA

◇ O. Gingerich, *Książka, której nikt nie przeczytał*, przekł.

J. Włodarczyk, Amber, Warszawa 2004, s. 271.

Ten dość zaskakujący tytuł jest tezą postawioną przez A. Koestlera w książce pt: *Lunatykom* (Londyn 1959, Poznań 2002), a odnoszącą się do dzieła Mikołaja Kopernika *De revolutionibus*. Być może wielu współczesnych historyków nauki w ogóle by tezy Koestlera nie zauważyło lub przyjęłyby ją bez zastanawiania się

nad jej słusznością, ale nie Owen Gingerich. Jego ogromna pasja, szczęście i wytrwałość sprawiły, że tezę Koestlera można dziś uznać za niesłuszną. Książka Gingericha jest swoistym sprawozdaniem z powstawania innego dzieła, którego również on sam jest autorem: *An Annotated Census of Copernikus' De revolutionibus* (Nuremberg, 1543 and Basel. 1566) (Bryll, Lejda 2002).

Książka, której nikt nie przeczytał stanowi odpowiedź na pytanie: czy można, po ponad pięciu wiekach, jeszcze coś ciekawego powiedzieć o Koperniku i jego *De revolutionibus orbium coelestium libri sex*? Okazuje się, że tak, a obie książki Owena Gingericha są dokładnie tego najlepszym przykładem.

Przygoda Gingericha z Kopernikiem rozpoczęła od spotkania z Jerzym Dobrzyckim, który rozpalil drzemiące w nim zainteresowania historią astronomii. Badania nad historią astronomii Gingerich na dobre rozpoczął w latach 60-tych XX wieku, gdy zainicjowano ogólnoswiatowe przygotowania do obchodów 500-nej rocznicy urodzin Mikołaja Kopernika, która przypadała na rok 1973. Podobnie jak wiele innych obchodzonych w historii jubileuszy, tak i ten skłonił do podjęcia na nowo badań w nadziei, że uda się odkryć jakieś nowe szczegóły związane z ży-

ciem czy myślą naukową „jubilatą”. „Ale cóż pozostało do odkrycia po stuleciach badań życia i dzieła Kopernika? Jakie świeże pomysły miałyby szansę wnieść [coś] do nadciągających rocznicowych obchodów?” (s. 9).

Intuicja badacza historii i trochę szczęścia sprawiły, że Gingerichowi udało się ożywić badania nad Kopernikiem. Stało się to w listopadzie 1970 r, w Obserwatorium Królewskim w Edynburgu, gdy, jak wspomina, „myszkowałem w olbrzymim sejfie wypełnionym starymi książkami astronomicznymi. Pośród rzędów tomów znalazłem pierwsze wydanie dzieła Kopernika. Ku memu zaskoczeniu strony tego egzemplarza od początku do końca pokrywały obszerne notatki” (s. 9). Pytanie samo się narzucało: do kogo należał ten egzemplarz? kto czytał to dzieło tak wnikliwie? Przeprowadzone drobiazgowo śledztwo ujawniło, że autorem marginaliów na stronach Edynburskiejgo egzemplarza *De revolutionibus* był sam Erazmus Reinhold, znany wykładowca astronomii w latach 40 XVI wieku.

Zafascynowany odkryciem Gingerich postanowił poszukać i zbadać inne zachowane jeszcze egzemplarze pierwszego (z 1543 r.) i drugiego (z 1566 r.) drukowanego wydania największego dzieła Kopernika *De revolutionibus*. Oce-

niono, że pierwsze wydanie wydrukowano w ilości ok. 400–500 egz. a drugie w ilości 500–600 egz. Wydaje się, że do dziś zachowało się ok. 600 egzemplarzy, a dokładnie 600 zostało spisanych i opatrzonych komentarzem przez Gingericha w jego *An Annotated Census*.

