Spór o naturę czasu i przestrzeni

Wybrane zagadnienia filozofii czasu i przestrzeni Johna Earmana

Jerzy Gołosz

Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego

Publikacja finansowana przez Instytut Filozofii Uniwersytetu Jagiellońskiego

RECENZENT

Józef Misiek

PROJEKT OKŁADKI

Paweł Bigos

REDAKCJA

Lucyna Sadko

KOREKTA

Małgorzata Dudek

ISBN 83-233-1480-2

Dystrybucja: Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Bydgoska 19 C, 30-056 Kraków, Poland
tel. (012) 636-80-00 w. 2022, 2023
tel. kom. 0604 414-568
tel./fax (012) 430-19-95
e-mail: wydaw@if.uj.edu.pl http://www.uj.edu.pl
Konto: BPH SA IV/O Kraków nr 10601389-320000478769

SPIS TREŚCI

Wstęp 7

I. Główne stanowiska w sporze absolutyzm – relacjonizm 9

1. Absolutyzm i relacjonizm jako stanowiska ontologiczne 9
2. Atrybutywizm 13
3. Absolutyzm i relacjonizm jako stanowiska w sporze o naturę ruchu 14
4. Inne sensy „absolutności" 15

II. Spór o naturę ruchu i jego związki ze sporem substancjalizm – relacjonizm 17

1. Symetrie w klasycznych teoriach ruchu 17
2. Co oznacza termin „absolutny"? 22
3. Spór o naturę ruchu w fizyce przedrelatywistycznej 24
4. Ruch obrotowy w fizyce klasycznej 25
5. Relacjonistyczne teorie Barboura i Bertottiego 28
6. Spór o naturę ruchu i teoria względności 31
7. Spór o naturę ruchu a ontologiczny spór substancjalizm – relacjonizm 35
8. Ocena Earmanowskiego ujęcia sporu o naturę ruchu 38

III. Główne argumenty w sporze substancjalizm – relacjonizm 45

1. Argument Leibniza 45
2. Argument Kanta 49
3. Argument Fielda 56
4. Argument dziury 65
   4.1. Einsteina argument dziury 65
   4.2. Earmana – Nortona argument dziury 67
   4.3. Analiza możliwych reakcji na argument dziury 86
      4.3.1. Instrumentalizm 86
      4.3.2. Atrybutywizm 87
      4.3.3. Relacjonizm 87
      4.3.4. Strukturalizm 88
      4.3.5. Esencjalizm 90
      4.3.6. Substancjalizm negujący transświatową identyfikację punktów 100

IV. Czy można uprawiać fizykę bez czasoprzestrzeni? 105

Wnioski końcowe 109
Literatura 113
Skorowidz nazwisk 117
Skorowidz rzeczowy 119

Wstęp

Celem niniejszej pracy jest analiza nowatorskiego ujęcia tradycyjnego sporu filozoficznego pomiędzy absolutyzmem i relacjonizmem, przedstawionego przez Johna Earmana w latach 80. Właściwe zrozumienie tego sporu wymaga precyzyjnego określenia różnych płaszczyzn, na których rozgrywa się ten spór, co jest konsekwencją rozmaitych sensów, jakie nadawano obu wspomnianym stanowiskom. Każda próba jego rozwiązania musi z kolei brać pod uwagę to, co do powiedzenia na temat czasu i przestrzeni ma fizyka – zarówno ta starsza, jak i najnowsza. Earman wypełnia oba te warunki w sposób, dla którego trudno byłoby znaleźć odpowiednik we współczesnej literaturze. Precyzyjnie określa różne znaczenia, jakie nadawano terminom „absolutyzm" i „relacjonizm", a następnie wnikliwie analizuje wielowymiarowy spór pomiędzy stanowiskami, które określamy tymi terminami, na podstawie klasycznych (niekwantowych) teorii fizycznych, wśród których teoria względności zdaje się zajmować miejsce szczególne. Earman proponuje przy tym własne oryginalne rozwiązania sporu pomiędzy absolutyzmem i relacjonizmem, które chociaż miejscami dyskusyjne, zmuszają z jednej strony do ponownego przemyślenia istotnych własności współczesnych teorii fizycznych, z drugiej zaś pozwalają zobaczyć cały omawiany spór w nowym świetle.

Rozdział pierwszy niniejszej pracy oraz dwa pierwsze paragrafy rozdziału drugiego poświęcone są wprowadzeniu różnych możliwych znaczeń, jakie nadawano terminom „absolutyzm" i „relacjonizm", oraz wyjaśnieniu, na czym polega spór pomiędzy odpowiadającymi im stanowiskami. Wprowadzone jest tam również stanowisko pośrednie pomiędzy ontologicznym absolutyzmem (czyli substancjalizmem) a relacjonizmem, tzn. atrybutywizm. Ponieważ Earman stoi na stanowisku realizmu naukowego, czyli poglądu nakazującego uznawanie istnienia tych bytów, do których odnoszą się teorie naukowe, zasadniczy problem, pojawiający się przy określaniu wszystkich trzech stanowisk ontologicznych, to problem, w jaki sposób ustalać ontologię teorii naukowych. Pewne istotne aspekty tego zagadnienia powrócą również w trzecim rozdziale mojej pracy – w paragrafie poświęconym argumentowi Fielda – w związku z bardzo ważną dla sporu substancjalizm – relacjonizm kwestią, w jaki sposób należy ustalać status ontologiczny pól fizycznych.

W rozdziale drugim przedstawiony jest spór pomiędzy absolutystyczną i relacjonistyczną koncepcją ruchu oraz związek tego zagadnienia z problemem statusu ontologicznego czasu i przestrzeni. Rozdział trzeci zawiera analizę różnych argumentów, które padały w ontologicznym sporze absolutyzm – relacjonizm, w tym najważniejszego dla Earmana argumentu – tzw. argumentu dziury. Earman, który znany był wcześniej jako zdecydowany zwolennik substancjalizmu, pod wpływem tego właśnie argumentu zmienił swoje poglądy ontologiczne. Zmienił je, gdyż argument dziury miał, jego zdaniem, pokazywać, że substancjalizm automatycznie pociąga za sobą indeterminizm.

W rozdziale czwartym poddana jest analizie earmanowska próba skonstruowania niesubstancjalistycznej wersji teorii względności, podjęta na podstawie propozycji Gerocha (1972), wyrażenia tej teorii w języku tzw. algebr Einsteina.

Praca niniejsza powstała na podstawie mojej pracy doktorskiej, napisanej i obronionej na Uniwersytecie Jagiellońskim w roku 1998. Chciałbym w tym miejscu bardzo podziękować obu promotorom tej pracy, prof. Zdzisławowi Augustynkowi i prof. Józefowi Miśkowi, za inspirację oraz pomoc udzieloną przy jej pisaniu, oraz jej recenzentom – ks. prof. Michałowi Hellerowi i prof. Adamowi Groblerowi – za uwagi krytyczne, pozwolające na wyeliminowanie niektórych przynajmniej moich błędów. Wdzięczny jestem również drowi Janowi Czerniawskiemu za jego uwagi polemiczne, które zmusiły mnie do ponownego przemyślenia kilku poruszanych w tej pracy tematów i innego ich przedstawienia. Wszystkie niedoskonałości, jakie jeszcze pozostały, obciążają oczywiście konto autora.

Niektóre z wyników prezentowanych w tej pracy przedstawiane były wcześniej w artykułach: „O pewnym argumencie na rzecz substancjalizmu", *Filozofia Nauki*, 3, (1997), s. 15–27; „On Field's Argument for Substantivalism", *International Studies in the Philosophy of Science*, 1, (1999), s. 5–15; „O tzw. argumencie dziury", *Filozofia Nauki*, 1, (2000), s. 35–72. Autor pragnie podziękować wydawcom za możliwość powtórnego wykorzystania materiału, który znalazł się w tych artykułach.

I. GŁÓWNE STANOWISKA W SPORZE ABSOLUTYZM - RELACJONIZM

1. Absolutyzm i relacjonizm jako stanowiska ontologiczne

Najbardziej znanym wariantem sporu pomiędzy absolutyzmem i relacjonizmem jest wariant ontologiczny. Spór ten, w tej wersji, rozgrywa się pomiędzy absolutyzmem i relacjonizmem ontologicznym, a dotyczy tego, czy czas i przestrzeń (ewentualnie czasoprzestrzeń) są równie pierwotne jak świat materialny, czy też są może tylko czymś pochodnym w stosunku do niego. Absolutyzm ontologiczny jest stanowiskiem głoszącym, mówiąc najprościej, substancjalność przestrzeni (lub czasoprzestrzeni). Z tego też powodu, oraz dla uniknięcia dwuznaczności, pogląd taki określa się często terminem „substancjalizm". Do zwyczaju tego stosuje się również Earman. Tradycyjny, wywodzący się od Newtona substancjalizm rozumie on jako stanowisko głoszące, że czasoprzestrzeń jest podłożem dla fizycznych zdarzeń i procesów, co wyraża w następujący sposób:

SUB „Czasoprzestrzeń jest substancją przez to, że tworzy podłoże dla fizycznych zdarzeń i procesów, a czasoprzestrzenne relacje pomiędzy takimi zdarzeniami i procesami są pochodne wobec czasoprzestrzennych relacji zachodzących pomiędzy tworzącymi to podłoże punktami i obszarami czasoprzestrzeni"[1].

Definicja taka, sama w sobie, nie określa jeszcze jednoznacznie stanowiska, które Earman przypisuje substancjaliście ze względu na wieloznaczność terminów „substancja", „podłoże", czy „bycie pochodnym". Uzupełnieniem tej definicji – podobnie jak w przypadku pozostałych stanowisk ontologicznych – jest przyjęte przez Earmana *implicite* założenie realizmu naukowego, zmuszające go do uznawania istnienia tych bytów, do których w nieeliminowalny sposób odnoszą się nasze najlepsze teorie naukowe. Jakkolwiek założony realizm naukowy zwiększa nasze rozumienie terminów używanych do określania stanowisk ontologicznych, to jednak – co będę chciał pokazać w trzecim rozdziale mojej pracy – wszystkich niejasności to bynajmniej nie usuwa.

[1] Earman 1989b, s. 11. Przez zdarzenie fizyczne (*physical event*) Earman rozumie tutaj zdarzenie w sensie właściwym, czyli to coś, co zachodzi czy wydarza się w jakimś punkcie czasoprzestrzennym. Fizycy relatywiści używają terminu „zdarzenie" (*event*) dwuznacznie; rozumiejąc go albo w sensie właściwym, jako to, co się wydarza, bądź też dla oznaczenia punktu czasoprzestrzeni, w którym zachodzi zdarzenie w sensie właściwym (por. Earman 1989b, s. 164, Augustynek 1992, s. 66). W pracy tej będę używał terminu „zdarzenie" w sensie właściwym, chyba że zaznaczę, iż jest inaczej.

Dla przykładu substancjalistyczny opis stanu fizycznego w pewnym momencie czasu w ramach fizyki newtonowskiej będzie miał postać:

$$R\,(p_1, p_2, \dots, b_1, b_2, \dots) \tag{1.1}$$

gdzie „p_i" denotuje punkty przestrzeni a „b_i" ciała[2].

Jako indywidua występują tu punkty przestrzeni oraz ciała, przy czym te pierwsze w nieeliminowalny sposób, tzn. (1.1) nie może być zastąpione przez

$$R_1\,(b_1, b_2, \dots) \tag{1.2}$$

Mocniejszą wersją substancjalizmu jest stanowisko, które Earman nazywa *hipersubstancjalizmem* (*supersubstantivalism*). Zgodnie z tym poglądem jedynymi indywiduami są punkty przestrzeni czy też – przy bardziej nowoczesnym ujęciu – punkty czasoprzestrzeni. Opis stanu fizycznego, zgodny z tym stanowiskiem, miałby postać[3]:

$$R_2\,(p_1, p_2, \dots) \tag{1.3}$$

Współczesną wersją substancjalizmu – a jednocześnie jedyną obecnie funkcjonującą według Earmana – ma być tzw. *substancjalizm rozmaitościowy*[4]. Stanowisko to ma reprezentować typowe ujęcie przez współczesnego fizyka czasoprzestrzeni i pól fizycznych. W tej wersji substancjalizmu rozmaitość różniczkowa M, którą Earman utożsamia z czasoprzestrzenią, ma funkcjonować jako „bazowa substancja, tj. bazowy obiekt predykacji" (Earman 1989b, s. 155), jeżeli zaś chodzi o pola fizyczne, to „wydaje się, że pole elektromagnetyczne i właściwie wszystkie pola fizyczne muszą być konstruowane jako stany M" (Earman 1989b, s. 155). Rzeczą najistotniejszą tutaj jest to, iż Earman zdaje się traktować pola fizyczne w teorii pola (w standardowej wersji) jako własności czasoprzestrzeni, co potwierdzają również inne fragmenty jego prac, np. w (1986a) Earman stwierdzał, że „(jak Field słusznie podkreśla) zwyczajowa prezentacja tych teorii [teorii pola – J.G.] traktuje pola jako własności czasoprzestrzeni"[5]. Earmanowskie ujęcie standardowej wersji teorii pola będzie przedstawione i poddane krytyce w rozdz. III, § 3, tu natomiast chciałbym się ograniczyć do wprowadzenia drugiej – pominiętej przez Earmana – wersji substancjalizmu rozmaitościowego, która, co będę chciał pokazać, lepiej odpowiada temu, jak teorię pola (w standardowej wersji) rozumieją fizycy. Substancjalizm rozmaitościowy daje się bowiem zdefiniować w dwojaki sposób; można, po pierwsze, włączyć do zbioru własności wszystkie pola – tak jak zdaje się to robić Earman – i otrzymuje się jego hipersubstancjalistyczną wersję. Można też, po drugie, rozszerzyć zbiór indywiduów o niektóre pola (np. w postaci kwantów pola czy też indywiduów polowych[6]), a w zbiorze własności pozostawić

[2] Earman 1989b, s. 114, 1986a, s. 227. Przejście do opisu w kategoriach czasoprzestrzeni zamiast czasu i przestrzeni wymagałoby tylko jednej zmiany w wyrażeniu (1.1): zinterpretowania punktów p_i jako punktów czasoprzestrzeni.

[3] Earman 1989b, s. 115. Zdaniem Earmana, poglądy Newtona z *De Gravitatione* dają się zinterpretować w duchu hipersubstancjalizmu (Earman 1989b, s. 115, 125).

[4] W oryginale *manifold substantivalism* (Earman 1989b, s. 155, 180).

[5] Earman 1986a, s. 243. Por. również Earman 1986a, s. 236, 1989b, s. 201.

[6] Można np., tak jak to robi Hooker (1971), uważać pola fizyczne za zbiór indywiduów (indywiduów polowych), znajdujących się w poszczególnych punktach czasoprzestrzeni. Różne indywidua polowe byłyby identyfikowane, tak jak ma to miejsce w przypadku zwykłych ciał materialnych (np. elektronów), poprzez ich własności (wartości pola) oraz lokalizację czasoprzestrzenną. Czasoprzestrzenna lokalizacja w punkcie wyrażałaby się przez relację dwuczłonową, zachodzącą pomiędzy dwoma typami indywiduów:

tylko pole tensora metrycznego. Otrzymujemy w ten sposób umiarkowaną wersję substancjalizmu rozmaitościowego, która zgodna jest, moim zdaniem, z nastawieniem większości fizyków, zajmujących się teorią pola.

Konieczność rozróżnienia standardowej i niestandardowej wersji teorii pola bierze się stąd, że Earman analizuje dwie jej wersje: standardową – substancjalistyczną – i drugą, mniej znaną, istniejącą *in statu nascendi*, która jest rozwinięciem propozycji Gerocha (1972) zbudowania nowej wersji ogólnej teorii względności (OTW), wyrażonej w języku tzw. algebr Einsteina. Earman jest zwolennikiem właśnie tej drugiej wersji teorii pola, ze względu na jej niesubstancjalistyczny charakter. Wersję tę przedstawię w 4 rozdziale mojej pracy.

Na ontologiczne stanowisko relacjonizmu składają się, według Earmana, dwie tezy. Pierwsza z nich jest negacją ontologicznej tezy substancjalizmu (SUB):

REL1 „Czasoprzestrzenne relacje pomiędzy ciałami i zdarzeniami są pierwotne, tzn. nie są one pochodne względem relacji pomiędzy punktami przestrzeni, które miałyby być podłożem dla ciał, ani też względem relacji pomiędzy punktami czasoprzestrzeni, które miałyby być podłożem dla zdarzeń"[7].

O tezie tej można powiedzieć to samo, co o ontologicznej tezie substancjalizmu (SUB): jest ona niejasna ze względu na wieloznaczność terminu „pochodne". Również tę definicję uzupełnia złożenie realizmu naukowego. Uzupełniona w ten sposób teza (REL1) żąda, aby np. wszelki opis stanu fizycznego w pewnym momencie czasu w ramach fizyki newtonowskiej miał postać (1.2).

Druga teza stwierdza, że wszystkie predykaty czasoprzestrzenne muszą być z natury relacyjne, tzn. muszą wyrażać pewne relacje czasoprzestrzenne, nie mogą natomiast w poprawnie zbudowanej relacjonistycznej teorii fizycznej pojawić się nieredukowalne, monadyczne (tj. nierelacyjne) własności czasoprzestrzenne:

REL2 „Żadne nieredukowalne, monadyczne czasoprzestrzenne własności typu ‘jest zlokalizowane w czasoprzestrzennym punkcie p' nie występują w poprawnej analizie wyrażenia odnoszącego się do czasoprzestrzeni"[8].

Ponieważ na ontologiczne stanowisko relacjonizmu składają się dwie tezy, należałoby zastanowić się nad problemem, którego Earman nie rozważa, mianowicie jaki związek zachodzi między tymi tezami. Pamiętać przy tym należy, że sens terminów „substancja", „pierwotny", „pochodny" wyjaśnia przyjęte przez Earmana *implicite* założenie realizmu naukowego. I tak (REL1) nie pociąga za sobą logicznie (REL2), gdyż (REL1) nie wyklucza, że w teoriach fizycznych mogą pojawić się nieredukowalne, monadyczne własności czasoprzestrzennej lokalizacji zdarzeń lub ciał. Zachodzi za to, co można pokazać, związek odwrotny:

$$REL2 \Rightarrow REL1 \tag{1.4}$$

Dowód (nie wprost) wygląda następująco: załóżmy, że (REL1) nie zachodzi. Ponieważ negacja (REL1) jest równoważna (SUB), mamy taką oto sytuację, że w jakiejś

indywiduami polowymi i punktami czasoprzestrzeni. Nie powstaje tu zatem problem – na który zwracał uwagę Hooker w przypadku relacjonistycznych koncepcji czasoprzestrzeni – zagrożenia błędnym kołem przy konstruowaniu czasoprzestrzeni.

[7] Earman 1989b, s. 12.

[8] Earman 1989b, s. 13.

uznanej teorii występują jako indywidua punkty czasoprzestrzeni, które nie są redukowalne ani do własności (w przeciwnym razie nie byłby to już substancjalizm, tylko stanowisko, które Earman nazywa atrybutywizmem, a które będzie przedstawione w następnym paragrafie), ani do relacji (bo byłby to relacjonizm). Możemy utworzyć w ramach tej teorii predykaty typu:

„jest zlokalizowane w czasoprzestrzennym punkcie p_i",

z których co najmniej część musi być nieredukowalna do czasoprzestrzennych relacji pomiędzy ciałami lub zdarzeniami. Pociąga to za sobą niezachodzenie (REL2).

Z (1.4) wynika, że teza (REL2) jest mocniejsza i sama w sobie wystarcza do zdefiniowania relacjonizmu. Co więcej, prawdziwość (SUB) pociąga za sobą (przez *modus tollens*) niezachodzenie (REL2), czyli nie istnieje stanowisko ontologiczne, które byłoby jednocześnie substancjalistyczne i relacjonistyczne (w sensie podanym przez Earmana). W istocie nietrudno pokazać, że ten podział nie jest nawet dychotomią: możliwe jest stanowisko ontologiczne nie będące ani substancjalizmem, ani relacjonizmem. Pogląd taki będzie analizowany w następnym paragrafie.

Można się zastanawiać, dlaczego ontologia relacjonistyczna określona jest przez dwie tezy, skoro jedna z nich pociąga za sobą logicznie drugą i jest sama przez się wystarczająca do zdefiniowania relacjonizmu. Jeżeli pominąć najprostszą odpowiedź, że Earman po prostu nie zauważył związku (1.4), to pozostają jeszcze dwa istotne argumenty za taką właśnie formą definicji. Po pierwsze, związek (1.4) zachodzi tylko po przyjęciu dodatkowych założeń (realizm naukowy), dotyczących sensu terminów, takich jak „substancja", „pierwotne", „pochodny". Po drugie zaś, przy takiej właśnie definicji relacjonizmu w prosty sposób skonstruować można stanowisko słabsze od relacjonizmu, tzw. atrybutywizm, w którym spełniona jest teza słabsza (REL1), a nie jest spełniona teza mocniejsza (REL2).

Na zakończenie tego paragrafu chciałbym jeszcze rozważyć problem, jak earmanowska definicja relacjonizmu ma się do innych definicji tego stanowiska, które używane są w literaturze. Do klasyfikacji różnych postaci relacjonizmu wygodnie jest użyć rozróżnienia, które zaproponował Friedman (z małą poprawką, która ma swoje historyczne uzasadnienie)[9]. Możliwe są mianowicie dwa typy relacjonizmu: pierwszy utrzymany w duchu Leibniza, drugi – Reichenbacha. Pierwszy z nich dotyczy bezpośrednio ontologii – do zbioru indywiduów zalicza ciała fizyczne lub zdarzenia fizyczne, żądając przy tym, aby wszelkie stwierdzenia dotyczące struktury czasoprzestrzennej dały się przedstawić jako stwierdzenia odnoszące się do relacji czasoprzestrzennych, zachodzących pomiędzy wymienionymi obiektami fizycznymi. W szczególności wszystkie stwierdzenia dotyczące punktów czasoprzestrzeni powinny dać się wyrazić w języku relacji zachodzących pomiędzy obiektami fizycznymi, znajdującymi się w tych punktach. Relacjami takimi mogą być np. relacje równoczesności, poprzedzania czasowego czy też koincydencji czasoprzestrzennej.

[9] Friedman 1983, s. 62–63, 217. Poprawka, jaką wprowadziłem do klasyfikacji Friedmana, polega na odrzuceniu możliwości, że relacjonizm w duchu Leibniza dopuszcza możliwość istnienia pierwotnych, czyli nieredukowalnych do relacyjnych, własności czasoprzestrzennej lokalizacji zdarzeń i obiektów fizycznych. Dla Friedmana relacjonizmem w duchu Leibniza byłby już relacjonizm wprowadzony przez (REL1) i negację tezy (REL2), czyli pogląd, który dla Earmana jest stanowiskiem pośrednim pomiędzy substancjalizmem i relacjonizmem. Przypisywanie tego typu poglądów Leibnizowi nie jest jednak historycznie uzasadnione, ponieważ Leibniz odwoływał się do „porządku współistnienia rzeczy" i „porządku następstwa rzeczy", a więc do pewnych relacji, nie zaś do własności lokalizacji pojedynczych rzeczy. Friedman wprowadza swoje rozróżnienie bez – jak sam deklaruje (s. 217) – historycznego uzasadnienia.

Relacjonizm reichenbachowski natomiast dotyczy bezpośrednio języka teorii fizycznych, a pośrednio tylko ontologii. Zgodnie z nim wszystkie stwierdzenia dotyczące relacji czasoprzestrzennych powinny być redukowalne (czy też definiowalne) do bardziej pierwotnych nieczasoprzestrzennych relacji, np. przyczynowych. W konsekwencji do zbioru indywiduów zalicza się tutaj rzeczy, ewentualnie zdarzenia, pomiędzy którymi owe relacje (np. przyczynowe) mogą zachodzić. Earmanowska definicja relacjonizmu jest definicją typu leibnizowskiego. Relacjonizmowi reichenbachowskiemu Earman poświęca niewiele uwagi; wspomina tylko o takiej możliwości zdefiniowania relacjonizmu[10] oraz krytykuje możliwość skonstruowania teorii pola w sposób zgodny z ideami Reichenbacha[11].

Mogłoby się wydawać, że tezy relacjonizmu reichenbachowskiego, jako dość mocne, pociągają logicznie za sobą tezy relacjonizmu leibnizowskiego. Sądzę, iż można jednak zgodzić się z Friedmanem[12], że tak nie jest. Ten pierwszy dopuszcza bowiem nieobsadzone punkty czasoprzestrzenne (o ile tylko odpowiednie stwierdzenia dotyczące tego typu punktów są redukowalne do innych nieczasoprzestrzennych wielkości), ten drugi zaś istnienia takich punktów nie dopuszcza. Wynika stąd, że ewentualne zarzuty skierowane przeciwko relacjonizmowi leibnizowskiemu niekoniecznie trafiać muszą w relacjonizm reichenbachowski: zarzut, który obalałby pierwszy z nich, trafiałby w wypadku zachodzenia takiego związku logicznego przez *modus tollens* w drugi.

2. Atrybutywizm

Ontologiczna teza relacjonizmu (REL1) jest negacją substancjalistycznej tezy (SUB). Natomiast obie tezy łącznie $REL1 \wedge REL2$ (lub po prostu samo (REL2), gdyż wobec zachodzenia (1.4) mamy równoważność $REL1 \wedge REL2 \equiv REL2$) nie są już negacją (SUB), co sprawia – jak zauważa Earman[13] – że ontologiczny spór relacjonizm – substancjalizm przestaje być dychotomią. Aby zobaczyć, iż tak jest istotnie, wystarczy wziąć pod uwagę stanowisko ontologiczne, zgodnie z którym zalicza się do indywiduów tylko ciała (ewentualnie zdarzenia), a punkty czasoprzestrzeni traktuje się jako własności ich lokalizacji, przyznając im dodatkowo prawo do „niezrzeszania się", czyli do występowania w teoriach fizycznych w nieredukowalnej, monadycznej formie. Inaczej mówiąc, stanowisko to reprezentowane byłoby przez dwie tezy: (REL1) i negację (REL2). Nie byłby to zatem ani substancjalizm, ani relacjonizm, tylko stanowisko pośrednie. I tak np. opis stanu fizycznego w pewnym momencie czasu w ramach fizyki newtonowskiej, zgodny z tym stanowiskiem, miałby postać:

[10] Earman 1989b, s. 17.
[11] Krytyka ta będzie przedstawiona w dalszej części tej pracy (rozdz. III, § 3).
[12] Friedman 1983, s. 63.
[13] Earman 1989b, s. 14, 114, 208.

$R''(b_1, b_2,...) \wedge P_1(b_1) \wedge P_2(b_2) \wedge ...$ (1.5)

gdzie „b_i" denotują ciała, zaś „$P_i(x)$" są predykatami typu „x jest zlokalizowane w punkcie p_i". Earman określa takie stanowisko ontologiczne terminem „atrybutywizm" (*property view*)[14], ponieważ przypisuje ono punktom czasoprzestrzeni status własności, a jego analiza możliwości obrony takiego stanowiska ogranicza się do stwierdzenia, że argument Leibniza oraz jego współczesna wersja, czyli tzw. argument dziury, skierowane pierwotnie przeciwko substancjalizmowi, trafiają w równej mierze w atrybutywizm. Obydwa te argumenty omówię w dalszej części pracy.