Dzieło Kopernika nie należało (i nie należy) do łatwych, więc czytanie go bez matematycznego przygotowanie było prawie niemożliwe. W XVI wieku pierwsi do pracy zabrali się więc ludzie nauki, a przede wszystkim matematycy i astronomowie. Jednym z efektów ich dogłębnego studiowania dzieła Kopernika były pozostawione na kartach niektórych egzemplarzy odręczne zapisy, marginalia. To właśnie one stały się inspiracją do podjęcia przez Gingericha szeroko zakrojonych badań nad *De revolutionibus*. Idea badań wydawała dość oczywista. Jeżeli dzieło to rzeczywiście mocno oddziaływało na umysły XVI-wiecznych uczonych, to musiało być w rękach największych naukowców XVI wieku. A zatem powinni je czytać i studiować np: Tycho de Brache, Galileusz, Kepler, Reinhold, Maestlin, Wittich i inni znani ówcześni myśliciele. Czy zatem rzeczywiście pozostawili oni ślady swojego czytania? Badania Gingericha miały jeszcze inny ważny aspekt. Należało przypuszczać, że treści zachowanych

marginalii mogą stać się nowym i ważnym uzupełnieniem dla historii astronomii.

Pierwszym krokiem było odnalezienie miejsc, w których znajdowały się zachowane egzemplarze. Wiele bibliotek, praktycznie na całym świecie, posiada zarejestrowane egzemplarze i można do nich dotrzeć. Trudniej było zidentyfikować egzemplarze, które znajdują się w rękach prywatnych. Trzeba również zaznaczyć, że istnieje pewna (nie do końca znana) liczba skradzionych egzemplarzy, które, siłą rzeczy, nie mogą być poddane jakimkolwiek badaniom. Stając się wybitnym znawcą zachowanych egzemplarzy, Gingerich występował w wielu procesach sądowych, jako ekspert, gdy np. trzeba było zidentyfikować miejsce, z którego ukradziono dany egzemplarz, a nawet w przypadkach, gdy uszkodzony egzemplarz był naprawiany, kartami z innego wydania, czy innego egzemplarza.

W wyniku prowadzonych przez szereg lat poszukiwań i badań Gingerichowi udało się zidentyfikować mniej lub bardziej cenne egzemplarze. Właścicielami najcenniejszych byli np. Tycho do Brache, czy matematyk z Wrocławia, Paulus Wittich, któremu przypisuje się odkrycie metody „prostaferezy”, czyli logarytmów. Należy również zauważyć egzemplarz należący do Michaela Maestlina, astronoma

przełomu XVI i XVII wieku, nauczyciela Keplera, czy egzemplarz Galileusza własnoręcznie ocenzone zgodnie z zaleceniami inkwizycji. Wśród zachowanych egzemplarzy *De revolutionibus*, których właściciele zostali zidentyfikowani, można jeszcze wymienić Peucera, Merkatora, Stadiusa, Diggesa, Savile, Gemma Frisiusa, Praetoriusa, Claviusa, Schreckenfuscha. Każdy z tych autorów czytał dzieło Kopernika i robił notatki i każdego z nich dzieło to inspirowało do własnych przemyśleń.

Zidentyfikowane egzemplarze Gingerich dzieli na cztery kategorie: egzemplarze trójgwiazdkowe, należące np. do Rienholda, Maestlina, Wittcha, Keplera, czy z dedykacją Retyka. Zdaniem Geingericha egzemplarze te posiadają dużą wartość historyczną ze względu na zachowane marginalia. Do dwugwiazdkowych można zaliczyć np. kopenhaski egzemplarz Stoya, egzemplarz Philipa van Lansberge'a, a do jednogwiazdkowych egzemplarze z Morgan Library i wolumin leningradzki. Ostatnią kategorię stanowią egzemplarze o mało znaczących notatkach lub zupełnym ich braku i tych jest najwięcej. Podział ten jest dość subiektywny, ale pozwala na przybliżone określenie wartości każdego z zachowanych egzemplarzy.