3. Absolutyzm i relacjonizm jako stanowiska w sporze o naturę ruchu

Mniej znanym, chociaż nie mniej interesującym od ontologicznego sporu o sposób istnienia czasoprzestrzeni, jest spór o naturę ruchu. Spór ten dotyczy tego, czy ruch jest zjawiskiem, które do swojego opisu wymaga odniesienia do czasoprzestrzeni (ewentualnie czasu i przestrzeni rozpatrywanych osobno), czy też nie. Absolutyści twierdzą, iż jest tak istotnie, relacjoniści natomiast uważają, że odwoływanie się do czasoprzestrzeni (ewentualnie czasu i przestrzeni) nie jest potrzebne i że każdy ruch jest względnym ruchem ciał lub też odbywa się względem jakiejś struktury, jednoznacznie wyznaczonej przez rozkład ciał. Earman analizuje obie wspomniane wyżej możliwe strategie relacjonisty, jakkolwiek formułując relacjonistyczną koncepcję ruchu, bierze pod uwagę tylko pierwszą z nich, historycznie pierwszą, tę drugą natomiast omawia dopiero w części poświęconej teorii względności.

Relacjonistyczna koncepcja ruchu ma u Earmana następującą postać:

REL „Każdy ruch jest względnym ruchem ciał, a zatem czasoprzestrzeń nie ma i mieć nie może struktur, które uzasadniałyby istnienie absolutnych wielkości ruchu"[15].

Pierwszą część powyższej tezy, w której Earman stwierdza, iż według relacjonisty każdy ruch jest względnym ruchem ciał, należy rozumieć w ten sposób, że „w relacjonistycznej teorii ruchu jedynymi znaczącymi lub niezmienniczymi wielkościami ruchu są względne wielkości odnoszące się do cząstek, takie jak względne odległości cząstek, względne prędkości cząstek, względne przyspieszenia cząstek itd." (Earman 1989a, s. 84). Druga jej część stanowi konsekwencję logiczną pierwszej i jest automatycznie spełniona, o ile spełniona jest pierwsza.

Absolutystyczna koncepcja ruchu, wykorzystywana przez Earmana, chociaż nie przedstawiona *explicite*, miałaby z kolei postać:

[14] Możliwość zajęcia takiego stanowiska ontologicznego jako pierwszy zauważył prawdopodobnie Horwich (1978). Horwich nazywa je *monadyzmem* (*monadicism*). Pod tą też nazwą stanowisko to analizowane jest przez Fielda (1989).

[15] Earman 1989b, s. 12. W napisanej w tym samym roku pracy (1989a, s. 83) Earman wyraża tę definicję zwięźlej: „Każdy ruch jest względnym ruchem ciał".

ABS Każda adekwatna teoria ruchu musi zawierać w swoich równaniach co najmniej jedną spośród absolutnych (odnoszących się do czasoprzestrzeni, a nie do innych ciał) wielkości, takich jak położenie, prędkość czy przyspieszenie.

Spór pomiędzy absolutystyczną i relacjonistyczną koncepcją ruchu wydaje się sporem dychotomicznym, gdyż opisując ruch albo musimy odwołać się do czasoprzestrzeni (lub jej struktur), albo też do innych ciał (lub struktur zdeterminowanych przez rozkład materii). Próbę wyjścia poza tę dychotomię stanowi rozpatrywana przez Earmana propozycja Sklara (1976, s. 229–232) potraktowania ruchu jako nieodnoszącego się do niczego – ani do czasoprzestrzeni, ani do innych ciał. Propozycja ta, sprowadzająca się do tego, aby potraktować przyspieszenie jako pierwotną, monadyczną własność cząstek, będzie przedyskutowana w dalszej części pracy (rozdz. II, § 7).

4. Inne sensy „absolutności"

Omówione wcześniej znaczenia terminu „absolutność" nie wyczerpują bynajmniej listy wszystkich możliwych znaczeń, w jakich ten termin bywa używany. Problem rozróżnienia tych, już wymienionych, i innych możliwych znaczeń jest o tyle istotny, że niezauważanie ich może prowadzić, i rzeczywiście niejednokrotnie prowadziło, do nieporozumień. Pozostałą grupę znaczeń terminu „absolutny" łączy wspólna forma: „absolutny" znaczy tu tyle, co „niezmienniczy ze względu na dane odwzorowania symetrii czasoprzestrzennych". Termin „absolutny" w tym sensie jest zatem zrelatywizowany do wybranego typu symetrii czasoprzestrzennej. Mieszczą się w tej grupie tak istotne – i będące przyczyną historycznie ważnych sporów – znaczenia, jak na przykład „absolutna przestrzeń" (w sensie wyróżnionego układu odniesienia) czy „absolutny czas" (w sensie absolutnej równoczesności). Problem ten zostanie dokładniej omówiony w rozdziale drugim (§ 2), po wprowadzeniu pojęcia symetrii czasoprzestrzennych.

II. SPÓR O NATURĘ RUCHU I JEGO ZWIĄZKI ZE SPOREM SUBSTANCJALIZM – RELACJONIZM

Swoją analizę problemu ruchu przeprowadza Earman odrębnie dla fizyki klasycznej (przez co rozumie fizykę nierelatywistyczną) i odrębnie dla fizyki relatywistycznej, specjalną uwagę poświęcając przy tym zjawisku obrotu. W takiej też kolejności zaprezentuję analizę earmanowską rozpoczynając od teorii, które nazywa klasycznymi i przechodząc potem do teorii względności. Będę chciał pokazać, w jaki sposób Earman rozwiązuje problem ruchu, a także omówić związki, jakie łączą, według niego, spór o naturę ruchu oraz ontologiczny spór substancjalizm – relacjonizm. Na zakończenie przedstawię zaś zastrzeżenia, jakie budzi earmanowskie ujęcie tych kwestii.

1. Symetrie w klasycznych teoriach ruchu

Spór o naturę ruchu sprowadza się do tego, jakie wielkości zawiera adekwatna teoria ruchu: absolutne czy relacyjne. Rozumiany w ten sposób problem może wydawać się trudny do rozstrzygnięcia ze względu na to, że wikła w spór absolutyzm – relacjonizm zasadnicze problemy metodologiczne dotyczące tego, jakie warunki powinna spełniać adekwatna teoria naukowa (przewidywanie, wyjaśnianie, systematyzacja itd.). Zdaniem Earmana jednak, „dialog co do natury ruchu może postępować naprzód bez uprzedniego rozstrzygnięcia większości spornych metodologicznych problemów, a co więcej, dialog ten może pomóc nam dokonać postępu w metodologii nauki”[16]. Zaproponowanym przez Earmana (1989b, rozdz. III, § 3,4) wstępnym warunkiem adekwatności teorii ruchu jest spełnianie przez teorię dwóch zasad symetrii.

Wspomniane wyżej zasady symetrii dotyczą dwóch rodzajów symetrii: symetrii czasoprzestrzennej oraz tzw. dynamicznej symetrii teorii T. Załóżmy, że mamy pewną klasyczną teorię ruchu T, dla której klasa modeli $\boldsymbol{M}_T$ składa się z modeli postaci $\mathcal{M} = \langle M, A_1, A_2, \ldots P_1, P_2 \ldots \rangle$, gdzie M jest rozmaitością różniczkową[17], A_i są obiektami absolutnymi, charakteryzującymi niezmienną strukturę czasoprzestrzeni, zaś P_j są obiektami geometrycznymi, charakteryzującymi fizyczną zawartość czasoprzestrzeni. Intuicyjnie biorąc, obiekty absolutne A_i są obiektami, które nie podlegają oddziaływaniom opisy-

[16] Earman 1989b, s. 45. Jak zauważa A. Maidens (1992, s. 131), po zaproponowaniu pewnego rozwiązania sporu o naturę ruchu Earman więcej do tych spornych problemów metodologicznych nie wraca.

[17] *Rozmaitością różniczkową* klasy C^k nazywamy zbiór punktów czasoprzestrzeni wraz z atlasem maksymalnym klasy C^k. Atlasem nazywamy zbiór map $\{U_\alpha, \Psi_\alpha\}$ parami zgodnych, gdzie U_α są otwartymi podzbiorami pokrywającymi czasoprzestrzeń, a Ψ_α (układy współrzędnych) wzajemnie jednoznacznymi odwzorowaniami klasy C^k z U_α na otwarte podzbiory R^n. Mapy są zgodne, jeżeli w ich części wspólnej $U_\alpha \cap U_\beta$ można w sposób gładki przejść od współrzędnych Ψ_α do układu współrzędnych Ψ_β i z powrotem, a atlas maksymalny to atlas, do którego nie można dodać nowych map bez naruszenia warunku zgodności. Earman, dla uproszczenia, rozpatruje rozmaitości klasy C^∞. Dokładniejszą definicję rozmaitości różniczkowej znaleźć można np. w Hawking, Ellis (1973), Kopczyński, Trautman (1981), Heller (1993).

wanym przez teorię i są takie same we wszystkich modelach możliwych dynamicznie. Przykładami takich obiektów są metryka w Szczególnej Teorii Względności (STW) oraz czas absolutny mechaniki newtonowskiej. Natomiast obiekty dynamiczne P_j mogą być różne w różnych modelach M danej teorii T. Przykładami takich obiektów są metryka w OTW, na którą wpływa tensor napięć-energii T_{ij}, oraz pole elektromagnetyczne, które z kolei zależy od gęstości prądu. To, że elementy absolutne A_i są takie same w każdym możliwym dynamicznie modelu danej teorii, Earman (1989b, s. 45, 184) rozumie w tym minimalnym sensie, że dla dowolnych modeli $\langle M, A_1, A_2,...P_1, P_2...\rangle \in \boldsymbol{M}_T$ i $\langle M', A'_1, A'_2,...P'_1, P'_2...\rangle \in \boldsymbol{M}_T$ istnieje dyfeomorfizm d: $M \to M'$ taki, że $d^*A_i = A'_i$ dla wszystkich i (gdzie „d^*A_i" oznacza odwzorowanie indukowane przez d działające na obiekt geometryczny A_i).

Czasoprzestrzenną symetrią niezmiennej struktury czasoprzestrzeni nazywa Earman odwzorowanie, którego niezmiennikami są obiekty absolutne A_i teorii T, czyli taki dyfeomorfizm Ψ, który odwzorowuje M na siebie w ten sposób, że $\Psi^*A_i = A_i$ dla wszystkich i. Rozważmy teraz model $M = \langle M, A_1, A_2..., P_1, P_2...\rangle$ i niech ϕ będzie dyfeomorfizmem, który odwzorowuje M na siebie. Zdefiniujmy teraz M_ϕ w następujący sposób: $M_\phi = \langle M, A_1, A_2...\phi^*P_1, \phi^*P_2...\rangle$. Odwzorowanie ϕ nazywa Earman *dynamiczną symetrią* teorii T, jeżeli dla każdego $M \in \boldsymbol{M}_T$ mamy również $M_\phi \in \boldsymbol{M}_T$, czyli jeżeli M_ϕ również jest modelem teorii T.

Ze względu na rodzaj istniejącej symetrii czasoprzestrzennej Earman rozróżnia sześć klasycznych typów czasoprzestrzeni.

A. Czasoprzestrzeń Macha

W czasoprzestrzeni tej elementami absolutnymi są absolutna równoczesność oraz metryka przestrzenna dla chwilowych przestrzeni, które mają strukturę euklidesową $\boldsymbol{R}^3$. Metryka przestrzenna gwarantuje absolutność (niezmienniczość względem transformacji symetrii) względnej odległości obiektów. Czasoprzestrzenne symetrie mają postać:

$$x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta(t)\, x^\beta + a^\alpha(t) \qquad \text{(Mach)}$$
$$t \to t' = f(t), \qquad df/dt > 0$$

gdzie $R^\alpha{}_\beta(t)$ jest zależną od czasu macierzą ortogonalną, $a^\alpha(t)$ i $f(t)$ dowolnymi gładkimi funkcjami czasu (greckie indeksy α, β przebiegają zbiór 1, 2, 3). Czas nie ma tutaj metrycznego znaczenia i dlatego każda inna funkcja czasu $f(t)$ zachowująca uporządkowanie zdarzeń ($df/dt > 0$) jest równie dobra. Czas jest tu tylko parametrem, który służy do „etykietowania" kolejnych zmieniających się konfiguracji. Czas w ten sposób określony wciela w życie ideę Leibniza i Macha, zgodnie z którą ma być tylko następstwem zdarzeń.

B. Czasoprzestrzeń Leibniza

Otrzymuje się ją z czasoprzestrzeni Macha poprzez dodanie do listy elementów absolutnych metryki dla czasu i zawężenie symetrii tak, aby interwał czasowy oddzielający dwa zdarzenia stał się niezmiennikiem. Dzięki temu absolutne (niezmiennicze względem transformacji symetrii) stają się interwały czasowe oddzielające dwa dowolne zdarzenia oraz względne prędkości i przyspieszenia ciał. Symetrie czasoprzestrzeni Leibniza mają postać:

$$x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta(t)\, x^\beta + a^\alpha(t) \qquad \text{(Leib)}$$
$$t \to t' = t + const$$

C. Czasoprzestrzeń Maxwella

W strukturze tej czasoprzestrzeni wprowadza się jedną zasadniczą zmianę w stosunku do poprzedniej: wprowadza się tu mianowicie wzorcowy, sztywny układ nierotujący oraz wyróżnioną klasę układów odniesienia nieobracających się względem niego. Ogranicza się w związku z tym liczbę symetrii ($d R^\alpha{}_\beta / dt = 0$), tak aby odwzorowania symetrii nie wyprowadzały poza tę klasę. W konsekwencji otrzymujemy nową wielkość absolutną, oprócz wymienionych poprzednio – prędkość kątową obracającego się ciała rozciągłego. Symetrie czasoprzestrzeni Maxwella mają postać:

$$x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta x^\beta + a^\alpha(t) \qquad \text{(Max)}$$
$$t \to t' = t + const$$

gdzie $R^\alpha{}_\beta$ jest stałą w czasie macierzą ortogonalną.

D. Czasoprzestrzeń neonewtonowska (lub czasoprzestrzeń Galileusza)

Wprowadza się tu jako dodatkowy element absolutny wyróżnioną klasę układów inercjalnych, np. poprzez żądanie płaskości koneksji afinicznej. Inercjalnym układem współrzędnych nazwiemy układ, w którym $\Gamma^i{}_{jk} = 0$. Klasa symetrii zostaje ograniczona ($d^2a / dt^2 = 0$) w porównaniu z czasoprzestrzenią Maxwella tak, aby odwzorowania symetrii nie wyprowadzały poza klasę układów inercjalnych. W konsekwencji otrzymujemy nową wielkość absolutną, którą jest przyspieszenie (obliczane tym razem względem klasy układów inercjalnych). Symetrie czasoprzestrzeni neonewtonowskiej mają postać:

$$x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta x^\beta + v^\alpha \cdot t + const \qquad \text{(Gal)}$$
$$t \to t' = t + const$$

gdzie $v^\alpha = const.$
Newtonowska II zasada dynamiki, której dynamicznymi symetriami są symetrie (Gal), ma w układzie inercjalnym znaną postać[18]: $F^\alpha = m\, d^2x^\alpha / dt^2$.

E. Pełna czasoprzestrzeń Newtona

Struktura tej czasoprzestrzeni zostaje uzupełniona, w stosunku do poprzedniej, o absolutną przestrzeń (wyróżniony układ odniesienia), pozwalającą na identyfikację tej samej przestrzennej lokalizacji w różnych momentach czasu oraz odległości przestrzennej dwóch zdarzeń nierównoczesnych. Transformacje symetrii zostają tu ograniczone tak, aby wyróżnione układy odniesienia nie mogły się względem siebie poruszać. Klasa wielkości absolutnych zostaje powiększona o absolutną prędkość. Transformacje symetrii mają postać:

$$x^\alpha \to x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta x^\beta + const \qquad \text{(New)}$$

[18] Newtonowska II zasada dynamiki w postaci współzmienniczej wyglądałaby następująco: $F^i = m\,[d^2x^i/dt^2 + \Gamma^i{}_{jk}\,(dx^j/dt)(dx^k/dt)]$, gdzie m – masa ciała, F^i – przyłożona siła, a $\Gamma^i{}_{jk}$ – współczynniki płaskiej koneksji afinicznej, czyli takiej, która spełnia warunek, że istnieje globalny układ współrzędnych, w którym $\Gamma^i{}_{jk} = 0$, $i, j, k = 1, 2, 3, 4$. Por. np. Earman 1989b, s. 33.

$t \rightarrow t' = t + const$

F. Czasoprzestrzeń Arystotelesa

Czasoprzestrzeń tę można otrzymać wybierając wyróżniony punkt w absolutnej przestrzeni czasoprzestrzeni Newtona, który za Arystotelesem można nazwać środkiem Wszechświata, i stosownie do tego redukując symetrie o translacje przestrzenne. Dochodzi nam w ten sposób nowa wielkość absolutna w postaci odległości od środka Wszechświata. Symetrie ograniczają się teraz do translacji czasowych i obrotów wokół środka Wszechświata:

$$x^\alpha \rightarrow x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta x^\beta \qquad \text{(Aryst)}$$
$$t \rightarrow t' = t + const$$

Jak wynika z powyższego zestawienia różnych typów czasoprzestrzeni, w miarę wzbogacania struktury czasoprzestrzeni otrzymujemy zwiększającą się liczbę elementów absolutnych i zmniejszającą się liczbę symetrii.

Wymienione tu rodzaje czasoprzestrzeni nie wyczerpują wszystkich możliwych jej typów. Można sobie wyobrazić czasoprzestrzeń o strukturze uboższej od struktury czasoprzestrzeni Macha (bez euklidesowej struktury metrycznej dla przestrzeni chwilowej) lub też o strukturze bogatszej niż dla czasoprzestrzeni Arystotelesa (wprowadzając wyróżniony punkt na osi czasu lub/oraz wyróżniony kierunek w przestrzeni). Jednakże w pierwszym przypadku możliwe są tylko trywialne teorie ruchu (każdy ciągły tor ruchu jest dopuszczalny), drugi zaś przypadek nie jest interesujący fizycznie[19].

Zanim przejdę do przedstawiania dalszej earmanowskiej analizy sporu o naturę ruchu, odwołującej się do wymienionych typów czasoprzestrzeni, chciałbym skomentować przedstawioną tu metodę klasyfikacji. Po pierwsze, należy zwrócić uwagę na fakt, że mówienie o czasoprzestrzeni Macha czy Leibniza (poglądy Maxwella na substancjalność czasoprzestrzeni nie są jednoznaczne) nie musi oznaczać substancjalizowania czasoprzestrzeni. Substancjalista może oczywiście, nie popadając w sprzeczność, poszukiwać teorii ruchu działających w (substancjalnych) czasoprzestrzeniach o symetriach typu (Mach) lub (Leib) i w związku z tym pojęcia 'czasoprzestrzeni Macha' i 'czasoprzestrzeni Leibniza' będzie rozumiał dosłownie[20]. Jednakże wymienione symetrie były wprowadzone po to, aby zrealizować relacjonistyczne idee Macha i Leibniza, a w ich przypadku, jak również w przypadku atrybutywisty, sytuacja wygląda zgoła inaczej. Ze względu na swoje odmienne założenia ontologiczne muszą oni używać innego języka. Nie zgodzą się na utożsamianie mówienia o tych dwóch typach czasoprzestrzeni, ich symetriach i elementach absolutnych, z uznaniem ich istnienia niezależnego od świata materialnego. Stwierdzą natomiast, iż poszczególne typy „czasoprzestrzeni" wprowadzone były poprzez czasoprzestrzenne symetrie elementów absolutnych pewnych potencjalnych teorii ruchu, które – klasycznie biorąc – dotyczą ciał. Dopóki teorie takie nie zaczną rzeczywiście odnosić się do czasoprzestrzeni np. poprzez strukturę inercjalną, niedającą się jednoznacznie wyznaczyć z rozkładu materii, tak jak ma to miejsce w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej, dopóty nie można

[19] Por. Earman 1989b, s. 35, 91–92.

[20] Substancjalista może dowodzić na przykład, że substancjalna czasoprzestrzeń jest mu potrzebna jako nośnik dla pól fizycznych.

mówić, że teorie takie substancjalizują czasoprzestrzeń. Mówienie o czasoprzestrzeni Macha i Leibniza należy zatem, według relacjonistów i atrybutywistów, traktować jako skrótowe mówienie o czasoprzestrzennych symetriach pewnych (potencjalnych) teorii ruchu dotyczących ciał.

Druga moja uwaga dotyczy interpretacji transformacji symetrii. Substancjaliści mogą zinterpretować czasoprzestrzenne symetrie dla czasoprzestrzeni (Mach) i (Leib) w sposób dowolny – biernie (jako transformacje współrzędnych) lub też aktywnie, jako tzw. transformacje (czy też odwzorowania) punktów. Odwzorowania symetrii interpretowane biernie oznaczają równoważność opisu tego samego układu ciał w różnych układach współrzędnych, natomiast interpretacja aktywna transformacji oznacza – odwołując się do intuicji – możność (w sensie dopuszczenia przez prawa fizyczne odpowiednich rozwiązań) zmiany położenia, orientacji lub prędkości układu ciał w czasoprzestrzennym „pojemniku"[21]. Relacjoniści oraz atrybutywiści natomiast nie mogą stosować interpretacji aktywnych. Problem polega na tym, że standardowa interpretacja transformacji aktywnej zakłada, iż punkty czasoprzestrzeni zawdzięczają swoją identyczność i indywiduację nie obiektom materialnym (takim jak np. gęstość materii czy tensor napięć-energii), które są do nich przypisane, a wyłącznie własnościom czysto czasoprzestrzennym, takim jak np. położenie czy też własności topologiczne. Jest to równoznaczne z substancjalizowaniem czasoprzestrzeni, co nie może mieć miejsca wówczas, kiedy odmawia się istnienia czasoprzestrzeni.

Symetrie czasoprzestrzenne oraz dynamiczne symetrie teorii T związane są, według Earmana (1989b, s. 46–47), dwiema zasadami symetrii, które służą mu do wstępnego oszacowania adekwatności teorii ruchu:

SP1 Każda dynamiczna symetria teorii T jest jednocześnie czasoprzestrzenną symetrią tej teorii.

SP2 Każda czasoprzestrzenna symetria teorii T jest jednocześnie dynamiczną symetrią tej teorii.

(SP1) uzasadnia Earman odwołując się do brzytwy Ockhama. Prawa ruchu danej teorii T, o ile stosowane są do jakichś cząstek, służą do wybrania klasy dopuszczalnych (dynamicznie możliwych) trajektorii tych cząstek. Jeżeli (SP1) nie jest spełniona, oznacza to, że ten sam zbiór trajektorii może być wybrany przez prawa ruchu działające w czasoprzestrzeni o słabszej strukturze. Korzystając z brzytwy Ockhama, można te „nadwyżkowe" elementy struktury odrzucić, przywracając tym samym obowiązywanie (SP1).

Na poparcie (SP2) Earman wysuwa dwa argumenty. Ważność pierwszego z nich ograniczona jest do teorii ogólnie współzmienniczych. Załóżmy, że prawa teorii T są ogólnie współzmiennicze. Oznacza to, że jeśli $M = \langle M, A_1, A_2..., P_1, P_2...\rangle \in \boldsymbol{M}_T$ wtedy również dla dowolnego dyfeomorfizmu ϕ $M^\phi \in \boldsymbol{M}_T$, gdzie $M^\phi \equiv \langle M, \phi^*A_1, \phi^*A_2,...\phi^*P_1, \phi^*P_2,...\rangle$. Jeżeli teraz założymy, że ϕ jest czasoprzestrzenną symetrią teorii T, to $\phi^*A_i = A_i$ dla każdego i, w związku z czym z warunku $M^\phi \in \boldsymbol{M}_T$ otrzymujemy, że ϕ jest dynamiczną symetrią. Co prawda, równania znanych teorii ruchu mogą być przedstawione w postaci ogólnie współzmienniczej, ale uogólnienie tego argumentu na wszystkie teorie wymagałoby dowodu, że każda teoria ruchu może być przedstawiona w takiej postaci. Earman nie podjął się przedstawienia takiego dowodu.

[21] Aktywna transformacja symetrii omówiona zostanie dokładniej w rozdz. III, § 4.

Drugi argument na poparcie (SP2) ma następującą postać. Załóżmy, że (SP2) nie zachodzi dla pewnej czasoprzestrzennej symetrii Ψ. Oznaczałoby to, że istnieją dwa takie obszary przestrzeni R_1 i R_2, które mimo zachodzenia warunku $R_2 = \Psi(R_1)$, będą różniły się zgodnym z prawami ruchu zachowaniem układów fizycznych. Ale tego typu różnica w zachowaniu układów fizycznych byłaby powodem, aby przypuszczać, że R_1 i R_2 różnią się w jakiś sposób własnościami strukturalnymi i wprowadzenie do struktury dodatkowych elementów uwzględniających ten fakt spowoduje, że Ψ przestanie być symetrią i (SP2) zacznie ponownie obowiązywać.

Dysponując takim aparatem pojęciowym, Earman może przekształcić spór o naturę ruchu w spór o to, jakiego typu symetrie czasoprzestrzenne powinny obowiązywać w adekwatnej teorii ruchu, czyli, innymi słowy, do jakiego typu czasoprzestrzeni powinna odwoływać się adekwatna teoria ruchu. Spór pomiędzy absolutystą i relacjonistą można przedstawić teraz w następujący sposób: relacjonista będzie twierdził, że dla adekwatnej teorii ruchu właściwym środowiskiem jest czasoprzestrzeń Macha, ewentualnie Leibniza, natomiast absolutysta będzie uważał, że potrzebna jest bogatsza struktura, co najmniej taka, jaka istnieje w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej (Earman 1989b, s. 44). W czasoprzestrzeni Leibniza wielkościami istotnymi są – w tym sensie, że odpowiednia wielkość jest niezmiennikiem transformacji symetrii – względne prędkości i względne przyspieszenia cząstek. W relacjonistycznej teorii ruchu w czasoprzestrzeni Macha jako niezmienniki, poza równoczesnością zdarzeń, mogą pojawić się tylko względne odległości cząstek. W absolutystycznych teoriach ruchu w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej i newtonowskiej pojawiają się jako niezmienniki te wielkości, które nie miały prawa pojawić się w charakterze niezmienników w teoriach relacjonistycznych, tzn. przyspieszenie odniesione do struktury inercjalnej (w pierwszym przypadku) oraz prędkość cząstek (w drugim).

2. Co oznacza termin „absolutny"?

Wprowadzone pojęcia symetrii czasoprzestrzennych pozwalają na omówienie poruszanego już wcześniej problemu wieloznaczności terminu „absolutny". Przede wszystkim termin „absolutny" używany bywa w sensie ontologicznym, a własność denotowana przez niego przypisywana bywa czasoprzestrzeni lub też czasowi i przestrzeni rozpatrywanym osobno. Czasoprzestrzeń *absolutna* w tym sensie to czasoprzestrzeń, która istnieje jako substancja, samodzielnie względem świata materialnego (w sensie dokładniej sprecyzowanym w rozdz. I, § 1). W mojej pracy, w celu uniknięcia nieporozumień, nie używam terminu „absolutny" w tym znaczeniu, zastępując go terminem „substancjalny". Substancjalista będzie oczywiście uznawał substancjalność czasoprzestrzeni (lub też czasu i przestrzeni rozpatrywanych osobno), relacjonista ontologiczny oraz atrybutywista będą temu przeczyli.

W drugim znaczeniu termin „absolutny" przypisany może być wielkościom opisującym ruch, takim jak położenie, prędkość czy przyspieszenie, a oznacza tyle, co odniesiony do czasoprzestrzeni i elementów jej struktury, a nie do innych cząstek. Termin „absolutny" w tym sensie przeciwstawiony jest terminowi „relacyjny". Absolutne (nierelacyjne) jest przyspieszenie w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej, ponieważ odnosi się do struktury inercjalnej, a nie jest absolutne w tym sensie przyspieszenie z czasoprzestrzeni Leibniza, ponieważ jest ono obliczane względem innych cząsteczek. Absolutysta w sporze o naturę ruchu uważa, że przynajmniej jedna z istotnych wielkości opisujących ruch (położenie, prędkość lub przyspieszenie) musi być absolutna (nierelacyjna), relacjonista w tymże sporze będzie temu przeczył.

Ostatnim rozpatrywanym wcześniej znaczeniem, czy też może raczej całym typem znaczeń terminu „absolutny" było to, w którym termin ten używany jest skrótowo dla wyrażeń postaci „absolutny (niezmienniczy) ze względu na odwzorowania symetrii typu (...)", gdzie w nawiasie powinna się znaleźć nazwa któregoś z odwzorowań symetrii, np. „Gal". Termin „absolutny" w tym sensie zrelatywizowany jest, co bardzo istotne, do wybranego typu symetrii czasoprzestrzennej. Można więc mówić o absolutnym przyspieszeniu ze względu na symetrie (Leib) w czasoprzestrzeni Leibniza (chociaż jest ono jednocześnie relacyjne, czyli nie-absolutne we wcześniej omówionym sensie jako względne przyspieszenie cząstek). Nie można natomiast mówić o absolutności (niezmienniczości) względem symetrii (Leib) absolutnego przyspieszenia w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej, ponieważ przyspieszenie odniesione do struktury inercjalnej nie jest niezmiennicze ze względu na symetrie (Leib). W tym ostatnim przypadku przyspieszenie jest absolutne ze względu na symetrie (Gal).

Mówi się często o *absolutnym czasie* i *absolutnej przestrzeni* w fizyce newtonowskiej, nie precyzując bliżej co się przez to rozumie. Precyzyjny sens tym terminom nadać można dopiero w języku symetrii. Otóż możemy mówić o *absolutnej równoczesności* w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej (ze względu na symetrie (Gal)) ale, co warto podkreślić, równoczesność jest absolutna w każdym z omawianych typów czasoprzestrzeni (ze względu na właściwe im symetrie). Można także mówić o *absolutności interwału czasowego* w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej (ze względu na symetrie (Gal)), ale z taką *absolutnością* mamy też do czynienia ponownie we wszystkich pozostałych klasycznych czasoprzestrzeniach (ze względu na właściwe im symetrie), poza czasoprzestrzenią Macha. Przykład czasoprzestrzeni Macha pokazuje, że *absolutność równoczesności* i *absolutność interwału czasowego* nie muszą występować jednocześnie.

Podobną niejednoznaczność mamy w przypadku *absolutności przestrzeni*. Można mówić o *absolutności przestrzeni* w czasoprzestrzeni newtonowskiej, rozumiejąc przez to istnienie wyróżnionego układu odniesienia (niezmienniczego względem symetrii (New)), pozwalającego na identyfikację przestrzennej lokalizacji obiektu w różnych momentach czasu oraz na określenie prędkości dowolnego obiektu względem tego układu odniesienia. Ale można też mówić o *absolutności przestrzeni* ze względu na symetrie (Aryst). W tej przestrzeni pojawia się dodatkowo (w porównaniu z *absolutną przestrzenią* Newtona) wyróżniony punkt, względem którego można mierzyć odległość dowolnego obiektu. Arystotelesowska *przestrzeń absolutna* nie jest niezmiennicza ze względu na symetrie (New). Jest to więc inna *absolutność*.

3. Spór o naturę ruchu w fizyce przedrelatywistycznej

Spór o naturę ruchu zapoczątkowany został w XVIII wieku słynną polemiką Leibniza z Newtonem. To nie Leibniz jednak był pierwszym naprawdę konsekwentnym obrońcą relacyjności ruchu, lecz Huygens, który uważał, iż „o tych tylko ciałach można powiedzieć, że się poruszają, których położenie i odległość zmieniają się, zarówno względem siebie, jak i względem innego ciała"[22]. Leibniz, mimo że był zwolennikiem relacjonizmu ontologicznego, zdawał się dopuszczać, dość niekonsekwentnie, absolutność ruchu:

> Przyznaję wszelako, że istnieje różnica pomiędzy absolutnym i prawdziwym ruchem ciała a zwykłą względną zmianą jego położenia wobec innego ciała. Kiedy bowiem bezpośrednia przyczyna zmiany tkwi w ciele, znajduje się ono w ruchu i wtenczas położenie innych ciał względem niego ulega w następstwie zmianie, mimo że przyczyna tej zmiany nie tkwi w nich wcale. (Leibniz 1969, s. 391)

W ramach fizyki przedrelatywistycznej nie znaleziono żadnej satysfakcjonującej relacjonistycznej teorii ruchu. W istocie, aż do drugiej połowy XX wieku, kiedy to zaczęli opracowywać swoje koncepcje Barbour i Bertotti[23], żadna taka teoria nie została przedstawiona. Zasadniczą trudnością, którą napotykają próby konstrukcji takiej teorii, jest – mające miejsce w niektórych przypadkach – niesymetryczne zachowanie obiektów poruszających się względem siebie, np. w przypadku wirujących kul z eksperymentu myślowego Einsteina, który będzie omawiany niżej (§ 4). Dynamika newtonowska, tak jak ją interpretujemy dziś, radzi sobie z tym problemem, wprowadzając do czasoprzestrzeni strukturę inercjalną i określając dynamiczne równanie ruchu $F = ma$ względem tej struktury. Teoria relacjonistyczna, aby mogła wyjaśnić tego typu niesymetryczne zachowanie poruszających się względem siebie obiektów, musiałaby próbować – i jest to chyba jedyna możliwość – odwoływać się do obiektów kosmicznych w celu wyjaśnienia tej asymetrii. Musiałaby więc być teorią globalną.

Oryginalna newtonowska teoria ruchu ze *Scholium* (1729) jest również absolutystyczną teorią ruchu, chociaż absolutność tę Newton rozumiał inaczej niż rozumiemy ją obecnie. Newton nie rozróżniał absolutności ontologicznej (substancjalności) oraz absolutności w sensie istnienia absolutnego (wyróżnionego) układu odniesienia i sądził, że absolutność ruchu sprowadza się do istnienia takiego absolutnego układu odniesienia.

> Ruch absolutny jest przemieszczeniem z jednego absolutnego miejsca do innego; a ruch względny jest przemieszczeniem z jednego miejsca względnego do innego. Tak więc na żeglującym statku [...] względny spoczynek jest trwaniem ciała w tej samej części statku lub jego wydrążeniu. Natomiast rzeczywisty absolutny spoczynek jest trwaniem ciała w tej samej części nieruchomej przestrzeni, w której sam statek, jego wydrążenie i wszystko, co zawiera, porusza się. (Newton 1729, s. 7)

[22] Huygens (1880–1950): *Oeuvres complètes*, La Haye, s. 227–228. Cytowane za Earmanem (1989b, s. 42).

[23] Por. rozdz. II, § 5.

Zaskakujące, że Newton wierzył w istnienie takiego układu oraz w to, że absolutny ruch polega na zmianie absolutnego położenia w tym układzie, chociaż nie potrafił wskazać takiego układu:

> Możliwe jest, że w odległych regionach gwiazd stałych, lub może nawet daleko poza nimi, istnieje ciało absolutnie spoczywające; lecz niemożliwe jest poznanie na podstawie położenia ciał w naszych regionach, czy któreś z nich zachowuje to samo położenie względem niego. Wynika stąd, że absolutny spoczynek nie może być określony na podstawie położenia ciał w naszych regionach. (Newton (1729), s. 8–9)

Żadne jednak prawa fizyki nie wskazują na istnienie wyróżnionego układu odniesienia, wydaje się zatem, iż koncepcja absolutnej zmiany położenia nie jest potrzebna do konstrukcji empirycznie adekwatnych teorii fizycznych. Wynika stąd, zauważa Earman, że chociaż symetriami czasoprzestrzennymi oryginalnej teorii Newtona są symetrie (New) pełnej czasoprzestrzeni newtonowskiej, jej dynamicznymi symetriami są symetrie (Gal), co stanowi pogwałcenie pierwszej zasady symetrii (SP1). Ze względu na niemożność wskazania absolutnego układu odniesienia możemy jednak odrzucić, korzystając z brzytwy Ockhama, istnienie takiego układu, przywracając tym samym obowiązywanie (SP1). Ale chociaż ruch tym samym przestaje być absolutny w oryginalnym sensie newtonowskim, polegającym na zmianie absolutnego położenia, po rozszerzeniu symetrii z (New) do (Gal) pozostaje w dalszym ciągu absolutny, ponieważ w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej mamy w teorii ruchu absolutną (nierelacyjną) wielkość, którą jest przyspieszenie względem struktury inercjalnej. Mylili się zatem ci krytycy Newtona, którzy sądzili, że wystarczy odrzucić istnienie absolutnej przestrzeni (w sensie wyróżnionego układu odniesienia), aby tym samym zanegować absolutność ruchu. Można to było zrobić tylko w dwojaki sposób: tworząc adekwatną teorię ruchu działającą w czasoprzestrzeniach (Mach) lub (Leib) albo też wykazując, że struktura inercjalna daje się jednoznacznie powiązać z rozkładem i ruchem materii we wszechświecie. W ramach fizyki przedrelatywistycznej nie było żadnej możliwości, aby związać strukturę inercjalną z rozkładem materii we wszechświecie. Taka możliwość pojawia się dopiero w fizyce relatywistycznej i Earman analizuje ją dopiero w ramach tej fizyki.

4. Ruch obrotowy w fizyce klasycznej

Szczególnie trudnym wyzwaniem dla relacjonisty jest ruch obrotowy. Earman (1989b, s. 89–90) zwraca uwagę na przyczyny, które się na to składają. Po pierwsze, co prawda w mechanice newtonowskiej zarówno ruch obrotowy, jak i niejednostajny ruch postępowy z towarzyszącymi im efektami bezwładności ciał mogą odbywać się bez relatywnego ruchu części składowych danego ciała, ale przyspieszenie w ruchu postępowym, w przeciwieństwie do ruchu obrotowego, nie może występować bez przyłożonej zewnętrznej siły. Implikuje to istnienie źródła siły w postaci innych ciał, a istnienie takich ciał umożliwia podjęcie próby relacjonistycznej reinterpretacji takiego ruchu (względem ciała, które jest źródłem siły). Tymczasem efekty bezwładnościowe, związane z obrotem ciała rozciągłego w fizyce newtonowskiej, mogą pojawić się nawet w pustej (poza rozważanym układem) przestrzeni, co uniemożliwia relacjonistyczną reinterpretację takiego zjawiska. Po drugie, jeżeli ograniczymy się w analizie zjawiska ruchu do najprostszego przypadku 1-wymiarowego, wówczas eliminujemy możliwość obrotu. W takim wypadku można otrzymać dającą się bronić relacjonistyczną teorię ruchu w polu grawitacyjnym[24].

Newton (1729, *Scholium*) przytacza dwa znane eksperymenty myślowe, które mają, według niego, odróżniać ruch absolutny od względnego. W eksperymentach tych czynnikami, które pozwalają odróżnić ruch absolutny od względnego, są siły działające radialnie. „Nie ma bowiem takich sił w czysto relatywnym ruchu kołowym, natomiast w prawdziwym i absolutnym ruchu kołowym są one większe lub mniejsze odpowiednio do ilości ruchu" (Newton 1729, s. 10). W pierwszym eksperymencie z obracającym się wiaderkiem wody siły te powodują zakrzywianie się powierzchni wody. Zjawiska tego nie daje się wytłumaczyć przez odwołanie się do względnego ruchu wody i wiaderka; w pierwszej fazie doświadczenia, po wprawieniu wiaderka w ruch obrotowy, mimo istnienia ruchu względnego, powierzchnia wody jest pozioma. Z kolei w drugiej fazie doświadczenia, kiedy wiaderko i woda obracają się, powierzchnia w naczyniu jest wklęsła, pomimo braku ruchu względnego wody i wiaderka.

W drugim eksperymencie myślowym Newtona dwie kule połączone sznurkiem obracają się wokół ich wspólnego środka ciężkości. Jak zauważa Newton (1729, s. 12), nawet w całkowicie pustej (poza układem kul) przestrzeni, „gdzie nie byłoby niczego zewnętrznego i poznawalnego zmysłowo", mierząc naprężenie sznurka można by było wyznaczyć wielkość ich ruchu kołowego. Co więcej, „gdyby można było równocześnie wywierać nacisk na przeciwległe strony kul, tak aby zwiększać lub zmniejszać ich ruch kołowy, wówczas ze wzrostu lub zmniejszania się naprężenia sznurka [...] można by wyznaczyć kierunek ruchu" (Newton 1729, s. 12). Zwiększenie napięcia sznurka świadczyłoby o tym, że przyłożone siły mają zwrot zgodny z kierunkiem obrotu, jego zmniejszenie zaś, że jest on przeciwny.

Inną znaną wersją eksperymentu myślowego Newtona z obracającymi się kulami jest wersja Einsteina. Einstein rozważał dwa płynne ciała tej samej wielkości i zbudowane z tego samego materiału, znajdujące się na tyle daleko od siebie i od innych ciał, aby można było zaniedbać wszystkie oddziaływania grawitacyjne z wyjątkiem tych, które wiążą ze sobą różne części tego samego ciała. Oba ciała mają znajdować się w stałej odległości od siebie, a jedynym ruchem, jaki wykonują, jest ruch obrotowy jednego ciała względem drugiego. Każde z ciał, oglądane przez obserwatora związanego z drugim ciałem, obraca się ze stałą prędkością kątową wokół osi, którą jest linia łącząca środki obydwu ciał. Zgodnie z mechaniką newtonowską to ciało, które spoczywa względem układu inercjalnego będzie miało kształt kuli, zaś to, które się obraca, kształt elipsoidy obrotowej[25].

Earman interpretuje eksperymenty myślowe Newtona w standardowy sposób: uważa, że mają to być jednocześnie argumenty przeciwko relacjonistycznej koncepcji ruchu i za istnieniem absolutnej przestrzeni (jako wyróżnionego układu odniesienia). Sprowadza on w ten sposób argumenty Newtona do dwóch tez (1989b, s. 64):

P1 Najlepsze wyjaśnienie mechanicznych zjawisk w ogólności (i eksperymentu z wiaderkiem w szczególności) wykorzystuje absolutne przyspieszenie (i absolutny ruch obrotowy w szczególności).

P2 Absolutne przyspieszenie w ogólności (i absolutny ruch obrotowy w szczególności) muszą być rozumiane jako przyspieszenie (i ruch obrotowy) względem absolutnej przestrzeni.

Jak zauważa Earman, (P2) jest fałszywe, gdyż absolutny ruch obrotowy pojawia się już w czasoprzestrzeni Maxwella, a absolutne przyspieszenie w ogólności jest dostępne w czasoprzestrzeni neonewtonowskiej. Problem relacjonisty polega jednak na tym, że musi on odrzucić również (P1), a może to zrobić wyłącznie tworząc relacjonistyczną teorię ruchu, która funkcjonowałaby w czasoprzestrzeni Macha lub Leibniza. Żadna taka teoria nie powstała aż do 2 połowy XX wieku, kiedy to zaczęli rozwijać swoje koncepcje Barbour i Bertotti.

Jakkolwiek krytycy Newtona nie stworzyli żadnej klasycznej, relacjonistycznej teorii ruchu, to jednak jedna z prób alternatywnego wyjaśnienia bezwładnościowych efektów ruchu obrotowego zasługuje na uwagę ze względu na inspirującą rolę, jaką odegrała przy tworzeniu OTW. Chodzi tu oczywiście o ideę Macha wyjaśnienia tych efektów przez odniesienie ruchu obrotowego do gwiazd stałych[26]. Według Macha, siły bezwładności w ruchu obrotowym danego ciała, które powodują np. zakrzywienie powierzchni wody w obracającym się wiaderku, powstają jako wynik obrotu tego ciała względem gwiazd stałych. Gdyby Newton nie dysponował swoją dobrze funkcjonującą teorią ruchu lub też gdyby Mach stworzył alternatywną, relacjonistyczną teorię ruchu (np. wyjaśniającą bezwładność ciała ruchem względem gwiazd stałych), machowska interpretacja ruchu obrotowego byłaby równouprawniona. Tak jednak nie jest. Dynamika newtonowska postulująca istnienie struktury inercjalnej czasoprzestrzeni funkcjonuje praktycznie i, w szczególności, dobrze wyjaśnia zjawisko obrotu. Mach alternatywnej teorii nie stworzył nigdy i to jest powód, dla którego Earman nie traktuje koncepcji Macha jako realnej alternatywy dla rozwiązań Newtona. Earman ma tu niewątpliwie rację, co jednak można mu zarzucić, to niedocenianie ważnej heurystycznej roli, jaką odegrała koncepcja Macha w historii i jaką spełnia jeszcze dziś[27]. Zasadę głoszącą, że lokalne układy inercjalne (i bezwładność ciał) zdeterminowane są przez rozkład i ruchy materii we wszechświecie, nazwał Einstein zasadą Macha i inspirował się nią przy tworzeniu OTW[28]. Zasada ta jest w dalszym ciągu źródłem inspiracji dla wielu poszukiwań w dziedzinie fizyki i kosmologii.

[24] Por. Barbour 1974. Teoria ta będzie omawiana w dalszej części pracy.

[25] Por. Einstein 1916. Einsteina nie satysfakcjonowało rozwiązanie Newtona dlatego, że zakładało, iż obserwowalny eksperymentalnie fakt (różny kształt kul) ma swoją sztuczną przyczynę w postaci układu inercjalnego. Miał on nadzieję, że jego teoria względności zmieni tę sytuację, wiążąc strukturę inercjalną z rozkładem materii we wszechświecie.

[26] Mach 1883, rozdz. II, § 6. Ideę, aby wyjaśniać zjawisko obrotu przez odniesienie do gwiazd stałych, wysunął jako pierwszy prawdopodobnie Berkeley w *De motu* (1752, § 59).

[27] Hoefer i Ray (1992) zarzucają Earmanowi „szorstkie i nieprzychylne potraktowanie Macha". Earman oczywiście jest świadomy wpływu, jaki Mach wywarł na Einsteinie, ale za to chętnie podkreśla fakt, że Einstein pomylił się sądząc, iż jego OTW wciela w życie zasadę Macha. Omawiając poglądy Macha Earman (1989b, s. 81–84) pisze, że Machowska analiza zjawiska ruchu była „nieoryginalna", „relatywnie słaba" w stosunku do tego, co zrobili jego poprzednicy krytykujący Newtona, a współczesne prace odwołujące się do zasady Macha na ogół pomija w swoich analizach.

[28] Por. Einstein 1949.

5. Relacjonistyczne teorie Barboura i Bertottiego

Możliwość stworzenia klasycznej (nierelatywistycznej) teorii grawitacji w czasoprzestrzeni Macha była studiowana przez Barboura i Bertottiego. Dwie spośród tych prac Earman analizuje dokładniej: Barboura (1974) oraz Barboura i Bertottiego (1977)[29]. Wybór czasoprzestrzeni Macha nie jest przypadkowy. Po pierwsze, o czym już pisałem, użycie czasu w charakterze parametru służącego wyłącznie etykietowaniu kolejnych konfiguracji obiektów wciela w życie ideę czasu jako sekwencji zdarzeń. Po drugie, duża dowolność w ustalaniu parametru, spełniającego rolę czasu, pozwala – jak pokazują Barbour i Bertotti – na uproszczenie niektórych równań pojawiających się w ich teorii.

Idea stworzenia alternatywnej, relacjonistycznej teorii ruchu, wyrażonej w języku względnych odległości obiektów, została przedstawiona przez Barboura w 1974 roku. W części kinematycznej tej koncepcji autor wprowadza relacyjną przestrzeń konfiguracyjną (RPK), której punktami będą, w przypadku wszechświata składającego się z N punktowych cząstek, możliwe konfiguracje tych cząstek. Kinematyczną historię świata tworzyłaby wtedy dowolna ciągła krzywa w RPK, a każdy punkt na takiej krzywej określałby pewną chwilę czasu. Czas byłby w ten sposób zdefiniowany przez historię świata jako całości. Dynamikę do przestrzeni konfiguracyjnej wprowadza Barbour w standardowy sposób, poprzez zasadę najmniejszego działania dla pewnej funkcji Lagrange'a L. W pracy (1974) funkcja L dla układu N punktowych cząstek o masach m_i ($\Sigma\, m_i = M$), odległościach wzajemnych $r_{ij}(\lambda)$ i prędkościach wzajemnych $r_{ij}' = d\, r_{ij} / d\lambda$ („ ' " będzie oznaczał, również w dalszej części tego paragrafu, różniczkowanie względem „λ", gdzie λ – dowolny parametr czasowy mierzony wzdłuż krzywej w RPK) ma postać[30]:

$$L = \Psi \cdot \Gamma \tag{2.1}$$

gdzie $\Gamma = (\Sigma_{i<j}\, m_i\, m_j\, r_{ij}'^{\,2})^{1/2}$, $i,j = 1,\ldots,N$

$\Psi = \Sigma_{i<j}\, m_i\, m_j / r_{ij}$

W funkcji Lagrange'a L mamy tutaj wyłącznie względne odległości (w 3-wymiarowej przestrzeni euklidesowej) i względne prędkości. Równania ruchu dla przypadku 1-wymiarowego (przypadek 3-wymiarowy jest w pracy (1974) pominięty) otrzymuje Barbour z (2.1) poprzez równania Eulera – Lagrange'a, przyjmując przy tym:

i) kartezjańskie współrzędne $x_i(\lambda)$ dla i-tej cząstki

ii) parametr λ wybrany w taki sposób, aby spełniał warunek $\Gamma \equiv 1$, czyli

$$d\,\lambda = d\,s = (\Sigma_{i<j}\, m_i\, m_j\, dr_{ij}^{\,2})^{1/2}$$

iii) system współrzędnych taki, aby $\Sigma m_i\, x_i'' = 0$.

[29] Barbour i Bertotti (1977) używają nieco innej terminologii; odwzorowania symetrii (Mach) nazywają *grupą Leibniza*, zaś czasoprzestrzeń, w której te symetrie obowiązują, *czasoprzestrzenią Leibniza*.

[30] Funkcja Lagrange'a L ma postać iloczynu ze względu na to, aby zapewnić niezmienniczość $Ld\lambda$ względem transformacji symetrii $\lambda \rightarrow f(\lambda)$, gdzie λ jest parametrem czasu. Por. Barbour 1974, s. 328.

Kartezjańskie współrzędne (warunek (i)) umożliwiają przedstawienie prędkości r_{ij}' w postaci $r_{ij}' = x_i' - x_j'$. Równania Eulera – Lagrange'a dla i-tej cząstki mają teraz postać:

$$M\, d\,(\Psi m_i\, x_i') / ds = \partial\Psi / \partial x_i \tag{2.2}$$

Dla $N = 1$ RPK nie istnieje i nie ma oczywiście żadnej teorii ruchu. Dla $N = 2$ o cząstkach da się powiedzieć tylko tyle, że się do siebie zbliżają lub się od siebie oddalają. Dla $N > 2$, ale niezbyt dużego, równania Eulera – Lagrange'a mają jako swoje rozwiązania ruch zupełnie inny niż ten, który wynika z równań Newtona. Najciekawsze rozwiązanie Barbour (1974) otrzymuje dla bardzo dużego N, czyli w warunkach, które zbliżone są do rzeczywistych (wiele gwiazd rozłożonych jednorodnie w dużej przestrzeni). Ψ jest wówczas efektywnie stałe, a parametr s przestaje być odróżnialny od czasu newtonowskiego. Równanie (2.2) przyjmuje wówczas newtonowską formę:

$$m_i\, d\, x_i' / dt = (1 / M\Psi) \cdot \partial\Psi / \partial x_i \tag{2.3}$$

gdzie $\gamma = 1 / M\Psi$ ma być – jak pisze Barbour – „grawitacyjną stałą", która jest określona przez rzeczywisty rozkład materii we wszechświecie.

Drugim ciekawym wynikiem, który osiągnął Barbour w swojej pracy z 1974 roku, jest to, że praca ta „wyjaśnia bezwładność (opór ciała poddanego prostoliniowemu przyspieszeniu względem pozostałych ciał we wszechświecie) wyłącznie w terminach względnych odległości i względnych prędkości oraz pokazuje, że zupełna dynamika może być wyrażona w takich terminach" (Barbour 1974, s. 329). Słabą natomiast stroną tej pracy, na co zwraca uwagę Earman (1989b, s. 93), jest to, iż Barbour ogranicza się w niej do jednego tylko przestrzennego wymiaru, eliminując w ten sposób rotację, która jest piętą achillesową relacjonizmu.

W późniejszej pracy Barbour i Bertotti (1977) rozszerzają analizę Barboura na 3 wymiary przestrzenne i modyfikują Γ do postaci:

$$\Gamma_1 = (\Sigma_{i<j}\, m_i\, m_j\, r_{ij}'^{\,2} / r_{ij})^{1/2} \tag{2.4}$$

tak, aby odległe ciała miały mniejszy wpływ na bezwładność danego ciała niż te, które są w pobliżu. Funkcja Lagrange'a określona, tak jak poprzednio, przez iloczyn:

$$L = \Psi \cdot \Gamma_1 \tag{2.5}$$

określa fizykę, obowiązującą w całym wszechświecie, którą autorzy nazywają *protofizyką*, dla odróżnienia jej od fizyki obowiązującej lokalnie, którą również daje się z (2.5) wyprowadzić. Parametr czasu τ (czas kosmiczny) zostaje wybrany, podobnie jak w poprzedniej pracy, tak aby $\Gamma_1 \equiv 1$. Równania Eulera – Lagrange'a dla i-tego ciała mają obecnie postać:

$$\Psi \Sigma_{j\neq i}\, m_j\, r_{ij}''\check{\mathbf{r}}_{ij} / r_{ij} = -\Sigma_{j\neq i}\, m_j \check{\mathbf{r}}_{ij} / r_{ij}^{\,2} + (\Psi/2)\Sigma_{j\neq i} m_j\, r_{ij}'^{\,2} \check{\mathbf{r}}_{ij} / r_{ij}^{\,2} - \Psi' \Sigma_{j\neq i}\, m_j\, r_{ij}' \check{\mathbf{r}}_{ij} / r_{ij} \tag{2.6}$$

gdzie $r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ jest długością wektora w 3-wymiarowej przestrzeni euklidesowej a $\check{\mathbf{r}}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) / r_{ij}$.