Wątek poszukiwawczy książki Gingericha jest bardzo ciekawy i napisany z dużym talentem. Jednakże redakcji tłumaczenia można zarzucić, że nie poprawiła oczywistych błędów w w stylu, a nawet datach, co trochę przeszkadza w czytaniu tej dobrej książki. Styl thrilleru kryminalnego nadaje książce niepowtarzalny charakter. Czyta się ją z dużym zainteresowaniem. Rzadko spotka się książki popularnonaukowe, które napisane są przystępnie ale nie banalnie. Ważnym i nie mniej ciekawym wątkiem w omawianej książce są historyczne rekonstrukcje wielu faktów z okresu powstawania zapisów na kartach *De revolutionibus*. Autorowi udało się przypomnieć mało znane wydarzenia związane z czasami Kopernika. Książka kończy się dwoma dodatkami. W pierwszym z nich ukazana została historia, która wiedzie od ptolomeuszowego ekwantu do kopernikańskiego epicyklu. Zwieńczenie książki stanowi drugi dodatek, w którym zostały zestawione miejsca, w jakich znajdują się zidentyfikowane egzemplarze *De revolutionibus*. Największa ich ilość znajdują się obecnie w Stanach Zjednoczonych, ale najciekawsze egzemplarze pod względem historycznym są w Europie.

Recenzję książki Gingericha warto zakończyć pewną refleksją. Od czasu wydania dzieła Koper-

nika, tj. od 1543 r., dzieli nas prawie 500 lat i można by powiedzieć, że w przeciwieństwie do XVI wieku, już nie zachodzi potrzeba jego czytania, że właściwie badania nad Kopernikiem można by uznać za jakoś zakończone. Historycy nauki dobrze znają wartość dzieła Kopernika i ze szczegółami mogliby przedstawiać wpływ tego dzieła na kształtowanie się nowej wizji kosmosu. Także wielu filozofów i teologów umiałoby opowiedzieć o oddziaływaniu idei zawartych w *De revolutionibus* na zmiany, jakie (pod ich wpływem) zachodziły w filozofii i teologii. Warto jednak pamiętać, że historia nie jest zamkniętą puszką i, jak się okazuje, nawet z odległej perspektywy wielu wieków można odkryć coś nowego i interesującego. Przypomniana przez Gingericha historia Kopernika, jego dzieła i czasów, jest chyba najlepszym przykładem, że praca historyków nauki, a wraz z nimi i specjalistów z zakresu np. filozofii czy teologii, jeszcze nie dobiegła końca.

Janusz Mączka

KOSMOLOGIA — TEOLOGIA

◇ Helge Kragh, *Matter and Spirit in the Universe. Scientific and Religious Preludes to Modern Cosmology*, Imperial College Press, London 2004, ss. 298.

Stosunki pomiędzy nauką a religią od dawna stanowią centralny punkt zainteresowań historyków nauki, a obecnie właśnie ta dziedzina historii jest uprawiana z taką intensywnością jak nigdy przedtem. Tym bardziej jest rzeczą zaskakującą, że stosunki pomiędzy poglądami religijnymi a kosmologią ostatnich dwu stuleci nie doczekały się poważniejszego opracowania ze strony historyków nauki. Nawet w tak „autorytatywnym” dziele, jakim jest *Science and Religion: Some Historical Perspectives* Johna Hedleya Brooke’a można znaleźć na ten temat jedynie nieliczne uwagi. Oczywiście lukę tę należy wypełnić. W ten sposób Helge Kragh, znany historyk kosmologii, uzasadnia swoje, przynajmniej wstępne, zmierzenie się z tym ważnym tematem. Dodałbym tylko od siebie, że kosmologia nie jest pod tym względem w gorszej sytuacji niż inne nauki przyrodnicze i ścisłe. Wszystkie znane mi historyczne opracowania typu „nauka a religia” kończą się mniej więcej w połowie XIX