Równania (2.6), wyrażone w czasie kosmicznym, stanowią bazowe równania ruchu w ramach protofizyki. To, na co warto zwrócić uwagę w tym równaniu, to pewna analogia do II zasady dynamiki Newtona. Po prawej stronie mamy siłę wzajemnego oddziaływania grawitacyjnego ciał (pierwszy wyraz) oraz dwie dodatkowe „siły", których u Newtona nie ma, a które zależne są od względnych prędkości ciał. Po lewej stronie natomiast mamy odpowiednik newtonowskiego wyrażenia $m_i r_i''$, ale z masą bezwładną i-tego ciała zależną, zgodnie z ideą Macha, od rozkładu masy we wszechświecie według wzoru $\Psi\Sigma_{j\neq i}\, m_j\, \check{r}_{ij} / r_{ij}$. Jednakże, na co zwraca uwagę Earman (1989b, s. 94), zidentyfikowana w ten sposób masa bezwładna zależy od parametryzacji czasu i inny wybór parametru czasowego, taki, jaki ma miejsce np. w przytoczonej niżej lokalnej funkcji Lagrange'a, może przesunąć wpływ odległej materii do stałej grawitacyjnej.

Podobnie jak w kosmologii newtonowskiej, w kosmologii Barboura i Bertottiego może być rozpatrywany tylko skończony rozkład materii, znajdującej się w nieskończonej przestrzeni Euklidesa. W zgodzie z obserwacjami zakładają oni, że jest to rozkład sferycznie symetryczny. Dylemat, jaki przed nimi staje w konsekwencji przyjęcia tego założenia, ma postać alternatywy: albo uznać, w duchu Ptolemeusza, że Układ Słoneczny znajduje się w centrum wszechświata, albo umieścić go poza tym centrum, co prowadzi do efektów anizotropowych. Wyjście, jakie znajdują w tej sytuacji, polega na przyjęciu prostego modelu, w którym wszystkie obiekty kosmiczne znajdują się na ifinitezymalnie cienkiej, sferycznej powłoce o promieniu R. Promień R i masa M wszechświata mają być przy tym dowolnie duże, ale tak, aby stosunek M/R pozostawał skończony. W takim to kosmicznym „środowisku" Barbour i Bertotti rozpatrują lokalny układ n cząstek, znajdujących się w pobliżu środka sfery, w kartezjańskim układzie współrzędnych, którego początek znajduje się w środku sferycznej powłoki i względem którego powłoka ta nie obraca się. Po przyjęciu kosmologicznej granicy:

$$r_i/R \to 0,\ \ m_i/M \to 0,\ \ r_i\, M/R\, m_i \to \textit{wartość skończona}$$

(gdzie r_i i m_i to odległość od środka sfery i masa i-tej cząstki)
otrzymują lokalną część funkcji Lagrange'a (2.5), wyrażoną w czasie lokalnym t, spełniającym warunek $dt = bR^2 d\tau$ (gdzie b to współczynnik proporcjonalności) w postaci:

$$L_L=(1/2)\Sigma_i\, m_i\, |r_i'|^2 + (4RR'^2/M)\Sigma_{i<j} m_i\, m_j / r_{ij} + (3R/2M)\, \Sigma_{i<j} m_i\, m_j\, r_{ij}'^2 / r_{ij} \tag{2.7}$$

Dla procesów, dla których skala czasu jest mała w porównaniu ze skalą czasu kosmicznego, równanie to jest niezmiennicze względem transformacji symetrii (Gal). W takim zakresie, w jakim trzeci wyraz po prawej stronie równania (2.7) może być zaniedbany, lokalna funkcja Lagrange'a L_L jest identyczna z funkcją Lagrange'a dla mechaniki newtonowskiej z zależną od czasu stałą grawitacyjną równą $4RR'^2/M$. Jak zauważa Heller (1993, s. 131), w ten sposób w całej przestrzeni konfiguracyjnej RPK można wyróżnić podobszar sferycznie symetrycznych konfiguracji, w którym to obszarze obowiązuje z dobrym przybliżeniem mechanika Newtona, i to całkowicie określona, jak tego chciał Mach, przez materialną zawartość wszechświata.

Oceniając adekwatność teorii Barboura i Bertottiego, Earman bierze pod uwagę zdolność tej teorii do wyjaśniania i przewidywania zjawisk klasycznych, czyli takich, które były lub mogły być obserwowane za pomocą XIX-wiecznych przyrządów, a które są przewidywane w klasycznej granicy OTW. Jeżeli chodzi o przewidywania omawianej teorii, to niektóre z nich są niesprawdzalne, jak np. nienewtonowskie zachowanie układu składającego się z małej liczby ciał, znajdujących się w pustym wszechświecie. Z kolei te, które są sprawdzalne, w niektórych przypadkach zgodne są z doświadczeniem, w innych zaś nie. Teoria Barboura i Bertottiego (1977, s. 15) przewiduje przesunięcie peryhelium Merkurego, w czym ma przewagę nad teorią Newtona, ale za to przewiduje zmianę w czasie stałej grawitacyjnej G (w granicach trudnych obecnie do sprawdzenia – $G'/G \sim 10^{-10}/rok$), co jest sprzeczne z OTW. Teoria ta przewiduje również inny efekt (s. 20), który jest niezgodny z teorią Newtona i z OTW, chociaż na razie niesprawdzony: mianowicie grawitacyjne oddziaływanie skończonego, sferycznego ciała znajdującego się w spoczynku ma być inne niż w przypadku, gdyby jego masa była skoncentrowana w środku. Najbardziej rażącym odstępstwem zarówno od teorii (Newtona i Einsteina), jak i eksperymentu, jest efekt anizotropii masy (s. 21).

Earman jest ostrożny w ocenie przedstawionej wyżej teorii. Uważa, że potrzebne są dłuższe badania nad teoriami w czasoprzestrzeni Macha, aby można było taką ocenę oprzeć na solidnych podstawach. W szczególności konieczne byłoby przedstawienie elektromagnetyzmu i mechaniki kwantowej, działających w tego typu przestrzeni. Można również dodać za Hellerem (1993, s. 13), że powinno być także możliwe przedstawienie relatywistycznej wersji takiej teorii. Największą wartością prac Barboura i Bertottiego jest udowodnienie, iż możliwe są interesujące klasyczne, relacjonistyczne teorie ruchu.

6. Spór o naturę ruchu i teoria względności

Earman zwraca uwagę na dość rozpowszechnioną, a przy tym błędną opinię, zgodnie z którą OTW ma wcielać w życie relacjonistyczne idee Leibniza, Huygensa i Macha. Poza podobieństwem znaczeniowym terminów „relacyjny" i „relatywistyczny" można wskazać na dwie dalsze przyczyny, które doprowadziły do powstania takiego przekonania. Pierwsza to błąd samego Einsteina, który inspirował się zasadą Macha i który sądził początkowo, że OTW spełnia tę zasadę. Druga przyczyna to wpływ Reichenbacha, który tego typu pogląd rozpowszechniał w swoich pracach[31]. Teoria względności (w obu swoich wersjach) nie jest ani relacjonistyczną koncepcją ruchu, ani też nie wciela w życie relacjonizmu ontologicznego, który będzie analizowany w kontekście OTW w następnym rozdziale.

Powód, dla którego nie można uznać teorii względności w obu wersjach za relacjonistyczną teorię ruchu, jest taki sam, jak w teorii Newtona. Zarówno teoria Newtona, jak i Einsteina – pisze Earman (1989b, s. 97) – wykorzystują absolutne (nierelacyjne) przyspieszenie oraz (w szczególnym przypadku ruchu obrotowego) absolutną prędkość kątową ruchu obrotowego. Earman uzasadnia to w następujący sposób. Rozważmy linię świata jakiejś cząsteczki i w każdym punkcie tej linii znajdźmy jednostkowy wektor styczny V^i ($g_{ij} V^i V^j = -1$), będący czterowektorem prędkości. Jest to oczywiście wektor czasowy. Czterowektor przyspieszenia A^i można wówczas zdefiniować jako $A^i \equiv V^i{}_{\|k} V^k$, gdzie symbol '$_{\|}$' oznacza pochodną kowariantną ze względu na

[31] Reichenbach (1924): *Theory of Motion According to Newton, Leibniz and Huygens* oraz (1957), § 34.

określoną koneksję afiniczną[32]. Tak zdefiniowany czterowektor przyspieszenia jest wektorem przestrzennym, ponieważ jest wektorem ortogonalnym do czterowektora prędkości ($A^i V_i = 0$, co wynika ze zróżniczkowania równości $V^i V_i = -1$). Długość tego wektora ($g_{ij}A^iA^j$) równa się standardowemu przestrzennemu przyspieszeniu w chwilowo współporuszającym się układzie odniesienia danej cząsteczki[33]. Jak stąd wynika, teoria względności używa przyspieszenia zdefiniowanego dla danego ciała bez odwoływania się (*explicite* lub *implicite*) do innych ciał.

Teoria względności wprowadza absolutne pojęcie przyspieszenia z tego samego powodu, dla którego znalazło się ono w teorii Newtona. Jest to wspomniane niesymetryczne zachowanie obiektów poruszających się względem siebie, mające miejsce w niektórych przypadkach, np. w przypadku wirujących kul Einsteina. Teoria względności rozwiązuje ten problem – zwraca uwagę Friedman (1983, s. 67) – wprowadzając na rozmaitości czasoprzestrzennej koneksję afiniczną i wyjaśniając fizyczne własności ruchu w terminach geometrycznych własności krzywych na rozmaitości. Koneksja afiniczna umożliwia podział wszystkich ruchów na dwie klasy: ruchy, których trajektorie w czasoprzestrzeni są liniami geodezyjnymi przy zadanej koneksji (ruchy inercjalne), oraz ruchy, których tory nie są liniami geodezyjnymi (ruchy nieinercjalne). Prawa ruchu w teorii względności mają w układzie inercjalnym podobną postać jak w teorii Newtona $F^i = m_0\, d^2x^i/d\tau^2$ (gdzie m_0 – masa spoczynkowa, τ – czas własny), przy czym w OTW równanie to obowiązuje tylko lokalnie. W układzie nieinercjalnym trzeba w równaniu tym uwzględnić dodatkowe pseudosiły, takie jak siły bezwładności czy siły Coriolisa, a równanie ruchu uzyskuje postać:

$$F^i = m_0\,[d^2x^i/d\tau^2 + \Gamma^i_{jk}(dx^j/d\tau)(dx^k/d\tau)] \tag{2.8}$$

Wspomniane pseudosiły zawarte są w drugim członie równania po prawej stronie. Równania ruchu w ten sposób zapisane dobrze opisują niesymetryczne zachowanie obiektów, np. wspomnianych wirujących kul Einsteina. Co więcej – warto zauważyć za Friedmanem (1983, s. 67, 224) – wprowadzone w tej teorii uprzywilejowane tory inercjalne mogą nie być – a jest to nawet wysoce nieprawdopodne, żeby były – zajmowane przez ciała fizyczne, ponieważ jest mało prawdopodobne, aby na ciało fizyczne nie działały żadne siły zewnętrzne lub też działały siły dokładnie równoważące się wzajemnie. W tej sytuacji jedynym rozwiązaniem dla przeciwnika substancjalizmu wydaje się próba związania afinicznych własności czasoprzestrzeni z rozkładem materii we wszechświecie. Strategia taka będzie omawiana później. Tu natomiast warto jeszcze zwrócić uwagę na pewną odmienność, z którą mamy do czynienia w teorii względności w porównaniu z teorią Newtona. W teorii Newtona przestrzenne przyspieszenie miało tę samą wartość w każdym z układów inercjalnych. W teorii względności przestrzenna część czterowektora przyspieszenia zmienia się i jest różna w różnych układach odniesienia. Stała jest tylko długość czterowektora ($g_{ij}A^iA^j$).

W teorii względności zachodzi jeszcze jedna istotna zmiana, którą analizuje Earman (1989b, s. 98–102). Różnica ta dotyczy argumentu absolutysty o niemożności relacjonistycznego opisu asymetrii ruchu obrotowego. Podstawowym założeniem, jakie się przyjmuje w eksperymentach myślowych Newtona i Einsteina, jest sztywność obracającego się układu ciał (zachowanie kształtu układu). Na przykład, w eksperymencie myślowym Newtona dwie kule połączone linką obracają się wokół wspólnego środka masy i to sztywność układu (brak spowodowanych ruchem zmian w położeniu wzajemnym części tego układu) ma uniemożliwiać relacjoniście relacjonistyczny opis tego zjawiska. W teorii względności tego typu sztywności nie da się wprowadzić, ponieważ obrót ciała sztywnego w klasycznym sensie prowadziłby do przekazywania sygnałów z szybkością większą od prędkości światła. Fakt ten osłabia siłę jednego z argumentów absolutysty. Earman zauważa jednak, że dla absolutysty zasadniczą sprawą jest tutaj to, iż nie istnieje żadna relacjonistyczna teoria ruchu, która wyjaśniałaby obserwowalne efekty ruchu obrotowego poprzez względny ruch części ciała.

[32] $V^i{}_{\parallel j} = \partial V^i/\partial x^j + \Gamma^i_{jk} V^k$, gdzie Γ^i_{jk} to współczynniki koneksji afinicznej. W bardziej konwencjonalnym zapisie $A^i = dV^i/d\tau$, gdzie τ jest czasem własnym.

[33] Por. np. Schutz 1995, s. 60, Kopczyński, Trautman 1981, s. 95.

W obu pracach, poświęconych zjawisku ruchu (1989a, s. 85, 1989b, s. 102), Earman formułuje, powołując się na pracę Malamenta (1985), pewien argument, który ma pokazywać nawet coś więcej niż to, że ruch w teorii względności Einsteina jest absolutny. Ma on mianowicie pokazywać, iż nie jest możliwa żadna relatywistyczna, relacjonistyczna teoria ruchu. Argument ten wygląda następująco. Earman przyjmuje najpierw, bez dowodu, że każda czasoprzestrzeń, która ma posiadać rozpoznawalną strukturę relatywistyczną, musi klasyfikować wszystkie wektory styczne do czasoprzestrzennej rozmaitości na trzy wzajemnie wykluczające się kategorie wektorów czasowych, przestrzennych i zerowych albo, w innym równoważnym ujęciu, musi posiadać strukturę stożka świetlnego albo też, w jeszcze innym ujęciu, równoważnym poprzednim, musi mieć określoną w zbiorze swoich punktów relację możliwej łączności przyczynowej[34]. Jak odnotowuje Malament, struktura stożka świetlnego określa metrykę czasoprzestrzeni z dokładnością do konforemnej równoważności[35], a istnienie ruchu obrotowego jest konforemnie niezmiennicze. Wynika stąd, że jeżeli w relatywistycznej czasoprzestrzeni o określonej strukturze przyczynowej mamy ruch obrotowy ($\Omega \neq 0$) przy pewnej metryce g, to przy każdej innej g', która jest zgodna z g na poziomie lokalnej struktury przyczynowej (należy do tej samej klasy równoważności konforemnej), ruch obrotowy również będzie niezerowy. Earman wyciąga stąd wniosek, że „w dowolnej czasoprzestrzeni, którą chcielibyśmy uważać za relatywistyczną, istnieje absolutne pojęcie ruchu obrotowego" (Earman 1989a, s. 85). Oznaczać ma to, iż nie jest możliwa żadna relatywistyczna, relacjonistyczna teoria ruchu. W następstwie tego w fizyce relatywistycznej mamy znajdować się w sytuacji jakościowo odmiennej niż w przypadku fizyki nierelatywistycznej[36] – w ramach fizyki nierelatywistycznej nie da się bowiem dowieść nieistnienia relacjonistycznych teorii ruchu.

Pozostała do rozpatrzenia jeszcze jedna możliwa strategia relacjonisty. Możliwość taką daje relacjonistyczna interpretacja struktury afinicznej. Relacjonista może bowiem twierdzić, że co prawda ruch w OTW odnoszony jest do struktury afinicznej (inercjalnej), ale ta zdeterminowana jest jednoznacznie przez rozkład masy za pośrednictwem

[34] Relacja możliwej łączności przyczynowej (*causal connectibility*) wprowadzona jest w następujący sposób: punkty $x, y \in M$ pozostają ze sobą w relacji możliwej łączności przyczynowej wtedy i tylko wtedy, gdy istnieje gładka krzywa przyczynowa (tzn. taka, że wektory styczne do niej ξ^i spełniają warunek $g_{ik}\,\xi^i \xi^k \geq 0$) łącząca x i y. Te trzy alternatywne możliwości wprowadzenia czasoprzestrzennej struktury relatywistycznej są sobie na gruncie OTW równoważne. Por. Malament 1985, s. 619, Hawking, Ellis 1973, s. 103. Przyczynową strukturę czasoprzestrzeni analizuje również Heller (1991).

[35] Malament 1985, s. 619. Dwie metryki g_{ab} i g'_{ab} są konforemnie równoważne (*conformal equivalent*), jeżeli istnieje gładkie odwzorowanie $\Phi: M \to R$ takie, że $g'_{ab} = \Phi^2 g_{ab}$.

[36] Earman 1989b, s. 102, 108; 1989a, s. 85.

metryki, tzn. rozkład masy we wszechświecie miałby jednoznacznie określać metrykę, a ta już rzeczywiście jednoznacznie determinuje strukturę afiniczną[37]. Strategia tego typu, o ile dałaby się zrealizować, byłaby realizacją zasady Macha. Co należy tutaj koniecznie podkreślić to to, że strategia taka odniosłaby sukces jedynie w wypadku, gdyby udało się udowodnić, iż rozkład mas *jednoznacznie wyznacza* strukturę afiniczną, a nie tylko *wpływa* na nią. W tym drugim bowiem przypadku strukturę tę wiązalibyśmy nadal z czasoprzestrzenią i ruchu nie można byłoby interpretować relacyjnie.

Sposób, w jaki Earman rozwiązuje ten problem, nie odbiega od standardów znanych z literatury[38]. Earman przedstawia kilka argumentów przemawiających przeciwko tezie, że w teorii względności rozkład materii we wszechświecie jednoznacznie wyznacza metrykę. Rozpatrzmy równania Einsteina pola grawitacyjnego z pewnymi warunkami początkowymi:

$$R_{ij} - (1/2)\, g_{ij}\, R = (8\pi G/c^4)\, T_{ij} \tag{2.9}$$

gdzie R_{ij} oznacza tensor Ricciego, R skalar krzywizny, G stałą grawitacji, a c prędkość światła.

Aby rozwiązanie było jednoznaczne, warunki początkowe nie mogą być określone tylko przez podanie początkowego rozkładu energii – masy. Musi być również podana wewnętrzna, przestrzenna geometria hiperpowierzchni, na której zadany jest ten rozkład, oraz jej zewnętrzna krzywizna, określająca w jaki sposób hiperpowierzchnia ta zanurzona jest w czasoprzestrzeni. Obie te rzeczy zakładają znajomość metryki na hiperpowierzchni warunków początkowych. Ogólnie, jeżeli rozpatrujemy równania Einsteina (2.9), to rolę źródła geometrii czasoprzestrzeni spełnia w nim tensor napięć-energii T_{ij}. Nie można jednak powiedzieć, że rozkład tensora napięć-energii determinuje metrykę (i tym samym strukturę inercjalną), ponieważ metryka jest już potrzebna do określenia tego tensora, np. w najprostszym modelu kosmologicznym, w którym materię kosmiczną traktuje się jako pył, ma on postać $T^{ij} = \rho u^i u^j$, gdzie ρ jest gęstością masy a u^i polem wektorów stycznych do linii świata materii. Możemy wówczas powiedzieć o dwóch modelach z różnymi tensorami napięć-energii $T^{ij} = \rho u^i u^j$ i $T'^{ij} = \rho' u'^i u'^j$, że – powiedzmy – pierwszy reprezentuje wszechświat z większą ilością energii i pędu niż drugi, o ile $\rho > \rho'$, ale tylko wtedy, jeżeli założymy, że u^i i u'^i są tak samo unormowane, co zakłada znajomość metryki.

Kolejną przeszkodę dla zwolennika machowskiej interpretacji OTW, na którą wskazuje Earman (1989a, s. 86; 1989b, s. 106–107), stanowi istnienie rozwiązań de Sittera dla pustej czasoprzestrzeni ($T_{ij} = 0$), innych niż standardowa płaska czasoprzestrzeń. Istnienie takich rozwiązań stwarza dla relacjonisty problemy dwojakiego rodzaju. Po pierwsze, pokazują one, że rozwiązania równań pola OTW przy zadanym tensorze T_{ij} nie są jednoznaczne. Po drugie, trudno mówić, że w omawianych rozwiązaniach lokalna struktura inercjalna wyznaczona jest przez rozkład materii we wszechświecie, skoro z założenia jest to świat pusty. Relacjonista musiałby zapewne odrzucić puste rozwiązania równań pola jako niefizyczne, ale takie odrzucenie części rozwiązań można pogodzić z wiarą w teorię Einsteina tylko wtedy, gdyby towarzyszyło mu wykazanie, że

[37] Por. np. Kopczyński, Trautman 1981, s. 152.
[38] Earman 1989a, s. 86, 1989b, s. 106–107. Por. również Friedman 1983, s. 68–69.

1) równania Einsteina można tak zmodyfikować, aby zachować przewidywania dla $T_{ij} \neq 0$, a wykluczyć rozwiązania inne niż płaskie w przypadku $T_{ij} = 0$;

2) w granicy, gdy $T_{ij} = 0$, rozwiązania równań Einsteina degenerują się lub przechodzą w standardową płaską czasoprzestrzeń.

Jak pisze Earman, ani (1), ani (2) nie zostało przeprowadzone, a co więcej (2) wydaje się nieprawdopodobne, gdy weźmie się pod uwagę promieniowanie grawitacyjne.

Warto tu jeszcze na koniec dodać argument Friedmana (1983, s. 68–69). Otóż zgodnie z OTW świat, który zawierałby tylko dwa obracające się względem siebie obiekty, takie jak obracające się kule Einsteina, nadal posiadałby strukturę afiniczną i w takim świecie byłoby możliwe, że tylko jeden z tych obiektów doświadczałby działania sił bezwładności – ten, którego linie świata nie byłyby liniami geodezyjnymi przy zadanej koneksji.

Reasumując, earmanowskie rozwiązanie sporu pomiędzy relacjonistyczną i absolutystyczną koncepcją ruchu jest następujące. W ramach fizyki nierelatywistycznej nie da się dowieść, że tylko jedna z tych koncepcji jest słuszna. Niemniej „empiryczna adekwatność faworyzuje tę ostatnią” (1989b, s. 108). Określenia „faworyzuje” użył Earman tutaj nieprzypadkowo: nie ma bowiem żadnego rozstrzygającego argumentu na rzecz tezy, że klasyczna teoria ruchu musi używać absolutnych wielkości ruchu. W ramach fizyki relatywistycznej mamy znajdować się w sytuacji zgoła odmiennej: „idea czasoprzestrzeni w wydaniu relatywistycznym jest nie do pogodzenia z w pełni rozwiniętą, relacjonistyczną koncepcją ruchu” (Earman 1989b, s. 102).

7. Spór o naturę ruchu a ontologiczny spór substancjalizm – relacjonizm

Earman dużo uwagi poświęca wzajemnym związkom pomiędzy sporem o naturę ruchu i ontologicznym sporem relacjonizm – substancjalizm. Związki te są o tyle istotne, że przedstawione wyżej rozwiązanie sporu o naturę ruchu w duchu absolutyzmu może dostarczać istotnych argumentów na rzecz któregoś ze stanowisk w sporze ontologicznym. Earman analizuje dwa typy związków logicznych, mających zachodzić pomiędzy omawianymi problemami – jeden dostrzeżony dość niedawno[39], a drugi przyjmowany tradycyjnie.

Pierwszy ze wspomnianych związków zachodzi na gruncie fizyki klasycznej, o ile założymy *determinizm Laplace'a w najsłabszej postaci*, mówiący, że stan danego układu w przeszłości ($t \leq t_0$) określa jednoznacznie stan tego układu w przyszłości. Mocniejsze formy tego determinizmu zakładałyby zmniejszenie obszaru determinującego, np. do $t_1 \leq t \leq t_2$ lub do przekroju czasowego dla pewnej chwili $t = t_0$. Otóż, jeżeli założymy, że ruch cząstek jest deterministyczny (we wspomnianej najsłabszej wersji) i jeżeli traktujemy czasoprzestrzeń jako substancję, wówczas struktura czasoprzestrzeni

[39] Stein, H. (1977): „Some Pre-History of General Relativity” w: *Foundation of Space-Time Theories*, red. J. Earman, J. Stachel, G. Glymour, Minnesota Studies in the Philosophy of Science, vol. 8, Minneapolis, University of Minnesota Press.

musi być co najmniej tak bogata, jaką posiada czasoprzestrzeń neonewtonowska. Tym samym ruch musi być absolutny, a relacjonistyczna koncepcja ruchu okazałaby się błędna.

Dowód (Earman 1989b, s. 55) wygląda następująco. Rozważmy, przy przyjętych wcześniej założeniach (determinizm i substancjalizm), klasyczną czasoprzestrzeń o strukturze słabszej niż neonewtonowska. Dla dowolnej takiej czasoprzestrzeni symetrie (Mach), (Leib), (Max) lub jeszcze słabsze dopuszczają odwzorowania symetrii Φ takie, że $\Phi = id$ dla $t \leq t_0$, ale $\Phi \neq id$ dla $t > t_0$. Na mocy zasady symetrii (SP2) Φ musi być dynamiczną symetrią teorii ruchu, co oznacza, że dla dowolnego dynamicznie możliwego modelu M, M_Φ jest również dynamicznie możliwy. Otrzymujemy w ten sposób dwa dynamicznie możliwe modele, takie że linie świata cząsteczek są takie same dla $t \leq t_0$, ale różnią się dla $t > t_0$, czyli następuje złamanie zasady determinizmu.

Ponieważ teza substancjalizmu (SUB) jest jednocześnie negacją ontologicznej tezy relacjonizmu (REL1), wspomniany związek daje się zapisać w postaci:

$$DETERM \Rightarrow (\sim REL1 \Rightarrow \sim REL) \tag{2.10}$$

lub też w postaci równoważnej:

$$DETERM \Rightarrow (REL \Rightarrow REL1) \tag{2.11}$$

gdzie (DETERM) oznacza wspomnianą wyżej tezę determinizmu Laplace'a w najsłabszej postaci. Jak zauważa Earman, obydwa te równoważne związki mogą być zaakceptowane zarówno przez substancjalistę, jak i przeciwnika substancjalizmu, o ile oczywiście akceptują determinizm. Substancjalista będzie bowiem twierdził, powołując się na (2.10), że substancjalizm pociąga za sobą absolutność ruchu (ze względu na zachodzenie związku $SUB \equiv \sim REL1$), jego przeciwnik zaś, powołując się na (2.11), że warunkiem koniecznym relacyjności ruchu jest negacja substancjalności czasoprzestrzeni. Warto tu jeszcze dodać, że rozwiązanie sporu o naturę ruchu w duchu absolutyzmu – czyli uznanie (~REL) – i założenie obowiązywania (2.10) nie przesądzają sporu ontologicznego, bowiem na mocy (2.10) absolutność ruchu (~REL) jest co prawda warunkiem koniecznym dla substancjalności czasoprzestrzeni (SUB), ale nie jest warunkiem wystarczającym.

Tradycyjnie przyjmuje się, że pomiędzy sporem o naturę ruchu i ontologicznym sporem relacjonizm – substancjalizm zachodzi inny związek logiczny:

$$REL1 \Rightarrow REL \tag{2.12}$$

lub też alternatywny związek, równoważny logicznie:

$$\sim REL \Rightarrow \sim REL1 \tag{2.13}$$

Earman podaje następujące dość proste i przyjmowane tradycyjnie uzasadnienie dla (2.13); „jeżeli ruch jest absolutny raczej niż relacyjny, to musi odbywać się względem substancjalnej przestrzeni" (1989b, s. 111). Przedstawione powyżej rozstrzygnięcie sporu o naturę ruchu na korzyść absolutyzmu (~REL) prowadziłoby, w przypadku uznania (2.13), przez *modus ponens* do tezy o substancjalności czasoprzestrzeni (SUB).

Przeciwko inferencji tego typu wystąpił Sklar (1976, s. 229–232). Pomysł Sklara polega na tym, aby zaakceptować absolutność ruchu (~REL) przy jednoczesnym negowaniu substancjalności czasoprzestrzeni (~SUB). Można sensownie takie stanowisko utrzymywać, twierdzi Sklar, o ile uzna się absolutne przyspieszenie za pierwotną, monadyczną własność cząstek. Standardowo przyjmuje się, że przyspieszenie jest zawsze wielkością odniesioną do czegoś, np. do innych cząstek, do gwiazd stałych lub też do układów inercjalnych. Propozycja Sklara zmierza do tego, aby uznać wyrażenia typu „A jest absolutnie przyspieszone" za wyrażenie kompletne, tak jak np. „A jest czerwone". Sklar tej – co trzeba przyznać – oryginalnej propozycji nie uzasadnia przyznając wprost, że w ramach jego koncepcji nie da się wyjaśnić tego, iż siły bezwładności występują w niektórych tylko przypadkach.

Propozycja Sklara spotkała się z różnym przyjęciem, np. Hoefer i Ray (1992, s. 575, 579) traktują ją jako czysto spekulatywną, a Teller (1991, s. 370) krytykuje ją jako hipotezę *ad hoc*. Akceptują propozycję Sklara Friedman oraz, pod pewnymi warunkami, Earman. W odróżnieniu od Sklara Friedman (1983, s. 232–236) przypisuje absolutne przyspieszenie w postaci pierwotnej, monadycznej własności nie ciałom materialnym, tylko konkretnym torom ciał fizycznych. Jednakże, na co zwraca uwagę Earman (1989b, s. 163–166), Friedman nie zaproponował żadnych alternatywnych teorii, wykraczających poza instrumentalistyczne wykorzystanie już istniejących, dla używanych obecnie teorii ruchu.

Znacznie bardziej wyrafinowaną interpretację idei Sklara proponuje Earman (1989b, s. 126–128, 154, 214). Earman uważa, że w tej postaci, w jakiej idea ta została przedstawiona przez Sklara, jest ona tylko „sprytnym kuglarskim trikiem" (1989b, s. 214, p.10), z drugiej jednak strony twierdzi, że pomysł Sklara można rozwinąć w taki sposób, aby stał się możliwy do zaakceptowania. Earman proponuje mianowicie tzw. manewr reprezentacjonistyczny[40]. Manewr ten ma dla Earmana kluczowe znaczenie, dlatego że może doprowadzić do pogodzenia absolutystycznej koncepcji ruchu (~REL) z negacją substancjalizmu (~SUB), co będzie Earmanowi potrzebne wtedy, gdy przystąpi do konstrukcji własnego stanowiska, które ma stanowić *tertium quid* pomiędzy relacjonizmem i substancjalizmem (stanowisko to będzie omówione w rozdziale IV).

Earmanowski manewr reprezentacjonistyczny polega na tym, aby uznać, że rzeczywistość fizyczna jest u swych podstaw relacjonistyczna, tzn. opisana przez relacjonistyczne teorie fizyczne, a substancjalistyczne opisy tej rzeczywistości, proponowane przez teorie, których używamy obecnie, przypisane są rzeczywistości fizycznej przez relację, która wiąże jedną określoną, relacjonistyczną rzeczywistość z wieloma możliwymi, równoważnymi opisami substancjalistycznymi. Substancjalistyczne opisy rzeczywistości byłyby w tej koncepcji jedynie pewnymi reprezentacjami prawdziwej, relacjonistycznej rzeczywistości, np. znany argument Leibniza przeciwko substancjalizmowi można interpretować w tym duchu mówiąc, że ten sam układ ciał, stanowiący pewną określoną rzeczywistość fizyczną dla relacjonisty, substancjalista może opisywać na wiele różnych sposobów po wprowadzeniu fikcyjnej (według relacjonisty) czasoprzestrzeni w wyniku „przesuwania" lub „obracania" tego układu względem „czasoprzestrzeni" (cudzysłowy ilustrują tu sposób myślenia relacjonisty).

W odniesieniu do ruchu manewr reprezentacjonistyczny Earmana polega na potraktowaniu absolutnego przyspieszenia, występującego w istniejących absolutystycznych teoriach ruchu, np. absolutnego przyspieszenia z czasoprzestrzeni Galileusza, jako reprezentacji absolutnego, pierwotnego przyspieszenia Sklara. Relacjonista nie może wprost stosować istniejących teorii ruchu (newtonowskiej czy relatywistycznej),

[40] Earman 1989b, s. 120, 127–128, 170–171.

ponieważ teorie te substancjalizują czasoprzestrzeń, odwołując się do niedającej się zredukować do rozkładu mas struktury inercjalnej czasoprzestrzeni. Może się natomiast starać stworzyć teorię ruchu z absolutnym przyspieszeniem jako pierwotną, monadyczną własnością cząstek. Teoria taka powinna zawierać, według Earmana (1989b, s. 128), pewne zasady ruchu, które byłyby analogiami absolutystycznych praw ruchu (np. newtonowskich) i które powinny pozwalać na wyjaśnianie i przewidywanie ruchów cząstek, a jednocześnie nie powinny zawierać zobowiązań ontologicznych w stosunku do punktów czasoprzestrzeni. Analogie z absolutystycznymi prawami ruchu muszą być wystarczająco bliskie, aby można było zobaczyć, że reprezentacjami pewnego modelu tej nowej teorii są elementy pewnej ściśle określonej klasy równoważnych modeli absolutystycznej teorii ruchu. Earman uważa, że gdyby udało się stworzyć teorię spełniającą powyższe warunki, wówczas fakt istnienia i stosowania absolutystycznych teorii ruchu nie pociągałby za sobą substancjalizowania czasoprzestrzeni.

Po przedstawieniu powyższego projektu manewru reprezentacjonistycznego dla problemu ruchu Earman zapowiada (1989b, s. 128) częściową realizację tego projektu w końcowej części swojej pracy. Niestety, w końcowych rozdziałach wspomnianej pracy trudno znaleźć częściową choćby realizację owego projektu. Rozwijany jest tam tylko manewr reprezentacjonistyczny dla OTW, a problem znalezienia praw ruchu z wykorzystaniem absolutnego przyspieszenia jako pierwotnej, monadycznej własności cząstek, w ogóle nie jest poruszany. Jeśli nawet przyjąć, tak jak to robi na przykład Trautman[41], że w równaniach pola OTW zawarte są równania ruchu źródeł pola, to sytuacji to nie zmienia, gdyż ruch w standardowej wersji teorii względności jest ruchem absolutnym. Sam zaś earmanowski manewr reprezentacjonistyczny w odniesieniu do OTW stanowi tylko pewien program, który nie wyszedł poza stadium projektu[42].

8. Ocena Earmanowskiego ujęcia sporu o naturę ruchu

Generalnie rzecz biorąc, można się zgodzić z earmanowską oceną sporu pomiędzy relacjonistyczną i absolutystyczną koncepcją ruchu: absolutysta jest tu wyraźnie górą, ponieważ żadna w pełni zadowalająca relacjonistyczna teoria ruchu nie została do tej pory zaproponowana, a te, których używamy, są niewątpliwie absolutystyczne. Mimo tej zgody co do generalnej oceny sporu, trzeba powiedzieć, że sam sposób ujęcia problemu ruchu przez Earmana oraz próba osłabienia końcowej konkluzji za pomocą reprezentacjonistycznej wersji manewru Sklara budzą pewne zastrzeżenia.

Pierwszą rzeczą, z którą trudno się zgodzić, jest typowo substancjalistyczne traktowanie przez Earmana czasoprzestrzennych symetrii typu (Mach) i (Leib). Jakkolwiek substancjalista może rzeczywiście rozważać możliwość istnienia (substancjalnej) czasoprzestrzeni o takich symetriach, to jednak – zgodnie z relacjonistycznymi ideami Leibniza i Macha – własności tychże symetrii można rozważać również bez żadnych ontologicznych zobowiązań co do istnienia lub nieistnienia czasoprzestrzeni. Mówienie o czasoprzestrzeniach Macha i Leibniza można traktować, zgodnie z tym, co było powiedziane wcześniej (rozdz. II, § 1), jako skrótowe mówienie o czasoprzestrzennych symetriach pewnych potencjalnych teorii ruchu dotyczących ciał. Earman zdaje się takiej możliwości nie zauważać, a wprowadza substancjalistyczne zobowiązania ontologiczne wówczas, gdy stawia warunek, aby odwzorowania symetrii w przypadku czasoprzestrzeni Macha i Leibniza były interpretowane aktywnie[43], co zakłada potraktowanie punktów czasoprzestrzeni jako indywiduów. Uznanie istnienia punktów czasoprzestrzeni jako indywiduów z pewnością nie byłoby zgodne z intencjami zarówno Leibniza, jak i Macha.

Drugie moje zastrzeżenie dotyczy przytoczonego już wcześniej (§ 7) twierdzenia Earmana, zgodnie z którym w przypadku relatywistycznym mamy do czynienia z jakościowo odmienną sytuacją niż w przypadku klasycznym: o ile w tym ostatnim nie da się dowieść nieistnienia relacjonistycznych teorii ruchu, to w tym pierwszym – zdaniem Earmana – rozumowanie Malamenta ma dowodzić niemożności stworzenia relacjonistycznej teorii ruchu. Przez czasoprzestrzeń relatywistyczną Earman rozumie czasoprzestrzeń wyposażoną w jedną z trzech równoważnych, wymienionych uprzednio struktur: musi albo klasyfikować wszystkie wektory styczne do czasoprzestrzennej rozmaitości na trzy wzajemnie wykluczające się kategorie wektorów czasowych, przestrzennych i zerowych, albo musi posiadać strukturę stożka świetlnego, albo też musi mieć określoną w zbiorze swoich punktów relację możliwej łączności przyczynowej. W czasoprzestrzeni o takiej strukturze ruch istotnie musi być absolutny. Problem polega jednak na tym, co rozumie się przez teorię relatywistyczną i jej czasoprzestrzeń. Jeżeli Earman przez *czasoprzestrzeń o strukturze relatywistycznej* rozumie czasoprzestrzeń o strukturze wyznaczonej przez teorię względności Einsteina, to twierdzenie Earmana, zgodnie z którym czasoprzestrzeń relatywistyczna ma nie dopuszczać relacjonistycznych teorii ruchu, byłoby tylko powtórzeniem analogicznego twierdzenia obowiązującego dla teorii Newtona i mówiącego, że newtonowska teoria ruchu nie da się interpretować relacjonistycznie. Nie byłoby zatem prawdą w tym przypadku, iż mamy tu sytuację jakościowo odmienną niż w przypadku klasycznym. Jeżeli natomiast przez *czasoprzestrzeń o strukturze relatywistycznej* rozumie Earman czasoprzestrzeń dowolnej teorii obowiązującej *w całym możliwym zakresie prędkości*, to popełnia tym samym błąd *petitio principi*, ponieważ w żaden sposób nie próbuje dowieść, że każda taka teoria musi albo klasyfikować wszystkie wektory styczne do czasoprzestrzennej rozmaitości na trzy wzajemnie wykluczające się kategorie wektorów czasowych, przestrzennych i zerowych, albo musi posiadać strukturę stożka świetlnego, albo też musi mieć określoną w zbiorze swoich punktów relację możliwej łączności przyczynowej[44]. Co więcej, jak się zdaje, żaden taki dowód istnieć nie może, ponieważ nie jesteśmy

[41] Kopczyński, Trautman 1981, s. 15–16. Por. również Infeld, Plebański 1960. Earman tego problemu w swoich pracach poświęconych problemowi ruchu nie rozważa.

[42] Koncepcja ta przedstawiona zostanie w rozdz. IV. Por. również Gołosz 1997, 1999, 2000.

[43] Przedstawiając czasoprzestrzenne symetrie dla czasoprzestrzeni Macha, Earman dodaje komentarz (1989b, s. 29), odnoszący się – jak można sądzić – również do pozostałych typów czasoprzestrzeni, w którym stwierdza, że wspomniane odwzorowania symetrii należy interpretować nie biernie, tylko aktywnie.

[44] Warto tu zaznaczyć, że sam Malament nie miał aż takich ambicji, aby dowieść, iż w przypadku każdej potencjalnej teorii ruchu, obowiązującej dla dużych prędkości, ruch jest absolutny. Jego rozważania ograniczają się do OTW.

w stanie z góry przewidzieć, jakimi cechami muszą odznaczać się wszystkie potencjalne teorie ruchu obowiązujące dla całego możliwego zakresu prędkości, tak jak trudno było przewidzieć własności teorii względności na podstawie teorii newtonowskiej. W tym przypadku zatem również nie ma podstaw do twierdzenia, że w zakresie relatywistycznym mamy zasadniczo odmienną sytuację niż w przypadku klasycznym. Prawdopodobnie jest tak, jak twierdzi Earman, że każda teoria ruchu musi być teorią absolutystyczną, ale teza taka nie została niestety przez niego dowiedziona.

Kolejnym zarzutem, jaki można postawić earmanowskiemu ujęciu problemu ruchu, jest to, że jego definicja relacjonistycznej koncepcji ruchu (REL) jest niepełna, ponieważ zawiera tylko jedną możliwą – klasyczną strategię relacjonisty. Zgodnie z tą strategią, wyrażoną przez (REL), z relacjonistyczną teorią ruchu mamy do czynienia wtedy, gdy w teorii takiej jedynymi niezmienniczymi wielkościami są względne wielkości dla cząsteczek, takie jak względna odległość, względna prędkość czy względne przyspieszenie. Druga możliwa strategia określona jest przez zasadę Macha i dlatego można by ją nazwać strategią machowską. Zgodnie z nią wszelki ruch odbywa się względem struktury inercjalnej, która to struktura powinna dać się wyznaczyć jednoznacznie przez rozkład materii.

Mogłoby się wydawać, że zarzut ten jest zarzutem błahym, skoro Earman – jak pokazałem wcześniej (§ 7) – przekonująco dowodzi, iż OTW tej strategii nie realizuje. Tak jednak nie jest. Można podać dwa istotne powody, dla których w definicji relacjonistycznej koncepcji ruchu powinny znaleźć się obie możliwe strategie. Po pierwsze, jakkolwiek OTW nie realizuje strategii określonej przez zasadę Macha, nie można wykluczyć, że jakaś przyszła teoria ruchu, która może ją zastąpić, będzie zasadę tę realizowała. Earman, co prawda, starał się udowodnić, powołując się na Malamenta (1985), że każda relatywistyczna teoria ruchu musi być teorią absolutystyczną, ale – jak starałem się pokazać wcześniej – jego dowód ma istotne luki. Konieczność uwzględnienia strategii machowskiej w definicji stanowiska relacjonistycznego jest tym większa, że wciąż jeszcze ukazują się prace, w których próbuje się tak zmodyfikować OTW, aby spełniała zasadę Macha, bądź też twierdzi się, że zasada ta ma swoje niezależne potwierdzenie empiryczne[45]. Definicja stanowiska relacjonistycznego powinna być otwarta na możliwość sprawdzenia się tego typu koncepcji.

Drugim powodem, dla którego definicja stanowiska relacjonistycznego powinna uwzględniać obie możliwe strategie jest to, że dopiero pełne spektrum możliwości, którymi dysponuje relacjonista zainteresowany problemem ruchu, daje pełną szansę uchwycenia związków logicznych pomiędzy problemem ruchu i sporem substancjalizm – relacjonizm. Nieuwzględnienie jednej z możliwych strategii relacjonisty może spowodować błędną ocenę tych związków. Będę chciał pokazać w dalszej części tego paragrafu, że w przypadku earmanowskich tez (2.12) i (2.13) istotnie ma to miejsce.

Relacjonistyczna koncepcja ruchu powinna mieć zatem raczej następującą postać:

REL'	Każdy ruch jest względnym ruchem ciał lub też odbywa się względem pewnej struktury, np. inercjalnej, która to struktura jest jednoznacznie wyznaczona przez rozkład materii we wszechświecie.

Sformułowanie to należy rozumieć w ten sposób, że według relacjonisty teoria ruchu powinna zawierać jako jedyne niezmiennicze wielkości tylko wielkości takie, jak względne odległości, względne prędkości czy względne przyspieszenia, lub też powinna odwoływać się do pewnej struktury, np. tworzonej przez klasy lokalnych układów inercjalnych, dającej się jednoznacznie wyznaczyć przez rozkład materii.

Jak się zdaje, są dwa możliwe powody, dla których Earman minimalizuje znaczenie strategii machowskiej. Pierwszy z nich jest czysto racjonalny. Earman jest przekonany, na co już zwracałem uwagę, że argumentacja Malamenta, sformułowana w ramach OTW, stosuje się do każdej dającej się pomyśleć teorii ruchu. Jeżeli się uzna, tak jak to robi Earman, że każda przyszła teoria ruchu musi być relatywistyczna w tym samym sensie co OTW, to można dojść do wniosku, iż nie ma co specjalnie przejmować się strategią machowską. Druga możliwa przyczyna, sugerowana przez Hoefera i Raya (1992), miałaby się sprowadzać do jakiegoś typu uprzedzenia Earmana do idei Macha[46].

Być może również do tego uprzedzenia należałoby odwołać się – podobnie jak to robią w swojej recenzji wspomniani Hoefer i Ray (1992) – aby wyjaśnić fakt zignorowania przez Earmana prac, oceniających inaczej niż on sam to robi, zasadę Macha. Ze względu na wyraziście wyeksponowane poglądy dobrym przykładem jest tu praca Raine'a (1981)[47]. Raine uważa, tak jak i Earman, że zasada Macha nie jest włączona do OTW. Niemniej, według niego, podobnie jak OTW ma ona swoje obserwacyjne potwierdzenie. Dowody na słuszność zasady Macha mają pochodzić z obserwacji odległych obiektów kosmicznych oraz badań mikrofalowego promieniowania tła. Badania te dowodzą, że nasz lokalny układ inercjalny nie obraca się względem gwiazd stałych i galaktyk oraz że wszechświat rozszerza się izotropowo, co ma prowadzić do wniosku, iż „zasada Macha spełniona jest z dużą dokładnością" (1981, s. 1171).

Czy jednak absolutysta (w sporze o naturę ruchu), taki jak Earman, musi czuć się przekonany tymi argumentami? Sądzę, że nie. Nieistnienie obrotu lokalnego układu inercjalnego względem gwiazd stałych i galaktyk jest warunkiem koniecznym obowiązywania zasady Macha, ale nie jest jej warunkiem dostatecznym. Dopóki bowiem nie znajdzie się teoria pozwalająca na jednoznaczne zdeterminowanie struktury inercjalnej czasoprzestrzeni przez rozkład materii we wszechświecie, absolutysta może utrzymywać, że struktura inercjalna przypisana jest czasoprzestrzeni, a brak obrotu gwiazd stałych i galaktyk względem lokalnego układu inercjalnego nie jest bynajmniej sprzeczny z jego teorią (newtonowską lub relatywistyczną). To samo dotyczy obserwowanej izotropii ekspansji wszechświata, która również nie jest warunkiem dostatecznym obowiązywania zasady Macha i nie jest też sprzeczna ze standardową wersją OTW. Do potwierdzenia zasady Macha potrzebne byłyby znacznie mocniejsze dowody obserwacyjne, np. stwierdzenie lokalnej anizotropii bezwładności[48] lub też stworzenie dobrze sprawdzającej się w praktyce teorii, spełniającej zasadę Macha.

Wydaje się również, że rozstrzygnięcia sporu o to, czy zasada Macha jest spełniona, nie przybliża wywodząca się od Einsteina, a rozwijana przez Raine'a w tej samej pracy, idea potraktowania zasady Macha jako reguły selekcji dla rozwiązań równań pola OTW. Według tej koncepcji, fizyczny sens miałyby tylko te rozwiązania równań Ein-

[45] Por. np. Raine 1981, Hoefer i Ray 1992.

[46] Por. przyp. 27.

[47] Earman (1989b, s. 106) cytuje ten tekst jako dobry artykuł pokazujący wpływ zasady Macha na nasze rozumienie OTW. Niemniej nie ustosunkowuje się on w ogóle do podstawowej tezy Raine'a, zgodnie z którą zasada Macha ma obserwacyjne potwierdzenie.

[48] Por. Bondi 1965, s. 42.

steina, które spełniają zasadę Macha. Raine (s. 1184) nadaje regułom selekcji postać równań całkowych, w których czasoprzestrzenną metrykę uzyskuje się w postaci pewnych całek po materialnej zawartości wszechświata. Równania te, nazwane przez Raine'a machowskimi równaniami pola dla OTW, mają być spełnione tylko przez te rozwiązania równań Einsteina, które spełniają jednocześnie zasadę Macha. Koncepcja ta, moim zdaniem, rozwiązania sporu o zasadę Macha nie przybliża z dwóch powodów. Po pierwsze, równania OTW wyposażone w reguły selekcji, mające postać całek po materialnej zawartości wszechświata, wydają się trudne do przetestowania ze względu na swój *nielokalny* charakter. Po drugie, przeciwnik zasady Macha nie musi czuć się przekonany – jak się zdaje – żadnym pozytywnym testem takiej teorii, ponieważ test taki będzie on odbierał przede wszystkim jako potwierdzenie standardowej wersji OTW, która zawiera, według niego, absolutystyczne równania ruchu. Absolutysta oczekiwałby – aby czuć się pokonany – teorii, która dawałaby inne przewidywania niż standardowa wersja OTW.

Zastrzeżenia wzbudza również earmanowska analiza związków logicznych pomiędzy sporem o naturę ruchu i sporem ontologicznym substancjalizm – relacjonizm. Jak już wspomniałem, Earman próbuje unieważnić przyjmowany tradycyjnie związek *~REL ⇒ ~REL1* poprzez rozwinięcie reprezentacjonistycznej wersji manewru Sklara. Ocenę rozumowania Earmana chciałbym rozpocząć od zwrócenia uwagi na fakt, że (~REL1) ma szansę wynikać logicznie raczej z (~REL') niż, jak chciałby tego Earman, z (~REL) i zamiast (2.13) należałoby rozpatrywać związek:

$$\sim REL' \Rightarrow \sim REL1 \qquad (2.14)$$

Negacja (REL) nie pociąga za sobą logicznie substancjalizmu (~REL1), gdyż w przypadku niezachodzenia (REL) możliwa jest jeszcze machowska strategia przeciwnika substancjalizmu, strategia, z której istnienia nie zdawali sobie sprawy Newton i Leibniz i której znaczenie Earman stara się zminimalizować. Dopiero w przypadku fiaska obu strategii relacjonista i atrybutywista zmuszeni zostaną w swoich teoriach ruchu do uznania istnienia jakiejś struktury czasoprzestrzennej i substancjalizowania tym samym czasoprzestrzeni.

Oczywiście, propozycję Sklara równie dobrze można odnosić do (2.14), aby uniemożliwić inferencję z (~REL') przez *modus ponens* do (~REL1). Gdyby udało się Sklarowi lub Earmanowi stworzyć teorię ruchu, wykorzystującą absolutne przyspieszenie, traktowane jako pierwotna, monadyczna własność cząstek, wówczas ważność (2.14) byłaby rzeczywiście uchylona. Earman jednak, mimo zapowiedzi, takiej teorii nie przedstawia nawet w zarysach.

Czy jednak sama potencjalna możliwość istnienia takiej teorii nie uchyla ważności (2.14)? Sądzę, że nie, gdyż można pokazać ogólnie, iż żadna zadowalająca teoria tego typu istnieć nie może. Aby jakaś teoria ruchu mogła zostać zaakceptowana przez fizyka, musi umożliwiać ilościowe opisywanie zjawiska ruchu, np. położeń czy prędkości, która jest istotna przy obliczaniu energii. W takiej teorii przyspieszenie musi być określane liczbowo, tak jak ma to miejsce np. w teorii Newtona, gdzie przyspieszenie mierzone jest względem układów inercjalnych. Nie może to być tylko czysto jakościowa teoria stwierdzająca istnienie absolutnego przyspieszenia. W teorii, która zawierałaby absolutne przyspieszenie jako pierwotną, monadyczną własność cząsteczek, przyspieszenie nie mogłoby być określone ilościowo, gdyż nie ma względem czego go policzyć. Propozycję Sklara trudno zatem uznać za coś więcej niż „sprytny kuglarski trik",

i to bez czynienia żadnych wyjątków dla ewentualnego manewru reprezentacjonistycznego.

Należy zatem uznać ważność (2.14) i potraktować absolutność ruchu jako ważny argument na rzecz substancjalizmu. Wbrew Earmanowi można jednak powiedzieć, że nie stawia to relacjonisty w sytuacji beznadziejnej, gdyż nieistnienie relacjonistycznej teorii ruchu dla relatywistycznego zakresu prędkości nie zostało przez Earmana dowiedzione. Relacjonista może więc w dalszym ciągu szukać teorii ruchu spełniającej (REL') lub też skupić się na poszukiwaniu ogólniejszej niesubstancjalistycznej teorii zjawisk fizycznych, z której relacjonistyczna teoria ruchu będzie wynikała, zgodnie z równoważną dla (2.14) tezą:

$$REL1 \Rightarrow REL' \qquad (2.15)$$

III. GŁÓWNE ARGUMENTY W SPORZE SUBSTANCJALIZM – RELACJONIZM

Pierwszy z argumentów wysuwanych w sporze substancjalizm – relacjonizm i rozważanych przez Earmana – argument z natury ruchu – analizowany był w poprzednim rozdziale. Można bez zastrzeżeń zgodzić się z Earmanem, iż w sporze o naturę ruchu zwycięża absolutyzm. Jeżeli zgodzimy się dodatkowo na to, że absolutność ruchu pociąga za sobą substancjalność czasoprzestrzeni ((2.14) lub, jak chciał Earman, (2.13)), to natychmiast przez *modus ponens* dochodzimy do tezy o substancjalności czasoprzestrzeni. Earman co prawda starał się wspomniany związek pomiędzy sporem o naturę ruchu i ontologicznym sporem substancjalizm – relacjonizm unieważnić przez reprezentacjonistyczną wersję manewru Sklara, ale, jak starałem się pokazać pod koniec poprzedniego rozdziału, zrobił to nieskutecznie.

W tym rozdziale chciałbym rozpatrzyć pozostałe argumenty padające w sporze ontologicznym i rozważane przez Earmana, w tym kluczowy według Earmana argument – tzw. argument dziury.