stulecia (wyjątek stanowią zagadnienia związane z biologiczną teorią ewolucji), ograniczając się jedynie do fragmentarycznych szkiców odnoszących się do późniejszego okresu. Zaniedbanie to w stosunku do kosmologii o tyle może dziwić bardziej, ponieważ kosmologia w większym stopniu niż inne nauki prowokuje do refleksji związanych z religią. Książka Kragha obejmuje okres od połowy XIX w. do połowy lat sześćdziesiątych XX w. Jej lektura jest pasjonującym zajęciem, zwłaszcza dla kogoś, komu nie są całkiem obce dzieje samej kosmologii tego okresu.

Pod koniec okresu, jakim zajmuje się autor, kosmologia zaczęła na dobre ustalać swoją pozycję jako nauka, a wkrótce potem stała się wręcz fizyką kosmosu — dziedziną o wyrafinowanym stopniu uteoretyzowania i solidnej bazie obserwacyjnej. Fakt ten istotnie zmienia nasze spojrzenie na dzieje kosmologii. Te kosmologiczne koncepcje, które okazały się odgałęzieniami wiodącymi na manowce, idee, które nie doczekały się kontynuacji w dzisiaj uznanych teoriach lub modelach, po prostu nas nie interesują, zapominamy o nich (jeżeli w ogóle kiedyś o nich słyszeliśmy). I dopiero potrzeba zawodowego historyka, by nam uświadomił, że historia nauki wygląda inaczej niż nasze o niej wyobrażenia.

Można by to nazwać „efektem topoli”. Topola ma charakterystyczny, strzelający ku górze kształt. Idąc wzrokiem od dołu ku górze, wyraźnie dostrzegamy konary wyrastające „gładko” z głównego pnia. Niekiedy trzeba się dobrze wpatrzeć, by w gęszczu rozgałęzień i migocących w słońcu liści odróżnić, co jest głównym pniem, a co tylko grubszym, bocznym konarem. Ale sytuacja wygląda zupełnie inaczej, gdy prowadzimy wzrok od góry do dołu. Wówczas wyraźnie przesuwamy się wzdłuż głównego pnia, prawie nie zwracając uwagi na odgałęzienia. Odgórna perspektywa ocenia całość po tym, co przetrwało. Ten efekt jest wyraźnie obecny przy lekturze książki Kragha. Kto dziś pamięta o kosmologicznych dywagacjach Alfreda Russella Wallace’a, Adolfa Ficka czy Josepha Johna Murphy’ego? A to kiedyś właśnie te dywagacje były dyskutowane i budziły emocje.

W książce są oczywiście prezentowane i te kosmologiczne koncepcje, które wygrały walkę o byt, ale wśród „efektu topoli” i one wyglądają inaczej. Niekiedy z góry nic nie zapowiada, że to one wyeliminują swoje konkurentki. Istnieje jednak pewna różnica między kosmologią dawniejszą a obecną. Na przykład w okresie międzywojennym było nie mniej niż obecnie „zwarowanych hipotez” kosmolo-

gicznych niż obecnie (por. ss. 84 i nast.), ale dziś znajdują się one na znacznie dalszych marginesach spekulacji kosmologicznych. Obecnie tzw. model standardowy ma tak silne poparcie obserwacyjne, że koncepcje konkurencyjne praktycznie przestały się liczyć.

Książka niewątpliwie wypełnia lukę w naszej znajomości historii kosmologii rzucając snop światła na dzieje zagadnienia „nauka a religia”, ale stanowi ona — i autor jest tego świadom — jedynie przetarcie drogi. Ale i to przetarcie drogi wnosi ciekawe elementy. Popularna historiografia przedstawia naukę XIX w. jako zdominowaną przez przemożne wpływy pozytywistycznych interpretacji. Lektura tej książki stawia tego rodzaju przekonanie pod dużym znakiem zapytania. Wprawdzie wielu uczonych wygłaszało pozytywistyczne deklaracje, ale często nawet i oni tworzyli fantastyczne hipotezy łamiące wszelkie reguły pozytywistycznej metodologii. Także i pod tym względem książka wyraźnie pokazuje, że nauka z perspektywy swoich dokonań wygląda zupełnie inaczej niż w trakcie jej zmagania się z aktualnymi problemami.