1. Argument Leibniza

W swoim trzecim liście do Clarke'a Leibniz wysuwa następujący argument przeciwko substancjalności czasoprzestrzeni (1969, s. 336–337):

> Otóż powiadam, że gdyby przestrzeń była bytem absolutnym, to zachodziłoby coś, czego racji dostatecznej niepodobna podać, co jest więc wbrew naszemu pewnikowi. A oto dowód. Przestrzeń jest czymś absolutnie jednorodnym i gdy brak rzeczy w niej umieszczonych, jeden punkt nie różni się niczym od punktu drugiego. Otóż przy założeniu, że przestrzeń sama w sobie jest czymś odmiennym od porządku, w jakim pozostają ciała względem siebie, okazuje się, że niemożliwe jest, aby istniała racja, dla jakiej Bóg, zachowując te same położenia względem siebie, umieścił je w przestrzeni właśnie tak a nie inaczej, i dla jakiej nie ułożył wszystkiego na opak, zastępując (na przykład) zachód wschodem. Jeśli jednak przestrzeń nie jest niczym innym, jak tym porządkiem czy związkiem, i bez ciał jest niczym innym tylko możliwością ich umieszczenia w niej, to oba te stany – jeden taki, jaki jest, drugi zaś z założenia odwrotny – nie różniłyby się zgoła między sobą, różnica ich tkwi bowiem jedynie w naszym urojonym założeniu o rzeczywistości przestrzeni samej w sobie, ale naprawdę jeden będzie akurat tym samym, co drugi, skoro oba są absolutnie nierozróżnialne; a zatem nie ma potrzeby pytać o rację pierwszeństwa jednego z nich przed drugim.

Argument ten, jak zauważa Earman (1989b, s. 116), nie jest całkiem oryginalny. Wcześniej, w swojej drugiej odpowiedzi, Clarke sformułował podobną myśl:

Na przykład: dlaczego dany system materii miałby zostać stworzony w danym miejscu, inny zaś w innym miejscu, podczas gdy *vice versa* dałoby to ten sam skutek, albowiem wszelkie miejsce jest zupełnie obojętne dla każdej materii, zakładając, że oba systemy materialne (lub ich cząsteczki) są podobne. Przyczyna może być tylko jedna, a mianowicie prosta wola Boża. (Leibniz 1969, s. 331)

Analizując argument Leibniza, Earman (1989b, rozdz. 6) zwraca uwagę na dwie istotne rzeczy. Po pierwsze, operacja „zastępowania zachodu wschodem" może być interpretowana dwojako: albo jako obrót o 180° bądź jako odbicie zwierciadlane. Z kontekstu nie wynika jednoznacznie, o którą z tych operacji Leibnizowi chodzi. Ponieważ jednak dyskretną operację odbicia zwierciadlanego Earman analizuje w kontekście argumentu Kanta, który będę omawiał w następnym paragrafie, tu zdecydował się na interpretację argumentu Leibniza w terminach transformacji ciągłej, takiej jak obrót czy też translacja. Jeżeli przyjąć, że „przestrzeń jest czymś absolutnie jednorodnym" i że jest „bytem absolutnym" (substancjalnym), to obracając świat materialny lub też przesuwając go względem substancjalnej przestrzeni możemy w sposób nieograniczony mnożyć możliwe światy, które nie są od siebie odróżnialne fizycznie.

Po drugie, argument Leibniza ma swoje dwie wersje, z których pierwsza wykorzystuje zasadę racji dostatecznej (ZRD) („niemożliwe jest, aby istniała racja, dla której Bóg zachowując te same położenia ciał względem siebie, umieścił je w przestrzeni tak a nie inaczej"), druga zaś zasadę identyczności przedmiotów nierozróżnialnych (ZIdN) („oba te stany – jeden taki, jaki jest, drugi z założenia odwrotny – nie różniłyby się zgoła między sobą, [...] jeden będzie akurat tym samym, co drugi, skoro oba są absolutnie nierozróżnialne").

Chociaż zasadniczy cel Leibniza stanowi wykazanie, że substancjalizm jest niezgodny z ZRD i ZIdN, to jego argument można rozwinąć, jak zauważa Earman (1989b, s. 120), w duchu pojednania, zgodnym z ogólną postawą Leibniza. Relacjonista może mianowicie zastosować wspomniany już w poprzednim rozdziale manewr reprezentacjonistyczny i stwierdzić, iż rzeczywistość jest u swych podstaw relacjonistyczna, a substancjalista dostarcza tylko różnych jej opisów. „Pojednawczy" charakter takiej interpretacji argumentu Leibniza polegałby na tym, że nie przypisuje się tu substancjaliście fałszowania rzeczywistości, a jedynie niezauważanie faktu, iż „obrazy" rzeczywistości, których dostarczają jego substancjalistyczne teorie, nie odzwierciedlają rzeczywistości w stosunku jeden do jeden, odzwierciedlają ją natomiast w ten sposób, że wielu różnym substancjalistycznym opisom odpowiada dokładnie jedna i ta sama relacjonistyczna rzeczywistość.

Jeżeli chodzi o drugą wersję argumentu Leibniza, wykorzystującą ZIdN, to – jak pisze Earman (1989b, s. 118–119) – nie może mieć ona standardowej postaci, w jakiej występuje w logice 2 rzędu:

$$(P)\ [P(a) \Leftrightarrow P(b)] \Rightarrow a = b \tag{3.1}$$

gdyż jest w tej formie nieefektywna. Substancjalista może się bowiem łatwo obronić mówiąc, że zwielokrotnione przez obrót, bądź przez translację, możliwe światy różnią się właśnie własnością czasoprzestrzennej lokalizacji obiektów. Co więcej, substancjalista może przedstawić poważne racje przemawiające za włączeniem do zakresu kwantyfikatora (*P*) własności czasoprzestrzennej lokalizacji: newtonowska dynamika odwołuje się przecież do czasoprzestrzeni i jej struktury inercjalnej. Wydaje się, że w tej sytuacji jedynej możliwości ograniczenia zakresu kwantyfikatora (*P*) dostarczyć może zwolennikowi argumentu Leibniza odwołanie się do czegoś na kształt pozytywistycznego, weryfikacjonistycznego kryterium sensowności: „różnica, aby być różnicą rzeczywistą, musi być weryfikowalna" (Earman 1989b, s. 119). Jak jednak zauważa Earman (1989b, s. 123), „w epoce postpozytywistycznej nie jest niczym niestosownym odrzucić weryfikacjonizm, a w ten sposób nie sprawiłoby żadnych problemów utrzymywanie, że istnieją ontologicznie różne, ale epistemologicznie nieodróżnialne światy lub sytuacje".

Earman (1989b, s. 124) wykorzystuje również w swojej krytyce argumentacji Leibniza – a ściśle biorąc w krytyce zakładanych w tej argumentacji ZRD oraz ZIdN – interesujący kontrargument sformułowany przez Horwicha[49]. Ma on następującą postać. Załóżmy, że mamy dwie identyczne cząsteczki *A* i *B*, np. elektrony, wyposażone we własności (odpowiednio) C_A i C_B. Wyobraźmy sobie teraz inny możliwy świat, nieodróżnialny od naszego (i identyczny z nim, jeżeli obowiązuje ZIdN), w którym cząsteczki zamienią się własnościami oraz swoimi czasoprzestrzennymi lokalizacjami, w wyniku czego cząsteczka *A* będzie miała własności C_B, a cząsteczka *B* – C_A. Wynikałoby stąd, że albo ZIdN nie obowiązuje, albo też należy podać w wątpliwość istnienie takich cząsteczek, np. wspomnianych elektronów. Zakładane przez Leibniza ZRD oraz ZIdN prowadziłyby zatem do wniosku, twierdzi Earman, że cząsteczki takie nie istnieją. Przyjęcie takiej argumentacji doprowadziłoby nas wobec tego do „trudnej do przyjęcia, zubożonej ontologii, eliminującej większość z tego, w czego istnienie każe nam wierzyć fizyka" (Horwich 1978, s. 409).

Przedstawione powyżej rozumowanie Horwicha i Earmana, chociaż jest filozoficznie bardzo ciekawe, wzbudza pewne zastrzeżenia. Przyjęcie, lub odrzucenie go, zależy od tego, co zechcemy włączyć do zbioru własności, o których jest mowa w ZIdN. Jeżeli do zbioru tego zechcemy włączyć wyłącznie własności jakościowe, rozumowanie to nie może być wykorzystane do krytyki ZRD oraz ZIdN z tego prostego powodu, iż oba rozważane światy jako nieodróżnialne byłyby dla Leibniza tożsame. Sytuacja wygląda nieco inaczej, jeżeli do zbioru własności zechcemy włączyć niejakościowe własności, według zwolenników ich istnienia określane jako 'te, które decydują o tym, że dana rzecz jest tym właśnie, czym jest'[50], czyli takie, których dana rzecz nie dzieli z innymi. W takim przypadku oba wspomniane światy, w których cząsteczki zamieniły się własnościami i lokalizacjami, nie są już tożsame i kontrargument Horwicha oraz Earmana zaczyna działać skutecznie przeciwko ZRD, nie działa natomiast w dalszym ciągu przeciwko ZIdN. Należy jednak przypomnieć, iż argument Leibniza wykorzystujący ZIdN można odeprzeć włączając do zakresu kwantyfikatora (*P*) własności czasoprzestrzennej lokalizacji zdarzeń lub obiektów.

Powyższa analiza wskazuje prostą możliwość obrony przed argumentacją Leibniza – włączenie do zbioru konstytuujących indywidua własności tych, które są niejakościowe, a które mają decydować o tym, że dana rzecz jest tym, czym jest. Z kolei

[49] Horwich (1978, s. 409) kieruje swój argument przeciwko ZIdN.

[50] Własności te określane są w literaturze anglosaskiej terminem *thisness* i przeciwstawiane czysto jakościowym własnościom, określanym terminem *suchness*. *Thisness* jest odpowiednikiem tradycyjnego terminu *haecceitas*, wprowadzonego przez Dunsa Szkota. Por. Adams 1979.

zwolennik ZRD może się bronić przed zarzutem zubożania swojej ontologii, odrzucając istnienie takich własności.

Earman przytacza również inne racje przeciwko argumentowi Leibniza w wersji wykorzystującej ZRD, zinterpretowanej teologicznie. Ta wersja argumentu Leibniza dopuszcza bowiem dwie interpretacje (Earman 1989b, s. 118): kauzalną, w której ZRD stwierdza, że każde zdarzenie ma swoją przyczynę bądź też, że obecny stan wszechświata jednoznacznie determinuje przyszłe stany, oraz teologiczną, w której ZRD stwierdza, iż musi istnieć jakaś racja, która uzasadniałaby to, że Bóg urzeczywistnił taki właśnie świat, a nie inny, obrócony lub przesunięty względem substancjalnej przestrzeni. Ponieważ jednak kauzalną wersją ZRD Earman zajmuje się przy innej okazji[51], a z drugiej strony Leibniz zdaje się eksponować teologiczną wersję swojej argumentacji, Earman skupia się w tym miejscu na tej właśnie teologicznej wersji. Odeprzeć tę wersję argumentu Leibniza może, zdaniem Earmana, zwolennik substancjalizmu w dwojaki sposób. Może on, po pierwsze, przyjąć koncepcję Lewisa (1986) światów możliwych. Jeżeli założyć *realizm modalny* Lewisa, zgodnie z którym nasz świat jest tylko jednym z wielu istniejących równolegle możliwych światów, w których urzeczywistnione są wszystkie możliwości, kłopot z teologiczną wersją argumentu Leibniza natychmiast znika. Przeciwnik realizmu modalnego Lewisa może się jeszcze odwołać do teologicznych rozważań Clarke'a, przyznających Bogu prawo wyboru spośród rzeczy, które nam wydają się równie dobre:

> Jeśli jednak dwa sposoby działania są równie i jednakowo dobre [...], wówczas utrzymywać w takim przypadku, że Bóg w ogóle nie może działać bądź że nie ma w nim doskonałości, która umożliwia mu działanie, ponieważ nie może on mieć żadnej zewnętrznej racji pobudzającej go do tego, a nie do innego działania, wydaje się przeczyć temu, jakoby Bóg miał sam w sobie zasadę pierwotną czy też moc rozpoczęcia działania i że aby działać, musi z konieczności (jak gdyby automatycznie) być stale określany przez rzeczy zewnętrzne. (Leibniz 1969, s. 343–344)

Reasumując, earmanowska ocena argumentacji Leibniza jest następująca (Earman 1989b, s. 125, 136); doceniając pewną atrakcyjność tej argumentacji, nie uznaje jej jednak za wystarczająco dobrą, aby osiągnęła to, co było jej celem, czyli odrzucenie substancjalizmu. Największa wartość argumentacji Leibniza leży dla Earmana w tym, że można ją rozwinąć, przyjmując dalsze założenia, w tzw. argument dziury, który jest „dużo bardziej interesujący, jeśli nie w pełni przekonujący" (Earman 1989b, s. 125).

Earmanowska analiza argumentacji Leibniza wydaje się trafna. Jedyne, co wzbudza wątpliwości w tej analizie, to twierdzenie Earmana, że argument Leibniza, skierowany pierwotnie przeciwko substancjalizmowi, jest równie skuteczny (lub nieskuteczny) w przypadku atrybutywizmu. Earman poświęca tej sprawie zaledwie jeden akapit (1989b, s. 120). Ta sytuacja powtórzy się zresztą potem w przypadku argumentu dziury, o którym Earman też będzie twierdził (jeden akapit na s. 180), że jest równie skuteczny w przypadku atrybutywizmu. We wspomnianym akapicie (s. 120) Earman stwierdza: „wymiana ontologii punktów przestrzeni na ideologię nieredukowalnych własności przestrzennej lokalizacji ciał prowadzi do analogicznego zwielokrotnienia możliwych światów, co ściera się z teologiczną wersją ZRD oraz weryfikacjonistyczną wersją ZIdN". Być może to właśnie fakt, że Earman tak niewiele uwagi poświęcił atrybutywizmowi sprawił, iż nie zauważył on tak istotnej rzeczy, że wtedy, gdy nie ma

[51] Kauzalną wersję argumentacji Leibniza wykorzystującą ZRD Earman rozwija w argument dziury, który jest współczesną wersją argumentu Leibniza. Argument dziury przedstawię w 4 części tego rozdziału.

przestrzeni (lub czasoprzestrzeni) substancjalnej, nie ma względem czego przesuwać (lub obracać) świata materialnego i nie może być wówczas mowy o zwielokrotnianiu możliwych światów. Ujmując ten sam problem trochę inaczej, możemy stwierdzić, że jeżeli punkty przestrzeni (czasoprzestrzeni) są tylko własnościami przestrzennej (czasoprzestrzennej) lokalizacji ciał, to nie można leibnizowskim operacjom przesunięcia, obrotu lub odbicia przestrzennego nadać żadnego zrozumiałego sensu. Jakkolwiek atrybutywizm nie jest stanowiskiem, które, moim zdaniem, daje się utrzymać (argumentację przedstawię w rozdz. III, § 4.3.2), to należy stwierdzić, że argumentacja Leibniza jest w przypadku tego stanowiska całkowicie nieskuteczna. Dotyczyło to będzie w równym stopniu argumentu dziury.

2. Argument Kanta

Swój argument przeciwko leibnizowskiej, relacjonistycznej koncepcji przestrzeni Kant sformułował w 1768 roku (Kant 1768), jeszcze w okresie przedkrytycznym. W argumencie tym wykorzystuje on niezgodność kopii, powstających przy odbiciu zwierciadlanym przedmiotów tego typu jak ludzka ręka. Kopie takie nazywane są przez Kanta niezgodnymi odpowiednikami (*inkongruente Gegenstücke*)[52].

Argument Kanta (1768, s. 399) w rekonstrukcji Earmana (1989b, s. 137, 138) składa się z dwóch tez:

K1 Jeżeli wyobrazimy sobie, że pierwszą stworzoną rzeczą jest ludzka ręka, wówczas musi to być koniecznie albo prawa, albo lewa ręka.

Wynikać ma stąd, zdaniem Kanta, że relacjonistyczna teoria jest nieadekwatna, gdyż:

K2 Według relacjonistycznej teorii pierwszą stworzoną rzeczą nie mogłaby być ani prawa, ani lewa ręka, ponieważ relacje wzajemne i położenie części ręki względem siebie są dokładnie takie same w przypadku prawej i lewej ręki, które są swoimi dokładnymi zwierciadlanymi odbiciami.

Adekwatną teorią ma być, według Kanta, teoria substancjalistyczna, ponieważ zapewniać ma ona możliwość rozróżnienia pomiędzy prawym i lewym. Stwierdzona przez Kanta nieadekwatność teorii relacjonistycznej i adekwatność teorii substancjalistycznej świadczyć ma, jego zdaniem, o realności substancjalnej przestrzeni.

Relacjonista, broniąc się, może zaatakować (K1) lub (K2). Earman rozpatruje obie te możliwości po kolei. Relacjonistyczna krytyka (K1), według Earmana (1989b, s. 138, 145, 146), sprowadza się do zauważenia, że to, czy ręka jest prawa czy lewa, zależy od wzajemnych relacji tej ręki i pewnego ciała (układu) odniesienia, które samo

[52] Kant 1768, s. 198. W wydaniu angielskim („Concerning the Ultimate Foundation of the Differentiation of Regions in Space", w: *Kant: Selected Pre-Critical Writings*, red. i tłum. na jęz. angielski G.B. Kerferd i D.E. Walford, New York, Barnes and Noble, 1968), z którego korzystał Earman, termin *inkongruentes Gegenstück* przetłumaczony jest jako *incongruent counterpart*. Kant wykorzystał niezgodne odpowiedniki po 1768 r. jeszcze trzykrotnie, ale już w innym celu; w 1770 r. (*De mundi sensibilis atque intelligibilis forma et principiis*) w dowodzie, że nasza wiedza o przestrzeni jest intuicyjna, oraz w 1783 (*Prolegomena*) i w 1786 r. (*Metaphysische Anfangsgründe der Naturwissenschaft*) w argumentacji za transcendentalnym idealizmem. Por. Earman 1989b, s. 137.

jest asymetryczne. Jeżeli nie ma stosownego ciała odniesienia, sama pojedyncza ręka nie jest ani prawa, ani lewa. Jeżeli ciało takie jest wprowadzone, relacjonista chętnie się zgodzi, iż danej ręce można przypisać to, że jest prawa lub lewa, ale będzie to wynikiem zaistnienia pewnych wzajemnych relacji tej ręki i wspomnianego ciała odniesienia.

Przedstawione przez Earmana zastrzeżenia relacjonisty przeciwko (K2) są następujące. Załóżmy, że relacje pomiędzy częściami ręki ograniczone są tylko do relacji pozostawania w pewnej odległości od siebie, relacji współliniowości i relacji tworzenia pewnego kąta. W takim przypadku relacje, w jakich pozostają części danej ręki względem siebie, są rzeczywiście dokładnie takie same dla prawej i lewej ręki, które są swoimi zwierciadlanymi odbiciami. Ale, jak zwraca uwagę Earman, sytuacja substancjalisty w tymże przypadku nie jest bynajmniej wcale lepsza, gdyż dokładnie to samo dotyczy relacji zachodzących pomiędzy punktami przestrzeni, zajmowanymi przez punkty materialne należące do danej ręki. Mogłoby się wydawać, że substancjalista może rozróżnić pomiędzy prawym i lewym, rozszerzając listę relacji zachodzących pomiędzy punktami przestrzeni. Earman zauważa jednak, iż relacjonista może w podobny sposób wzbogacić listę relacji zachodzących pomiędzy częściami (lub punktami materialnymi) ręki, osiągając ten sam efekt.

Earman pokazuje również ogólnie (1989b, s. 140), że bycie prawym i lewym nie może być określone wyłącznie przez wewnętrzne relacje i wzajemne położenia części ręki względem siebie, bez względu na to, jak szeroko te relacje i położenia są rozpatrywane. Jego dowód (nie wprost) wygląda następująco. Załóżmy przez chwilę, że tego typu relacje istnieją. Wynikałoby stąd, że dla dowolnej krzywej zamkniętej można sobie wyobrazić wewnętrznie zgodny ciąg rąk wzdłuż tej krzywej, z których każda (ściśle mówiąc jej części) będzie spełniała relacje gwarantujące bycie ręką – powiedzmy – prawą. Ale nieorientowalne przestrzenie[53] (np. wstęga Möbiusa) pokazują, że tego typu wewnętrznie zgodny ciąg rąk nie jest możliwy.

Ten sam argument pokazuje, że bycie prawym lub lewym nie może być określone wyłącznie przez wewnętrzne relacje i wzajemne położenia punktów substancjalnej przestrzeni, zajmowanych przez ciało. Substancjaliście nie może również pomóc wprowadzenie dodatkowych relacji, jakie mogłyby zachodzić pomiędzy materialnymi punktami ręki (czy też punktami przestrzeni, zajmowanej przez rękę) oraz otaczającej ją, zewnętrznej przestrzeni ponieważ każda z relacji, w które wchodzi z otaczającą przestrzenią jedna z rąk, będzie dokładnie kopiowana przez relację, w które wchodzi z otaczającą przestrzenią druga ręka, będąca jej zwierciadlanym odbiciem.

Earman (1989b, s. 141) analizuje jeszcze jedną możliwą taktykę substancjalisty, zmierzającą do rozróżnienia pomiędzy prawym i lewym. Taktyka ta, zaproponowana przez Nerlicha (1973), polegałaby nie na odwoływaniu się do relacji, w jakie wchodzi ręka z poszczególnymi punktami otaczającej ją przestrzeni, a na odwołaniu się do relacji, w jaką wchodzi ręka z całą przestrzenią jako pewną jednością. Taką interpretację swojego argumentu dopuszcza również Kant: upoważnia do tego początkowy fragment jego pracy (1768), gdzie Kant pisze, iż porządek rzeczy jest odniesiony do „przestrzeni w ogóle jako pewnej jedności"[54]. Nerlich (1973, s. 342–343) uważa, że definicje niezgodnych obiektów, tego typu jak ręce, wymagają odwołania się do przestrzeni jako pewnej całości. Rozważmy jako przykład earmanowską globalną definicję obiektów, które Earman nazywa „niezgodnymi odpowiednikami" (*incongruent counterparts*)[55]:

Obiekty O i O' są *niezgodnymi odpowiednikami*, jeżeli nie można doprowadzić do pokrywania się ograniczających je powierzchni przez żaden sztywny ruch (składający się z translacji i obrotów), a można to zrobić poprzez kombinację sztywnych ruchów oraz (nieparzystej liczby) odbić[56].

Definicja taka rzeczywiście odwołuje się do całej przestrzeni jako pewnej jedności przez to, że rozważa się w niej wszystkie możliwe ruchy pewnego typu w całej przestrzeni. Earman zauważa jednak, iż można również podać lokalną definicję obiektów o podobnych własnościach. Taka lokalna definicja tego typu obiektów, które Earman nazywa dla odróżnienia „obiektami enancjomorficznymi" (*enantiomorphs*), ma u Earmana następującą postać (Earman 1989b, s. 141):

Obiekt O jest *obiektem enancjomorficznym*, jeżeli istnieje takie otoczenie N tego obiektu, które jest wystarczająco duże, aby zmieścić w sobie odbicia O, i jeżeli rezultat każdego odbicia O w N różni się od rezultatu każdego sztywnego ruchu obiektu O w N.

Definicja powyższa, podobnie jak poprzednia, jest definicją substancjalistyczną przez to, że odwołuje się do przestrzeni. Pokazuje ona, iż przy definiowaniu obiektów tego typu jak ręce nie trzeba odwoływać się do całości przestrzeni. Pokazuje ona również – dość oczywistą – rzecz, a mianowicie to, że substancjalista może wyjaśnić, na czym polega enancjomorfizm, nie dowodzi natomiast wcale tego, jak zauważa Earman, że wyjaśnienie takie jest poza zasięgiem relacjonisty. Earman pokazuje na prostych przykładach, w jaki sposób relacjonista może pracować z obiektami enancjomorficznymi. Po pierwsze, może on je opisywać, jak pokazuje przytoczony poniżej przykład. Po drugie zaś, może zastosować przedstawiony już w poprzednich paragrafach manewr reprezentacjonistyczny i może twierdzić, że absolutystyczne opisy rzeczywistości (m.in. obiektów tego typu jak ręce) są tylko pewnymi reprezentacjami rzeczywistości, która jest u swych podstaw relacjonistyczna.

Wspomniany wcześniej Earmanowski przykład relacjonistycznego opisu prostego obiektu enancjomorficznego wygląda następująco (dla uproszczenia Earman rozpatruje przestrzeń 2-wymiarową). Weźmy pod uwagę przedmiot, który składa się z jednego długiego pręta i dwóch krótszych, które są przyłączone prostopadle do dłuższego z tej samej jego strony. Jeden z prostopadłych prętów jest przyczepiony do końca długiego pręta, podczas gdy drugi, krótszy niż pierwszy, jest przyczepiony do pręta długiego w punkcie, który leży pomiędzy punktem środkowym i tym końcem długiego pręta, do którego jest przyłączony pierwszy z prostopadłych prętów. Wiele różnych absolutystycznych reprezentacji takiego relacjonistycznego opisu jest możliwych, w szczególności (a) i (b) na rys. 1[57] oraz wszystkie obiekty, które powstają w wyniku translacji i obrotów (a) i (b) (punkty strony na rysunku reprezentują punkty substancjalnej przestrzeni). Relacjonista, broniąc się przed zarzutem, że nie potrafi rozróżnić pomiędzy (a) i (b), może powtórzyć sugestię przytoczoną już wcześniej; że rozróżnienie takie, rów-

[53] Przestrzeń n-wymiarowa jest *orientowalna*, jeżeli istnieje ciągłe, nieznikające pole n liniowo niezależnych wektorów stycznych do tej przestrzeni.

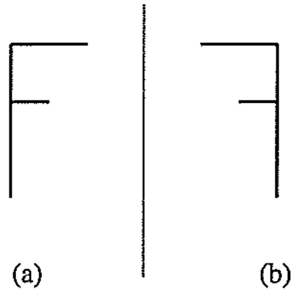
[54] Kant 1768, s. 394. Por. Earman 1989b, s. 141, 142, 215.

[55] Nerlich (1973, s. 338, 342–343) określa takie obiekty terminem „obiekty enancjomorficzne" (*enantiomorphs*), którego Earman z kolei używa w innym sensie, przedstawionym w dalszej części pracy.

[56] Earman 1989b, s. 142. Definicja ta, podobnie jak i następna obiektów enancjomorficznych, zakłada, że przestrzeń ma stałą krzywiznę, która umożliwia sztywne ruchy ciała.

[57] Rysunek przytaczam za Earmanem (1989b, s. 145).

nież w przypadku substancjalisty, zakłada istnienie ciała (układu) odniesienia, i to takiego, które jest samo asymetryczne (enancjomorficzne). Obserwator, który sam nie miałby wyróżnionej orientacji (prawej albo lewej), również nie potrafiłby rozróżnić pomiędzy (a) i (b). Musiałby on się odwoływać do istnienia wyróżnionej orientacji w przestrzeni, do czego w czasach Kanta nie było najmniejszych podstaw. Sytuację zmienia tutaj w istotny sposób dopiero odkryte niedawno, i omówione poniżej, niezachowanie parzystości w oddziaływaniach słabych.