Charakter „przecierania szlaków” uwidacznia się także w tym, co autor pominął. A pominął przynajmniej kilka ważnych elementów. I tak zupełnie w książce brak reakcji teologów na religijną

(i filozoficzną) problematykę wyrastającą z dociekań kosmologicznych. Pod tym względem książka jest więc jednostronna. Autor sam przyznaje, że wynika to z braku jego przygotowania w zakresie teologii. Fakt ten uwidacznia pilną potrzebę teologów o odpowiednim przygotowaniu historycznym i naukowym, którzy mogliby się zmierzyć z tego typu problematyką.

Kolejnym brakiem omawianej książki jest zupełne pominięcie prześladowań kosmologów z racji ideologicznych w Związku Radzieckim w latach (mniej więcej) 1920–1960. Miały one wyraźny aspekt antyreligijny, a ich ideologiczna oprawa dotyczyła wielu zagadnień poruszanych w książce. Ta „zachodnia perspektywa” książki jest tym bardziej nieuzasadniona, że potem rosyjscy kosmologowie wnieśli bardzo istotny wkład w rozwój tej nauki (nie można również zapominać o wcześniejszych dokonaniach Aleksandra Friedmanna).

Duża skrótowość w omawianiu tego, co w dziedzinie „kosmologia a religia” zdarzyło się po 1960 r. jest o tyle uzasadniona, że chcąc ten okres potraktować wyczerpująco, trzeba by napisać odrębny tom, i to tom pokaźnych rozmiarów.

Zakończenie książki brzmi dosyć pesymistycznie. Czytamy: „Pomimo wielu uczonych publi-

kacji zawierających zaawansowane argumenty teologiczne, filozoficzne i naukowe popierające bądź teizm, bądź ateizm, debata jest — według mojej opinii — jałowa. Nie znam nikogo, kto zmieniłby swoje [religijne] zaangażowanie pod wpływem zaawansowanych argumentów przeciwnej strony” (s. 258). Ale czy tego należy oczekiwać w takich debatach? Dialog pomiędzy religią (teologią) a naukami jest długim i stosunkowo powolnym procesem dziejowym. I, jak uczy historia, wpływa on zarówno na interpretacje religijne, jak i na motywacje oraz inspiracje wielu uczonych. Zwłaszcza dla teologii dialog ten ma duże znaczenie „oczyszczające”. Nic tak nie zmieniło teologicznych poglądów na naturę Boga i jego relacji do świata jak ewoluujące w ciągu dziejów obrazy świata. Wszystko wskazuje na to, że i w epoce „naukowej kosmologii” proces ten będzie trwał nadal.

Michał Heller

POWAŻNIE O BZDURACH

◇ Alan Sokal, Jean Bricmont, *Modne bzdury. O nadużywaniu pojęć z zakresu nauk ścisłych przez postmodernistycznych intelektualistów*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2004, ss. 280.