Rys. 1. Reprezentacje obiektu enancjomorficznego

Większe kłopoty może sprawić relacjoniście wyjaśnienie, czym są niezgodne odpowiedniki ze względu na to, że ich definicja odwołuje się do globalnych własności przestrzeni, które mogą być trudne do wyrażenia w języku relacjonisty. W szczególności taką własnością, która może sprawić kłopoty relacjoniście, jest orientowalność przestrzeni. Gdyby udało się wykazać tego typu słabość relacjonizmu, obciążałoby to poważnie, jak pisze Earman, jego konto. Ale tego typu niemoc relacjonizmu do wyrażania globalnych własności czasoprzestrzeni powinna być udowodniona, a ani Kant, ani Nerlich tego niestety nie dowodzą. Rzeczą najistotniejszą w tej całej sprawie jest jednak to, że definicje tego typu, jak powyższe definicje obiektów enancjomorficznych i niezgodnych odpowiedników, jakkolwiek pozwalają absolutyście na odróżnienie przedmiotów, dla których odbicie nie jest tożsame z kombinacją translacji i obrotów od tych, które tej własności nie posiadają, nie wydają się w żaden sposób prowadzić do odróżnienia prawego od lewego. Nie czynią one zatem argumentu Kanta argumentem efektywnym.

Faktem, który zmienia w diametralny sposób sytuację argumentu Kanta, chociaż w sposób niezgodny z intencjami jego autora, gdyż Kant sądził, że to immanentne własności niezgodnych odpowiedników czynią jego argument efektywnym, jest odkrycie niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych. Zasada zachowania parzystości jest kwantowomechaniczną zasadą zachowania odpowiadającą zasadzie symetrii względem odbicia w mechanice kwantowej i jej złamanie w oddziaływaniach słabych świadczy o tym, że w oddziaływaniach tych nie jest spełniona zasada symetrii względem odbicia[58]. Earman analizuje ten fakt na przykładzie eksperymentu Crawforda et al.

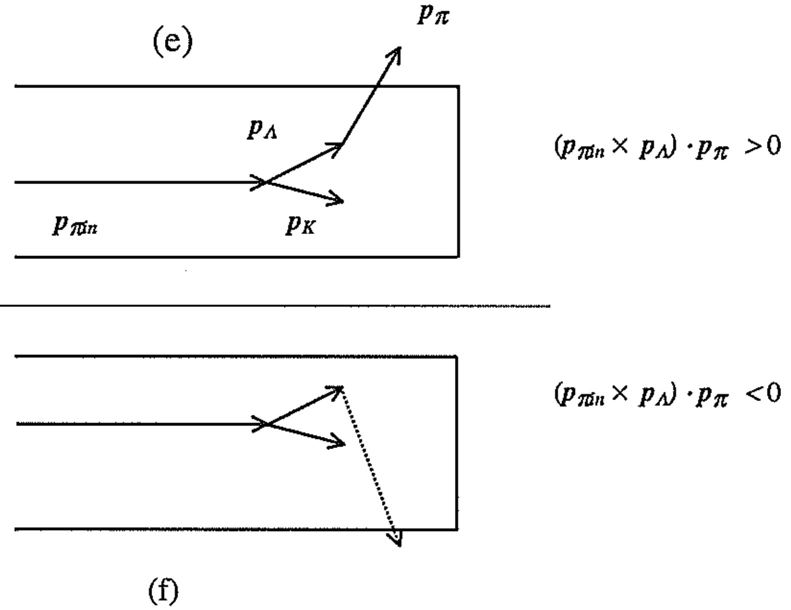
[58] Por. np. Feynman 1974, s. 395–398.

(1957), w którym wodorową komorę pęcherzykową ostrzeliwano wiązką mezonów π^-. W eksperymencie tym badano reakcję:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \tag{3.2}$$

oraz następujący po niej rozpad hiperonu Λ^0:

$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p \tag{3.3}$$



Rys. 2. Niezachowanie parzystości w rozpadzie Λ

Wektory pędów cząsteczek z pierwszej reakcji leżą w jednej płaszczyźnie, podczas gdy wektor pędu mezonu π^-, pochodzącego z rozpadu hiperonu Λ^0, jest nachylony pod pewnym kątem do tej płaszczyzny. Możliwe konfiguracje (e) i (f) pędów cząsteczek, biorących udział w reakcji, przedstawione są na rys. 2 (protony są pominięte)[59]. Gdyby parzystość była zachowana, procesy (e) i (f) jako te, które są swoimi zwierciadlanymi odbiciami, powinny mieć to samo prawdopodobieństwo, ale doświadczenie pokazuje, iż w rzeczywistości (e) dominuje. Ta wykryta eksperymentalnie dominacja procesów typu (e) może być wykorzystana do zdefiniowania prawoskrętności: „przeprowadź dużą liczbę eksperymentów z rozpadami [przedstawionymi na rys. 2], żeby zidentyfikować dominujący sposób rozpadu, wówczas wektory pędów $p_{\pi in}$, p_Λ, p_π wzięte w tej kolejności definiują układ prawoskrętny"[60].

[59] Rysunek, który pochodzi z pracy Sakurai, J.J. (1964): *Invariance Pricíples and Elementary Particles*, Princeton University Press, przytaczam za Earmanem (1989b, s. 148).
[60] Earman 1989b, s. 148.

Fakt, że odbicie zwierciadlane nie jest symetrią praw przyrody, sprawia kłopot relacjoniście, ponieważ nie ma on w swoim języku wystarczających środków niezbędnych do wyrażenia asymetrii procesów tego typu, jak (e) i (f) przedstawione na rys. 2. Dla niego procesy takie będą tylko różnymi sposobami prezentacji tego samego relacjonistycznego modelu. Mogłoby się wydawać, iż stawia to relacjonistę w sytuacji beznadziejnej. Earman uważa jednak, że tak nie jest i że może się on bronić wzbogacając swój model. Propozycja Earmanowska (1989b, s. 148–150) wygląda następująco. Relacjonista powinien wprowadzić dodatkowo do swojej koncepcji coś takiego, jak wewnętrzne własności R^* i L^*. Może on nie być w stanie opisać R^* i L^* w tradycyjnych, relacjonistycznych terminach, ale może próbować scharakteryzować je funkcjonalnie w terminach roli, jaką spełniają przy ugruntowywaniu niezachowania parzystości. Może on mianowicie twierdzić, że R^* częściej występuje i ma w związku z tym większe prawdopodobieństwo ujawniania się w wynikach eksperymentalnych niż L^*.

Earman uważa, że aby tego typu koncepcję można było potraktować poważnie, relacjonista musi powiedzieć nam coś więcej o obu tych własnościach i nie może to być tylko sprytny chwyt polegający na przypisaniu absolutystycznym stanom relacjonistycznych terminów:

> Relacjonista musi powiedzieć nam dostatecznie dużo o tych własnościach, aby przekonać nas, że jego wyjaśnienie zasługuje na to, żeby być nazwane relacjonistycznym w tym minimalnym sensie, że R^* i L^* nie są jedynie pomysłami na nazwanie absolutystycznych stanów. Jednocześnie musi jednakże istnieć jakaś wystarczająco bliska relacja pomiędzy R^* i L^* z jednej strony i absolutystycznymi stanami z drugiej, aby wyjaśnić związek pomiędzy zróżnicowanymi tendencjami [do występowania] dla R^* i L^* i obserwowaną asymetrią pomiędzy [reakcjami typu] (e) i (f). (Earman 1989b, s. 149)

Wyjaśnienie takie, jak pisze dalej Earman, powinno dotyczyć co najmniej jednego – pierwszego z dwóch niżej wymienionych – aspektów przedstawionego problemu:

i) W jaki sposób i dlaczego R^* i L^* łączą się z (e) i (f)?

ii) Dlaczego R^* manifestuje się jako (e) i L^* jako (f), a nie odwrotnie?

W kontekście proponowanej przez siebie relacjonistycznej obrony przed negatywnymi konsekwencjami niezachowania parzystości Earman przypomina stary pomysł Lee i Yanga[61], który zmierzał do uratowania symetrii praw przyrody względem odbić zwierciadlanych. Lee i Yang zastanawiali się, w jaki sposób można by pogodzić obserwowaną asymetrię procesów typu (e) i (f) z zachowaniem parzystości. Propozycja, jaką wysunęli, wygląda następująco. Wyobraźmy sobie, że istnieją dwa rodzaje elementarnych cząsteczek: π_R^-, Λ_R^0, K_R^0 oraz π_L^-, Λ_L^0, K_L^0 mające (odpowiednio) te same masy, ładunki i spiny. Parzystość byłaby zachowana, gdyby obydwa te rodzaje cząsteczek transformowały się wzajemnie na siebie przy odbiciu zwierciadlanym i gdyby wykazywały przeciwstawne asymetrie w swoich sposobach rozpadu. Pozorne złamanie zasady zachowania parzystości, stwierdzane w przeprowadzanych obecnie eksperymentach, mogłoby być spowodowane faktem, że zamieszkujemy region wszechświata, gdzie rodzaj R jest dominujący. Hipoteza Lee i Yanga nie doczekała się dotąd potwierdzenia eksperymentalnego.

Podsumowując swoją analizę argumentu Kanta Earman (1989b, s. 152, 153) stwierdza, że argument ten w swojej oryginalnej wersji jest niekonkluzywny i nie dowodzi tego, co miał dowieść, to znaczy substancjalności przestrzeni. Uwzględnienie niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych ma, według Earmana, stanowić pewną „interesującą, chociaż nierozstrzygającą różnicę". Interesującą – ponieważ argument zaczyna wówczas działać – a nierozstrzygającą – ponieważ relacjonista może, zdaniem Earmana, obronić się wprowadzając omówione wyżej wewnętrzne własności R^* i L^*:

> Jeżeli relacjonista zechce dodać wystarczającą ilość epicykli do swojej teorii, może uchylić wszelkie zarzuty wysunięte przez absolutystę. Chociaż potrzeba dodawania epicykli nie jest koniecznie oznaką fałszywości teorii, to skumulowanie zbyt dużej liczby epicykli może spowodować utratę zainteresowania teorią. (Earman 1989b, s. 153)

Oceniając earmanowską analizę argumentu Kanta, trzeba stwierdzić, że jest to analiza trafna i to w obu jej częściach: zarówno tej, która dotyczy oryginalnej wersji tego argumentu, jak i tej, która dotyczy wersji wykorzystującej niezachowanie parzystości. Jedyna rzecz, która wzbudza pewne zastrzeżenia, to sugestia zawarta we wniosku końcowym, z której by wynikało, że zaproponowana relacjoniście przez Earmana argumentacja jest wystarczająca do odparcia argumentu Kanta w rozwiniętej wersji, wykorzystującej niezachowanie parzystości. Jakkolwiek psychologicznie biorąc takie właśnie ustawienie sprawy przez Earmana wydaje się zrozumiałe[62], to jednak, jak sądzę, w przedstawionej wyżej analizie earmanowskiej trudno znaleźć podstawy do takiego właśnie stwierdzenia. Earman zaproponował pewną drogę, po której może pójść obrona relacjonisty, ale nie wypełnił jej „treścią", tzn. nie przedstawił żadnej konkretnej, możliwej do przyjęcia wersji takiej obrony. Zaproponowana przez Earmana linia obrony relacjonisty stałaby się efektywna, jak stwierdził sam Earman, dopiero po wyjaśnieniu, na czym polegają wewnętrzne własności R^* i L^*, jaki jest ich związek z reakcjami typu (e) i (f) z rys. 2 i udowodnieniu, że są one rzeczywiście „wewnętrzne". Przypomniana przez Earmana hipoteza Lee i Yanga jest tylko hipotezą *ad hoc*, niemającą potwierdzenia doświadczalnego, i na dodatek hipotezą, której grozi popadnięcie w sprzeczność z zasadą kosmologiczną głoszącą, że wszechświat jest taki sam w każdym punkcie, jeśli nie uwzględniamy lokalnych nieregularności[63]. Należałoby zatem, jak sądzę, uznać skuteczność argumentu Kanta w rozwiniętej wersji, wykorzystującej niezachowanie parzystości w oddziaływaniach słabych, a propozycję Earmana relacjonistycznej obrony przed tym argumentem potraktować jako interesującą, lecz wymagającą dalszych badań.

Argument Kanta w obu wersjach, oryginalnej i zmodyfikowanej, uwzględniającej niezachowanie parzystości w oddziaływaniach słabych, skierowany był przeciwko relacjonizmowi. Earman nie rozważa problemu, czy argument ten, w wersji uwzględniającej niezachowanie parzystości w oddziaływaniach słabych, byłby równie skuteczny w przypadku atrybutywizmu. Wydaje się jednak, że tak właśnie jest i że argument taki przemawia w równym stopniu przeciwko atrybutywizmowi, ponieważ zwolennik takiego poglądu, który może się odwoływać tylko do relacji wzajemnych oraz własności lokalizacji cząstek, podobnie jak relacjonista, nie ma w swoim języku wystarczających środków do wyrażenia asymetrii procesów tego typu, jak (e) i (f) na rys. 2.

[61] Lee, T.D., Yang, C.N., (1956): „Question of Parity Conservation in Weak Interactions", *Physical Review*, 104, s. 254–258.

[62] Earman sam konstruuje stanowisko – będzie ono przedstawione w dalszej części mojej pracy – które jest niesubstancjalistyczne i być może to powoduje, że zbyt łatwo w niektórych momentach akceptuje niedopracowane argumenty, broniące relacjonizmu.

[63] Por. np. Bondi 1965.

3. Argument Fielda

Argumentem na rzecz substancjalizmu, który został sformułowany współcześnie, jest teoriopolowy argument Fielda. Został on przedstawiony przez Fielda w trzech pracach (1980, 1985, 1989) i ma dwie wersje. We wcześniejszej z 1980 roku Field stwierdza, bez żadnych dodatkowych uzasadnień, że punkty czasoprzestrzeni muszą istnieć, ponieważ przypisywane są im w teorii pola pola fizyczne w postaci własności, liczb, wektorów lub tensorów[64]:

Z platońskiego punktu widzenia pole jest zazwyczaj określane poprzez przypisanie pewnej własności, lub pewnej liczby, lub wektora, lub tensora każdemu punktowi czasoprzestrzeni; oczywiście zakłada to, że istnieją punkty czasoprzestrzeni [...].

W tej pierwszej pracy Field zdawał się jeszcze przyjmować, jak na to wskazuje przytoczony cytat, że nie wszystkie pola muszą być własnościami czasoprzestrzeni, chociaż już wtedy przypisywał status własności polu elektromagnetycznemu: „mówiąc po platońsku, pole [elektromagnetyczne] jest po prostu przypisaniem własności punktom lub obszarom czasoprzestrzeni" (s. 114). W obu późniejszych pracach Field przypisuje już status własności wszystkim polom fizycznym, bez wprowadzania jakichkolwiek rozróżnień pomiędzy nimi, a jego argumentacja wygląda teraz następująco: teoria pola jest teorią, która przypisuje punktom czasoprzestrzeni własności polowe. A skoro pola fizyczne są własnościami punktów czasoprzestrzeni, punkty te muszą istnieć jako indywidua:

Tak jak ja to widzę, teoria pola jest po prostu teorią, która przypisuje kauzalne własności punktom czasoprzestrzeni lub pewnym obszarom czasoprzestrzeni bezpośrednio (w przeciwieństwie do [przypisywania] pośrednio, poprzez ciała, które zajmują te punkty, czy też obszary). (Lub, żeby być bardziej ścisłym, jest to teoria, która posługuje się *kauzalnymi predykatami*, odnoszącymi się bezpośrednio do punktów lub obszarów czasoprzestrzeni). Na przykład w teorii pola elektromagnetycznego każdemu punktowi czasoprzestrzeni przypisujemy natężenie pola elektrycznego i magnetycznego niezależnie od tego, czy punkt ten zajmowany jest przez materię, czy też nie. Oczywiście zakłada to substancjalizm: zgodnie z relacjonizmem nie ma żadnych punktów ani innych obszarów czasoprzestrzeni niezajmowanych przez ciała, tak że przypisywanie własności takim punktom lub obszarom nie ma sensu. W konsekwencji wydaje mi się, że fizyczną teorią, która ma być zgodna z czymś, co zasługuje na miano relacjonizmu, nie może być teoria pola. (Field 1989, s. 181)

Podobnie jak wcześniej Field w żaden sposób nie dowodził tego, że „pole jest zazwyczaj określane poprzez przypisanie pewnej własności, lub pewnej liczby, lub wektora, lub tensora każdemu punktowi czasoprzestrzeni", tak teraz nie próbuje w żaden sposób przekonać nas, dlaczego powinniśmy traktować pola fizyczne jako własności czasoprzestrzeni.

Earman przyjmuje argumentację Fielda bez zastrzeżeń, ale niestety również bez żadnych dodatkowych uzasadnień, które byłyby możliwe do przyjęcia: „uwagi Fielda

[64] Field 1980, s. 35. Alternatywą dla platońskiego punktu widzenia, o którym jest mowa w przytoczonym cytacie, jest nominalistyczna interpretacja fizyki, którą Field próbuje rozwijać w swoich pracach. Earman, który sam jest realistą pojęciowym, pomija w swoich analizach spór realizm – nominalizm, również w ujęciu Fielda. Earman pomija także w swoich analizach inną, nie mniej kontrowersyjną ideę Fielda, zgodnie z którą punkty czasoprzestrzeni mogą na siebie oddziaływać.

mogą być interpretowane jako popierające to, co nazywam substancjalizmem rozmaitościowym" (Earman 1989b, s. 155), który „jest obecnie jedyną funkcjonującą formą substancjalizmu" (Earman 1989b, s. 180) i jednocześnie ma reprezentować typowy stosunek fizyka zajmującego się teorią pola do czasoprzestrzeni. Według tej wersji substancjalizmu, jak już wcześniej pisałem (rozdz. I, § 1), w nowoczesnej, czysto polowej fizyce rozmaitość różniczkowa *M*, którą Earman utożsamia z czasoprzestrzenią, „funkcjonuje jako bazowa substancja, to jest bazowy obiekt predykacji" (Earman 1989b, s. 155), zaś pola fizyczne „muszą być interpretowane jako stany *M*" (Earman 1989b, s. 155), gdyż po odrzuceniu przez teorię względności koncepcji eteru „czasoprzestrzenna rozmaitość *M* zaczęła funkcjonować jako pewien rodzaj zdematerializowanego eteru, potrzebnego do podtrzymania pól"[65]. Ponieważ Earman w swoich rozważaniach interpretuje pola fizyczne bez żadnych rozróżnień jako własności czasoprzestrzeni[66], wydaje się nie budzić wątpliwości, że „stany *M*" traktuje tu jako własności czasoprzestrzeni. Jedyna Earmanowska próba uzasadnienia takiej interpretacji teorii pola, przywołana wyżej, używa wieloznacznej metafory „czasoprzestrzeń *M* jako pewien rodzaj zdematerializowanego eteru potrzebnego do podtrzymania pól" i być może mogłaby być zaakceptowana, ale tylko tak długo, jak długo pozostaje wieloznaczna. Każda próba jej skonkretyzowania wymaga określenia statusu ontologicznego pól fizycznych i tym samym staje się równie kontrowersyjna jak teza, którą miała uzasadnić.

Z powyższych rozważań wynika, że Earman wydaje się akceptować drugą wersję argumentu Fielda, w której polom fizycznym przypisuje się status własności. Tę pierwszą wersję Earman pomija w swoich analizach, ja nie zajmuję się nią również, w związku z tym, chciałbym się skoncentrować na krytyce tej drugiej wersji. Jeżeli zaś chodzi o tę pierwszą, to chciałbym tylko odnotować, że w tej postaci, w jakiej sformułował ją Field, nie jest ona konkluzywna, gdyż Field w żaden sposób nie dowodzi tego, iż „pole jest zazwyczaj określane poprzez przypisanie pewnej własności, lub pewnej liczby, lub wektora, lub tensora każdemu punktowi czasoprzestrzeni", a nie, na przykład, na odwrót. Relacjonista może zatem replikować tak, jak to robi np. Teller, twierdząc, że jest dokładnie odwrotnie, niż chciałby tego Field i że to właśnie polom fizycznym przypisywane są własności czasoprzestrzennej lokalizacji[67]:

Hartry Field (1980, p. 35) argumentował bardzo prosto, że aby pracować z teoriami pola, musimy mieć punkty czasoprzestrzeni jako przedmioty, o których wielkości polowe są orzekane. Ale weźmy pod uwagę fakt, że teorie względności odrzucają rozróżnienie pomiędzy masą i energią, tak że wielkości polowe, same przenoszące energię, mogą być traktowane substancjalnie. Możemy zatem odwrócić rolę orzeczenia i podmiotu. Zamiast przypisywać energię-masę w formie pola punktom substancjalnej czasoprzestrzeni, możemy według niniejszej propozycji przypisać relatywną czasoprzestrzenną lokalizację polu – energii-masie w formie pola elektromagnetycznego,

[65] W oryginale: „the space-time manifold began to function as a kind of dematerialized ether needed to support the fields" (Earman 1989b, s. 155).

[66] Np. w pracy (1989b, s. 201) Earman stwierdza: „Jak wyjaśniono w rozdziale 8, pola nie są własnościami surowego (*undressed*) zbioru punktów czasoprzestrzeni, ale raczej własnościami rozmaitości *M*, co oznacza, że pola są własnościami łącznie punktów i ich własności topologicznych i różniczkowych". Por. również Earman 1986a, s. 236, 243 (cytat przytoczony w rozdz. I, § 1).

[67] Teller (1991), s. 382. Argumentacja Tellera, chociaż skierowana przez swojego autora przeciwko drugiej wersji argumentu Fielda, może być z równym skutkiem wykorzystana do odparcia jej pierwszej wersji.

pola gęstości masy lub tym podobnym. Relatywna lokalizacja jest właśnie relacyjną własnością, to jest czasoprzestrzenną relacją odniesioną do pewnego rozpatrywanego toru.

Druga wersja argumentu Fielda, zaakceptowana, jak można sądzić, przez Earmana, jest również nieskuteczna – obciążona błędem *petitio principii*, gdyż Field przyjmuje bez żadnego uzasadnienia kontrowersyjne założenie, zgodnie z którym pola fizyczne są własnościami czasoprzestrzeni. Ponadto założona przez Fielda interpretacja pól fizycznych niezgodna jest, co będę chciał pokazać w dalszej części pracy, ze sposobem, w jaki pola fizyczne rozumiane są przez fizyków w teorii pola z wyjątkiem geometrodynamiki, która jednak nie jest kompletną teorią i jako taka nie może być alternatywą, przynajmniej obecnie, dla standardowej teorii pola.

Wyraźne luki w argumentacji Fielda spowodowały, że argumentacja ta (w swojej drugiej wersji)[68] spotkała się z krytyką (np. Malament 1982, Teller 1991, Hoefer i Ray 1992). Krytycy zwracają uwagę na to samo, o czym pisał Teller, a mianowicie, że pola fizyczne, przynajmniej niektóre, są nośnikami energii, a więc mogą być potraktowane jako substancje. Co więcej, niektórzy z nich – np. Teller w przytoczonym wyżej cytacie – twierdzą nawet, że możliwa jest relacjonistyczna interpretacja teorii pola. Można sobie również wyobrazić idącą w tym samym kierunku interpretację teorii pola w duchu atrybutywizmu – punkty czasoprzestrzeni byłyby wówczas traktowane jako własności lokalizacji bezwzględnej (tzn. niezrelatywizowanej do innych położeń) pól fizycznych.

Przytoczone wyżej dwa przykłady możliwej interpretacji teorii pola są dobrymi kontrprzykładami dla argumentacji Fielda, nie mogą natomiast być traktowane jako argumenty na rzecz relacjonizmu – pierwszy – i atrybutywizmu – drugi. Występując w tej roli, obydwa obciążone byłyby tym samym błędem *petitio principii*, którym obciążona jest argumentacja Fielda, gdyż nie widać powodów, dla których punkty czasoprzestrzeni miałyby być traktowane jako własności lokalizacji względnej lub bezwzględnej pól fizycznych, a w każdym razie nikt nie przedstawił argumentów na rzecz takiej właśnie interpretacji teorii pola.

Z proponowaną przez Fielda i Earmana interpretacją teorii pola trudno jest się zgodzić również ze względu na niepożądaną konsekwencję, do jakiej prowadzi. Tą niepożądaną konsekwencją jest traktowanie cząstek elementarnych, a nawet większych obiektów, takich jak galaktyki czy gromady galaktyk, jako własności czasoprzestrzeni. Tym samym interpretacja taka zmierza w kierunku stanowiska, które Earman nazywa hipersubstancjalizmem (*supersubstantivalism*). Weźmy pod uwagę dwa przykłady. W modelach kosmologicznych tensor napięć-energii T jest tensorem napięć-energii materii kosmicznej, w szczególnie prostym modelu przyjmuje się np., że materia kosmiczna jest pyłem, którego cząsteczkami są gromady galaktyk[69]. Jeżeli więc Field i Earman chcą traktować wszystkie pola fizyczne, w tym również pole tensora napięć-energii, jako własności czasoprzestrzeni, to – pamiętając o równoważności masy i energii – musimy uznać galaktyki za własności czasoprzestrzeni. Drugi mój przykład dotyczy cząstek elementarnych. W kwantowej teorii pola cząstki traktowane są jako kwanty pola, zaś oddziaływania fizyczne przenoszone są za pośrednictwem takich cząstek – kwantów pól, np. oddziaływania silne za pośrednictwem gluonów, oddziaływania słabe za pośrednictwem cząstek W i Z, a oddziaływania elektromagnetyczne za

[68] Pierwsza wersja argumentu Fielda jest pomijana w analizach.

[69] Por. np. Kopczyński, Trautman 1981, s. 191.

pośrednictwem fotonów. Traktowanie generalne pól fizycznych jako własności czasoprzestrzeni prowadzi zatem również w tym wypadku do niepożądanych konsekwencji – uznawania cząstek elementarnych za własności czasoprzestrzeni.

Przykłady te pokazują, jak sądzę, że jeżeli nie chcemy wpadać w skrajność, którą w tym przypadku jest interpretowanie teorii pola w duchu hipersubstancjalizmu, nie należy traktować wszystkich pól fizycznych jako własności czasoprzestrzeni. Interpretacja taka, co prawda dopuszczalna logicznie, nie jest jednak zgodna ze sposobem, w jaki jest rozumiana i używana teoria pola (z wyjątkiem geometrodynamiki). Nie możemy wielkości fizycznych, takich np. jak wspomniane wcześniej pole tensora napięć-energii T czy pola oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych, traktować jako własności czasoprzestrzeni, skoro fizycy uważają je za niezależne i istniejące na własny rachunek (chyba że ktoś świadomie chce pójść w ślady zwolenników geometrodynamiki i bronić hipersubstancjalizmu). Dla fizyka to nie własności czasoprzestrzeni biorą udział w oddziaływaniach grawitacyjnych, elektromagnetycznych, słabych czy też silnych. Jeżeli natomiast ktoś twierdzi, iż obiekty takie, jak cząstki elementarne lub galaktyki, są własnościami czasoprzestrzeni, powinien pokazać, że teoria pola z takimi obiektami jest sensowna i że może efektywnie pracować: tzn. powinien nam między innymi wyjaśnić, co to znaczy, że własności czasoprzestrzeni mają masę, energię i pęd, co to znaczy, że własności czasoprzestrzeni mogą się poruszać i co to znaczy, że mogą ze sobą oddziaływać. Znamy jedną próbę zbudowania takiej teorii. Jest nią geometrodynamika, która – chociaż interesująca – to jednak nie jest teorią kompletną: nie stworzono na przykład do tej pory kwantowej geometrodynamiki. Tego typu propozycję możemy zatem potraktować co najwyżej jako program, który może być punktem wyjścia dalszych badań, a nie jako realną alternatywę dla istniejącej standardowej teorii pola.