Obecnie rozwojowi wielu dziedzin nauki towarzyszy co najwyżej znikome zainteresowanie; dzieje się tak mimo wielu prób popularyzacji niektórych ważniejszych wyników. Jeśli jednak dane dotyczące osiągnięć jakiejś dziedziny wiedzy poddawane są dyskusji poza kręgiem zajmujących się nią specjalistów, wzbudzają zaskakujące niekiedy reperkusje. Jest to niepożądana konsekwencja co najmniej dwóch czynników. Po pierwsze, im bliższa codziennemu życiu wydaje się być dana dyscyplina, tym chętniej jej wyniki poddawane są krytycznej, choć niekoniecznie trafnej, ocenie. Niestety uproszczone i schematyczne ujęcia — w jakich często celują chociażby codzienne czasopisma — nie przyczyniają się do prawidłowego ich rozumienia. Po drugie natomiast, brak merytorycznego przygotowania jest proporcjonalny nie tylko do błędnego rozumienia problematyki, ale i do emocjonalnego zaangażowania w polemikę; tego typu jałowe dyskusje mają źródło w nietrafnym, potocznym rozumieniu terminów technicznych danej dyscypliny. Rola obu czynników jest widoczna bardzo wyraźnie chociażby w przypadku wykozystywania niektórych aspektów osiągnięć nauki do wspierania doktryn rozmaitych ruchów parareligijnych.

Kwestię społecznej recepcji wyników badań naukowych można oczywiście zignorować, wskazując przy tym istotne argumenty. Przede wszystkim mechanizmy rządzące popularyzacją i rozpowszechnianiem wyników nauk są na tyle złożone, iż trudno przewidzieć ich rezultaty; ponadto same uproszczone mniemania mają nikły wpływ na dalszą pracę naukowców. Znacznie poważniejsze problemy pojawiają się wówczas, gdy wyniki jednych dyscyplin poddawane są — z określonych względów — dyskusji przez przedstawicieli innych dziedzin. Problemy interpretacyjne i kłopoty z zastosowaniem dotyczą zwłaszcza nauk przyrodniczych i matematycznych. Dopóki jednak krąg oddziaływań obejmuje dziedziny o podobnym statusie metodologicznym, nie pojawiają się zazwyczaj nadużycia i nietrafne interpretacje. Jeśli natomiast formułowane są propozycje zastosowania teorii i pojęć przyrodoznawstwa w naukach humanistycznych, niestety nierzadko dochodzi do spektakularnych nadużyć. Takie praktyki — mimo braku wpływu na te dziedziny, z których korzystają — są jednak, w przeciwieństwie do nieudanych popularyzacji, niebezpieczne; wprowadzają one bowiem znaczące zniekształcenia do tej dyscypliny, w której się pojawiły.

Tymczasem niektórzy humaniści uparcie dążą do włączania w zakres swoich rozważań wyników nauk ścisłych. Część z nich nie zawsze czyni to odpowiednio i co gorsza z wyjątkowym uporem trwa przy swoich spekulacjach. Praktykom tej ostatniej grupy poświęcona jest książka Sokala i Bricmont'a.

Rodowód tej niewielkiej książki jest równie ciekawy, jak i znamieny dla omawianej kwestii. Otóż w 1997 roku Alan Sokal opublikował na łamach jednego z ważniejszych amerykańskich czasopism z zakresu nauk społecznych artykuł *Przekroczyć granice: ku hermeneutyce transformatywnej grawitacji kwantowej*. Był to *collage* oparty na oryginalnych tekstach rozmaitych sław szeroko rozumianego postmodernizmu, pełen pozbawionych uzasadnienia tez i związków logicznych pomiędzy poszczególnymi fragmentami. Zebrał on jednak liczne pochlebne recenzje. Ujawnienie przez Sokala dokonanej mistyfikacji wywołało oczywiście burzliwe dyskusje dotyczące możliwości stosowania i interpretacji wyników nauk ścisłych w dziedzinach humanistycznych; część głosów wskazywała na niedopuszczalność uzurpacji, jakiej ich zdaniem dopuszczają się naukowcy wskazujący no to, iż odwoływanie się do ich wyników musi spełniać określone kryteria. Skłoniło to So-

kała do próby dokładniejszego zbadania problemu; w konsekwencji zgromadził on większą liczbę cytatów i wraz z Bricmontem podjął niemały trud wyjaśnienia tego, dlaczego twórczość niektórych luminarzy postmodernizmu jest intelektualnym szalbierstwem. Rezultatem ich pracy są *Modne bzdury*.

„Książka ta składa się zatem z dwóch oddzielnych, lecz związanych ze sobą części. Po pierwsze, przedstawiamy zbiór skrajnych nadużyć, które odkrył Sokal, choć bynajmniej nie prowadził systematycznych poszukiwań; to właśnie ‘modne bzdury’, o których mówi tytuł książki. Po drugie, krytykujemy relatywizm poznawczy i błędne wyobrażenia o ‘postmodernistycznej nauce’; te analizy są zdecydowanie bardziej subtelne” (s. 11). Zależność pomiędzy tymi częściami ma dwa aspekty. Przede wszystkim autorzy krytykowanych koncepcji cieszą się znaczną popularnością wśród znacznej części elit intelektualnych Stanów Zjednoczonych, które z kolei mienią się przedstawicielami tak zwanej lewicy uniwersyteckiej; z tych względów spekulacje kontynentalnych intelektualistów są nie tylko bezkrytycznie przyjmowane w Ameryce, ale również wykorzystuje się je w akademickich dysputach dotyczących wojny o kulturę; ten aspekt Autorzy nazywają socjologicznym. Aspekt drugi (logiczny —

według Sokala i Bricmonta) polega na tym, iż relatywiści w znaczeniu epistemologicznym nie muszą — zgodnie ze swoim stanowiskiem — niepokoić się problemem intelektualnych nadużyć; są one dla nich równe zasadne, jak rzetelne i ostrożne analizy.

Wyznaczone przez oba aspekty cele książki są konsekwentnie realizowane przez autorów. Oprócz wyczerpujących analiz nadinterpretacji występujących w pismach głównych przedstawicieli postmoderny, Sokal i Bricmont podejmują także problem relatywizmu poznawczego i dyskutują z zarzutami, jakie sformułowano lub też można by przedstawić przeciwko ich publikacji. Całość kończy artykuł Sokala, komentarz autora wyjaśniający treść (czy raczej brak takowej) artykułu, który rozpoczął całą aferę, i podsumowujące posłowie.

Trudno zaprzeczyć temu, iż omawiana książka jest przykładem realizacji szczególnego celu, jakim jest walka z intelektualnym szalbierstwem. Niefrasobliwe i niezrządkiem celowe zniekształcenia wyników nauk ścisłych jest bowiem częstym zabiegiem stosowanym nie tylko przez intelektualistów; ze zjawiskiem tym można się spotkać także na co dzień. Mimo wyjątkowego charakteru *Modnych bzdur*,

trudno pominąć pewien zasadniczy problem — jest on zresztą implicite zawarty w książce — mianowicie, do kogo publikacja Sokala i Bricmonta jest adresowana? Tych czytelników, którym znane są problemy współczesnej fizyki i matematyki, zapewne ubawi napuszone pustosłowie krytykowanych autorów, mimo tego iż obraz sytuacji wyłaniający się z książki nie napawa optymizmem. W Polsce problem postmodernistycznych dywagacji dotyczących nauki jest na szczęście marginalny, więc czy *Modne bzduury* nie będą jedynie wycieczką do gabinetu intelektualnych osobliwości? Z kolei od nieprzygotowanego merytorycznie czytelnika Autorzy wymagają jedynie cierpliwości i krytycznego namysłu, gdyż włożyli oni wiele trudu w wyjaśnienie każdego z omawianych nadużyć. Czy jednak komentarze Sokala i Bricmonta nie będą dla laika równie niezrozumiałe, jak bezładna gadanina postmodernistów? Oczywiście autorzy nie ponoszą odpowiedzialności za to, jakie reakcje wzbudzą u czytelnika; mimo to problem odpowiedniego odczytania ich książki jest — moim zdaniem — równie niepokojący, jak omawiane w niej zagadnienie.

Robert Piechowicz