Jak się zdaje, jedynym takim polem, które można potraktować jako własność czasoprzestrzeni, jest pole tensora metrycznego g. Tensor metryczny określa rzeczywiście własności czasoprzestrzeni – tzn. jej własności topologiczne, afiniczne oraz metryczne, określa również krzywiznę czasoprzestrzeni[70].

Wydaje się, że przyczyną uproszczonego traktowania problemu pola, które można zaobserwować u Fielda i Earmana, może być zdarzający się niekiedy u filozofów nauki błąd ekwiwokacji, który polega na tym, iż czytając teksty fizyczne, w których występują terminy równobrzmiące lub równokształtne (chociaż odmienne znaczeniowo) z pewnymi terminami występującymi w języku filozofii, podkłada się pod nie niewłaściwe znaczenie[71]. Dla przykładu wielkości takie, jak natężenie pola elektrycznego E i pola magnetycznego H w danym obszarze czasoprzestrzeni zapisuje się w fizyce w postaci: $E(x,t)$, $H(x,t)$. Wyrażenia te przypominają swoim kształtem predykaty, których argumentami są punkty czasoprzestrzeni, a ponieważ predykaty opisują własności, mogłoby to prowadzić do błędnego wniosku, że pola elektryczne i magnetyczne są

[70] Por. np. Kopczyński, Trautman 1981, s. 151–152. Mogłoby się wydawać, że argumentacja Fielda może zacząć obowiązywać przy osłabionych założeniach, kiedy to przyjmuje się, iż jedyną własnością polową czasoprzestrzeni jest pole tensora metrycznego. Tak jednak nie jest: przeciwnik substancjalizmu mógłby wówczas bronić się mówiąc, że zarówno czasoprzestrzeń, jak i metryka, są własnościami świata materialnego (przy czym ta ostatnia np. jako własność 2 rzędu, tzn. jako własność tej własności świata materialnego, którą jest czasoprzestrzeń).

[71] Przykładem takiego błędu jest błąd Friedmana (1983, s. 219–220) w interpretacji terminu *event*. Por. Earman 1989b, s. 164.

własnościami czasoprzestrzeni. Dla fizyka zaś powyższy zapis oznacza tylko tyle, że w punkcie (x,t) natężenia pola elektrycznego i magnetycznego mają wartości E i H, a w żadnym przypadku nie oznacza on tego, że natężenia te są własnościami punktów czasoprzestrzeni.

Przedstawione tu kłopoty z interpretacją pól fizycznych, jak również podobne trudności z określeniem statusu punktów czasoprzestrzeni, są ilustracją szerszego problemu, który polega na tym, że samo przyjęcie realizmu naukowego nie rozwiązuje automatycznie wszystkich problemów ontologicznych. Mianowicie, jeżeli mamy jakąś teorię fizyczną, w której wielkości fizyczne opisane są przez pewne zmienne, to trudno podać precyzyjne kryterium, które pozwalałoby określić jednoznacznie, które z tych zmiennych są zmiennymi predykatowymi, a które zmiennymi indywiduowymi. Innymi słowy trudno jest oddzielić indywidua od własności.

Na poziomie logiki trudności z rozgraniczeniem indywiduów i własności odpowiada łatwość, z jaką można przejść od interpretowania danej zmiennej jako indywiduowej do interpretowania jej jako zmiennej predykatowej, na którą zwraca uwagę w odniesieniu do zmiennych czasoprzestrzennych sam Field (Field stosuje w swoim rozumowaniu kryterium istnienia Quine'a[72]):

> [...] jeżeli ktoś przyjmuje substancjalistyczny pogląd, zgodnie z którym kwantyfikuje po ciałach materialnych i obszarach czasoprzestrzennych, a nie kwantyfikuje i nie ma nazw dla własności ciał materialnych i obszarów czasoprzestrzeni (chociaż oczywiście używa predykatów [do mówienia] o ciałach materialnych i obszarach [czasoprzestrzeni]), wtedy nic nie może nas powstrzymać przed przemianowaniem obszarów [czasoprzestrzeni] na 'własność lokalizacji'.

Field wyciąga stąd wniosek, że to, czy obszary czasoprzestrzeni należy interpretować jako indywidua, czy jako własności, to nie jest takie istotne:

> [...] to, co jest istotne, to to, czy obszary czasoprzestrzeni istnieją ponad ciałami materialnymi; nie to, czy jeśli istnieją takie obszary, to czy są uważane za 'indywidua' czy 'własności'. (Field 1989, s. 177)

Wydaje się, że wniosek Fielda jest zbyt daleko idący i nie musimy się z nim zgadzać. Z faktu, że w konkretnym przypadku danej teorii trudno jest czasami ustalić w sposób ostateczny i nie budzący wątpliwości, czy pewna wielkość daje się zinterpretować jako indywiduum, czy też jako własność, nie należy wyciągać wniosku, że podział na indywidua i własności jest mało istotny. Zresztą problem, czy obszary czasoprzestrzeni istnieją „ponad" (*over and above*) ciałami materialnymi, nie jest wcale jaśniejszy ani prostszy do rozstrzygnięcia. Rozumowanie, które Field przeprowadził pokazuje, że samo kryterium Quine'a nie wystarcza do jednoznacznego ustalenia ontologii teorii naukowej i że potrzebne są dodatkowe kryteria. Z przykładów, które podałem wyżej, wynika z kolei, iż przy rozstrzyganiu, co jest indywiduum, a co własnością w danej teorii, z pewnością nie należy kierować się formą zapisu, który stosują fizycy. Wydaje się natomiast, że takim dodatkowym kryterium, obok rozpatrywanego już kryterium funkcjonalności teorii, które byłoby zgodne z duchem realizmu naukowego, mogłoby być kryterium, odwołujące się do tego, jak dana teoria jest konstru-

[72] Field 1989, s. 176–177. Field przyjmuje tu kryterium istnienia Quine'a „istnieć to być wartością zmiennej związanej".

owana[73]. Podobnie, jak rozpatrywane wcześniej kryterium efektywnego funkcjonowania teorii, nie jest ono precyzyjne. Jest możliwe zatem, że będące pewną próbą sprecyzowania realizmu naukowego oba kryteria nie są jednoznaczne, tzn. jest możliwe, że dopuszczają one różne interpretacje ontologiczne danej teorii. Jednakże, jak się wydaje, nic innego nam nie pozostaje. Ponieważ nie chcemy uprawiać spekulatywnej metafizyki, a pragniemy, mówiąc o tym, co istnieje, pozostawać w zgodzie ze współczesną nauką, decydujemy się na realizm naukowy. Ale nie oznacza to wcale, że możemy interpretować teorie naukowe w sposób dowolny, nie licząc się z tym, jak są one konstruowane i wykorzystywane przez ich twórców oraz użytkowników, tzn. przez naukowców.

Gdybyśmy chcieli przy ustalaniu ontologii danej teorii fizycznej ograniczyć się do powierzchownej analizy formy równań, występujących w tej teorii, wówczas rzeczywiście można dojść do wniosku podobnego do tego, który można znaleźć u Fielda. Jednak takie stosowanie realizmu naukowego byłoby dość ubogie – pozwalałoby na określenie, jakie wielkości występują w danej teorii, niewiele przy tym mówiąc o ich statusie ontologicznym. Jeżeli chcemy natomiast ten statut określić, musimy przeanalizować, jak dana teoria jest konstruowana i jak funkcjonuje. Analizując sposób konstruowania teorii, możemy sprawdzić, czy dana wielkość fizyczna wprowadzana jest do niej jako własność, czy też jako indywiduum. Analizując funkcjonowanie teorii, możemy z kolei sprawdzić, czy sposób, w jaki dana wielkość fizyczna jest rozumiana i używana, dopuszcza pewną interpretację ontologiczną. I tak na przykład, jeżeli chcielibyśmy – wracając do przykładów wcześniejszych – zdegradować wszystkie pola fizyczne do roli własności czasoprzestrzeni, a pamiętamy o równoważności masy i energii oraz o dualizmie korpuskularno-falowym, to tym samym degradujemy materię do roli własności czasoprzestrzeni, co nie byłoby zgodne ze sposobem, w jaki są rozumiane i używane wszystkie znane teorie fizyczne z wyjątkiem geometrodynamiki. Tego typu propozycję można potraktować poważnie tylko w takim wypadku, kiedy będzie jej towarzyszyła udana próba pokazania, że teoria w ten sposób zinterpretowana ma sens i może efektywnie pracować. Przypisując wielkościom fizycznym występującym w danej teorii status ontologiczny w sposób arbitralny, tak jak to robi np. Field, kiedy twierdzi, że punkty czasoprzestrzeni wyposażone we własności polowe mogą ze sobą oddziaływać, możemy dowieść co najwyżej tego, iż fizyki nie rozumiemy.

Jakkolwiek Earman nie analizował problemu, w jaki sposób należy rozstrzygnąć przynależność kategorialną konkretnych bytów, w praktyce stosował w niektórych przypadkach kryterium podobne do tego, jakie zostało sformułowane wyżej, tzn. kierował się przy ustalaniu statusu ontologicznego tym, jak teoria jest konstruowana, oraz tym, jak jest rozumiana i używana przez swoich użytkowników. Można podać dwa przykłady zastosowania takiego kryterium. Pierwszy to analizowane już przeze mnie stanowisko, które Earman nazywa „substancjalizmem rozmaitościowym". Earman uznaje czasoprzestrzeń standardowej teorii pola za substancję, ponieważ w teorii tej czasoprzestrzeń „funkcjonuje jako bazowa substancja, to jest bazowy obiekt predykacji" (1989b, s. 155), przez co, jak można sądzić, rozumie sposób, w jaki pojęcie czasoprzestrzeni ma być rozumiane i używane w teorii pola. Drugi przykład to Earmanow-

[73] Byłoby to uogólnienie metody, którą Earman zastosował chcąc udowodnić, że własności metryczne nie są własnościami esencjalnymi czasoprzestrzeni (piszę o tym w dalszej części mojej pracy – rozdz. III, § 4.3.5). Por. również Gołosz (1997, 1998).

ska analiza konstrukcji OTW. Mianowicie analizował on (1989b, s. 180, 201) proces konstrukcji równań pola OTW, aby wykazać, że własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni są własności topologiczne i różniczkowe, a nie są takimi własności metryczne.

Do sporu o esencjalność własności metrycznych powrócę w dalszej części mojej pracy, co natomiast wydaje mi się istotne w tym momencie w tym ostatnim rozumowaniu to to, że może być ono wykorzystane do wykazania substancjalności czasoprzestrzeni. Bowiem jakkolwiek Earman popełnia błąd – co starałem się pokazać – przypisując niektórym polom fizycznym w ramach standardowego ujęcia teorii pola status własności, to jednak słusznie zauważa, iż standardowy sposób konstruowania równań pola OTW[74] polega na skonstruowaniu najpierw rozmaitości różniczkowej, wyposażonej w strukturę topologiczną i różniczkową, i późniejszym wprowadzeniu na tej rozmaitości pól tensora metrycznego g i tensora napięć-energii T. Zasadniczym celem, jaki sobie przy tym stawia, jest udowodnienie tezy, że własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni są własności topologiczne i różniczkowe, a nie są takimi własności metryczne. Ma tego dowodzić, jego zdaniem, fakt, iż przypisywanie punktom czasoprzestrzeni obiektów geometrycznych zakłada, że identyczność i indywiduacja tych punktów jest już ustanowiona, w przeciwnym bowiem razie operacja wprowadzania pól fizycznych na rozmaitości M nie miałaby sensu. Rozumowanie Earmanowskie można wykorzystać do udowodnienia substancjalności czasoprzestrzeni, jeżeli zauważymy, iż niezależnie od faktu, czy pola fizyczne są własnościami, czy też nie, i niezależnie od tego, czy własności metryczne będziemy uważali za własności esencjalne, czy też nie, przypisywanie punktom czasoprzestrzeni pól obiektów geometrycznych, takich jak np. tensor napięć-energii T, świadczy o tym, że identyczność i indywiduacja punktów czasoprzestrzeni jest już ustanowiona. Punkty czasoprzestrzeni wprowadzone są do teorii jako pierwsze, nie jako własności niewprowadzonych jeszcze pól fizycznych, nie ulega zatem wątpliwości, że punktom czasoprzestrzeni należy przyznać status indywiduów.

Zaletą powyższej argumentacji jest to, iż nie przyjmuje się tutaj kontrowersyjnego założenia mówiącego, że pola fizyczne są własnościami czasoprzestrzeni, nie potrzeba tu nawet założenia, że pole tensora metrycznego jest własnością czasoprzestrzeni. Zakłada się w tym rozumowaniu natomiast to, iż przy określaniu statusu ontologicznego wielkości fizycznych występujących w danej teorii musimy wziąć pod uwagę to, jak dana teoria jest budowana i wykorzystywana przez jej użytkowników. Chciałbym podkreślić, że nie jest to założenie przyjęte *ad hoc* na potrzeby powyższego rozumowania. Właściwie rozumiany realizm naukowy musi brać pod uwagę to, jak teoria naukowa jest rozumiana przez naukowców, gdyż to nie filozof określa standardy rozumienia wielkości fizycznych występujących np. w równaniach Einsteina. Jedynie uważna analiza sposobu, w jaki dana wielkość fizyczna funkcjonuje w pewnej teorii, może pomóc nam w ustaleniu jej statusu ontologicznego, a tu konieczne – przynajmniej w niektórych przypadkach – może okazać się badanie sposobu, w jaki wielkość ta wprowadzona jest do teorii. Tego typu rozważania mogą nam pozwolić ustalić, czy wielkość ta jest wprowadzona do teorii jako indywiduum, czy też jako własność pewnych obiektów. Zaś każdej próbie narzucenia na teorię odmiennej, niestandardowej

[74] Por. np. Kopczyński, Trautman (1981), Hawking, Ellis (1973).

interpretacji powinien towarzyszyć dowód, że teoria tak interpretowana ma sens i może efektywnie pracować.

Wydaje się zatem, że teoria pola rzeczywiście substancjalizuje czasoprzestrzeń, chociaż niezupełnie w taki sposób, jak chciałby tego Field. Jest tak dlatego, iż konstruowanie teorii pola, np. OTW, polega na skonstruowaniu najpierw czasoprzestrzeni, a następnie przypisywaniu punktom czasoprzestrzeni pól obiektów geometrycznych, takich jak tensor napięć-energii T, co zakłada, że indywiduacja i identyczność tych punktów jest już ustanowiona.

Jeśli dodatkowo uwzględnić fakt, o którym pisałem wcześniej, iż jedynym polem fizycznym, któremu – jak się zdaje – przysługuje status własności czasoprzestrzeni, jest pole tensora metrycznego, to dochodzi się do wniosku, że z typową postawą fizyka zajmującego się teorią pola związane byłoby stanowisko ontologiczne, które określiłem mianem „umiarkowanej wersji substancjalizmu rozmaitościowego" (rozdz. I, § 1), zgodnie z którym status własności przypisuje się tylko polu tensora metrycznego, zaś pozostałe pola dołącza się do zbioru indywiduów. Nie jest natomiast z typową postawą związane stanowisko, które Earman nazywa substancjalizmem rozmaitościowym (rozdz. I, § 1), a zgodnie z którym wszystkie pola fizyczne traktowane są jako własności czasoprzestrzeni.

Drugi, niezależny od poprzedniego, sposób rozróżnienia różnych wersji substancjalizmu bierze pod uwagę to, czy własności metryczne są własnościami esencjalnymi, czy też nie. Rozróżnienie to okaże się mieć zasadnicze znaczenie wówczas, kiedy rozpatruje się argument dziury. Problem esencjalności własności metrycznych i jego związek z argumentem dziury będę omawiał w następnej części mojej pracy.

Do rozpatrzenia pozostaje jeszcze jeden problem: czy można zgodnie z przyjętymi przeze mnie kryteriami (założenie realizmu naukowego wraz z kryteriami budowy i efektywnego funkcjonowania teorii) zinterpretować teorię pola w duchu relacjonizmu lub atrybutywizmu. Zwolennicy takiej opcji mają do wyboru dwie drogi: mogą starać się pokazać, że da się zrekonstruować teorię pola wychodząc od bazowego zbioru indywiduów, którymi byłyby zdarzenia fizyczne (np. zdarzenia polowe) oraz własności lokalizacji relatywnej (czyli pewnych relacji) lub bezwzględnej tych zdarzeń, lub też powinni zbudować alternatywną w stosunku do istniejącej teorię pola, która wychodziłaby właśnie od wspomnianego wyżej bazowego zbioru indywiduów (zdarzeń fizycznych) i ich własności. Obie te możliwości wydają się jednak równie mało obiecujące.

Zwolennik pierwszego z wymienionych sposobów musi uporać się z dwiema – co najmniej – trudnościami. Pierwsza z nich to istnienie pustych rozwiązań de Sittera równań pola OTW, które przedstawiają świat pusty (tensor napięć-energii $T_{ik} = 0$). Zwolennik niesubstancjalistycznej interpretacji teorii pola będzie miał poważne kłopoty z ustaleniem, własnością czego jest czasoprzestrzeń w tego typu rozwiązaniach. Będzie on musiał zapewne odrzucić te rozwiązania jako niefizyczne, ale cena, jaką za to zapłaci – odrzucenie pewnej części współczesnej kosmologii – jest dość wysoka. Druga trudność – co wynika z przeprowadzonej przez Earmana (1989b, s. 194–195) krytyki konstruktywistycznej wersji relacjonizmu – jest być może jeszcze poważniejsza. Earman analizuje taką wersję relacjonizmu jako jedną z możliwych reakcji na argument dziury – reakcją, która ma uratować determinizm teorii ogólnie współzmienniczych, takich jak na przykład OTW.

Earmanowska krytyka konstruktywistycznej wersji relacjonizmu wygląda następująco. Rozpatrzmy możliwy proces rekonstrukcji teorii pola, wychodzący od bazowego zbioru indywiduów, którym jest zbiór zdarzeń fizycznych E, wyposażony w pewne relacje, jako które można wybrać (idąc w ślady szkoły Reichenbacha) np. relacje poprzedzania czasowego T, przyczynowego C i – powiedzmy – koincydencji czasoprzestrzennej K. Trudności rozpoczynają się już na samym początku; powinno nim być wyjście od *plenum* zdarzeń fizycznych. Co to znaczy plenum dla substancjalisty, dobrze wiemy – zdarzenia fizyczne powinny pokrywać całą czasoprzestrzenną rozmaitość M. Ale jak ma to wyrazić przeciwnik substancjalizmu w przyjętym przez siebie języku zdarzeń i relacji pomiędzy nimi, bez wprowadzania tylnymi drzwiami dobrze rozwiniętej teorii czasoprzestrzennej rozmaitości różniczkowej? Może on np. spróbować stopniowo odtwarzać strukturę rozmaitości różniczkowej poprzez następujące kolejne operacje:

1. Wprowadzenie punktów p czasoprzestrzeni P (np. jako klas równoważności relacji koincydencji czasoprzestrzennej K; $p = [e]_K$, $e' \in [e]_K \equiv K(e, e')$, gdzie e, $e' \in E$, zaś $[e]_K$ jest klasą równoważności relacji K).

2. Wprowadzenie na zbiorze P tak określonych punktów czasoprzestrzeni relacji podobnych do tych, które są określone na zbiorze zdarzeń E (relacja danego typu – np. poprzedzania czasowego T_p – zachodzi pomiędzy dwoma punktami czasoprzestrzeni $p_1, p_2 \in P$, czyli $T_p(p_1, p_2)$, wtedy i tylko wtedy, gdy relacja T zachodzi pomiędzy dwoma dowolnymi elementami $e_1 \in p_1$, $e_2 \in p_2$ odpowiednich klas równoważności, czyli $T(e_1, e_2)$.

3. Wprowadzenie topologii na zbiorze punktów czasoprzestrzeni P (np. jako topologii indukowanej na P przez wzięcie jako bazy zbiorów otwartych zbiorów postaci $I^+(p) \cap I^-(q)$, gdzie $p, q \in P$, $I^+(p) \equiv \{p' \in P: T_p(p, p')\}$, $I^-(q) \equiv \{q' \in P: T_p(q', q)\}$).

Wprowadzenie struktury różniczkowej do takiej przestrzeni topologicznej punktów czasoprzestrzeni wydaje się niemożliwe bez popadania w błędne koło; przestrzeń topologiczna nie musi być spójna, czyli – odwołując się do intuicji – nie musi być „ciągła" (może być np. dyskretna), tymczasem do wprowadzenia struktury różniczkowej konieczna jest taka „ciągłość". Aby zatem wprowadzić strukturę rozmaitości różniczkowej, trzeba założyć, że zbiór zdarzeń fizycznych E tworzy plenum – i to czasoprzestrzenne – czyli to, do czego chcieliśmy dojść. Procedura taka grozi w ten sposób wpadnięciem w błędne koło. Wprowadzenie monadycznych własności czasoprzestrzennej lokalizacji zdarzeń niczego nie zmienia na lepsze w powyższym rozumowaniu. W każdym razie ciężar dowodu, że można odtworzyć OTW wychodząc od zbioru zdarzeń fizycznych E, w tym m.in. że można wyrazić czasoprzestrzenną ciągłość w języku relacjonisty, czy też języku zwolennika atrybutywizmu, spoczywa na zwolennikach tych stanowisk ontologicznych.

Jeżeli chodzi o drugi człon alternatywy, przed którą stoi przeciwnik substancjalizmu – zbudowanie alternatywnej teorii pola, która wychodziłaby od bazowego zbioru zdarzeń – to autor niniejszej pracy nie zna żadnej udanej próby takiej realizacji. Będę chciał pokazać w dalszej części mojej pracy (rozdz. IV), że nie można również za udaną niesubstancjalistyczną interpretację teorii pola uznać propozycji Earmana, opierającej się na idei Gerocha zbudowania nowej wersji OTW, wyrażonej w języku algebr Einsteina.

4. Argument dziury

4.1. Einsteina argument dziury

Najważniejszym argumentem, tzn. wpływającym w decydujący sposób na spór substancjalizm – relacjonizm, jest, według Earmana, argument dziury. Argument ten odkryty został przez Einsteina w 1913 roku, a o trudnościach, jakie sprawia jego interpretacja, najlepiej może świadczyć fakt, że problem ten opóźnił uzyskanie przez Einsteina ostatecznej postaci równań pola OTW o 2 lata[75].

Einstein był przekonany, że rozkład energii-masy (w postaci tensora napięć-energii T^{ik}) powinien determinować metrykę g. Aby sprawdzić, czy postulowane przez niego równania pola spełniają ten warunek, rozważał taką możliwą sytuację, w której mamy pewien pusty ($T^{ik} = 0$) obszar H czasoprzestrzeni ('dziurę') i zastanawiał się, czy metryka wewnątrz tego obszaru jest jednoznacznie wyznaczona przez T^{ik}. Ponieważ równania pola są ogólnie współzmiennicze, dla dowolnej transformacji d, będącej odwzorowaniem dyfeomorficznym[76], jeżeli tylko $\langle M, g, T\rangle$ jest rozwiązaniem równań pola, rozwiązaniem będzie również $\langle M, g', T'\rangle$, otrzymany w wyniku zastosowania transformacji d do modelu $\langle M, g, T\rangle$. Możemy wybrać transformację d w taki sposób, aby była identycznością na zewnątrz H, a nie była identycznością wewnątrz H (obie składowe d muszą się łączyć w sposób gładki na brzegach H). Wówczas ze względu na to, że $T^{ik} = 0$ wewnątrz H, tensor T'^{ik} również musi znikać wewnątrz H, czyli równość $T'^{ik} = T^{ik}$ zachodzi na całej rozmaitości. Otrzymujemy zatem dwa rozwiązania równań pola $\langle M, g, T\rangle$ i $\langle M, g', T\rangle$, które mają ten sam tensor T^{ik} w całej czasoprzestrzeni, różnią się zaś metryką wewnątrz H, tzn. wewnątrz H mamy

$$g'(x) \neq g(x) \tag{3.4}$$

gdzie g i g' są funkcjami *tego samego* punktu w *tym samym* układzie współrzędnych, tzn. zmienne x po obu stronach równania otrzymują te same numeryczne wartości. Przyjmując, że oba rozwiązania odnoszą się do tego samego układu współrzędnych,

[75] Argument ten Einstein przedstawił w czterech pracach napisanych w latach 1913–1914 (dwie napisane wspólnie z M. Grossmannem): Einstein (1914a, b), Einstein, Grossman (1913, 1914). Por. również Einstein (1933), s. 10–11, Kopczyński, Trautman (1981), rozdz. XI, Stachel (1986), s. 1859, Maudlin (1990), s. 555–561, Earman (1989b), s. 175–177, 186–189.

[76] Odwzorowanie nazywamy *odwzorowaniem dyfeomorficznym* (*dyfeomorfizmem*) jeżeli jest różniczkowalną w sposób ciągły bijekcją, taką że odwzorowanie odwrotne też jest różniczkowalne w sposób ciągły. Earman i Norton (1987), podobnie zresztą jak np. Maudlin (1989), Butterfield (1987, 1989) czy Earman (1986a, 1989b), używają terminu „dyfeomorfizm" wyłącznie dla odwzorowań punktowych (aktywnych) z jednej rozmaitości na drugą $d: M \rightarrow M'$, przypisujących każdemu punktowi $p \in M$ jego obraz $d(p) \in M'$. Ponieważ jednak takiej jednoznaczności nie ma w pracach z zakresu fizyki, gdzie dyfeomorfizm bywa często rozumiany biernie jako transformacja współrzędnych (np. Kopczyński, Trautman 1981), z drugiej zaś strony z każdemu odwzorowaniu punktowemu odpowiada pewna (bierna) transformacja współrzędnych (por. Wald 1984, s. 394 oraz przypis 86 tej pracy), dla uniknięcia nieporozumień – tam gdzie to jest konieczne – będę dodawał, czy chodzi o dyfeomorfizm rozumiany aktywnie czy też biernie. Einstein, o czym piszę dalej, w swoim argumencie dziury z lat 1913–1914 stosował dyfeomorfizm w interpretacji aktywnej.

Einstein stosował tym samym w powyższym rozumowaniu aktywną interpretację transformacji d.

Wynik ten oznacza, przy przyjętych założeniach ogólnej współzmienniczości równań pola oraz jej aktywnej interpretacji, że tensor T^{ik} nie wyznacza jednoznacznie metryki g oraz pociąga jako swoją oczywistą konsekwencję indeterminizm: stan układu na zewnątrz H nie determinuje stanu układu wewnątrz H. Einstein początkowo winą za ten brak determinacji obarczał przyjętą ogólną współzmienniczość równań pola. Jednakże po dwóch latach zmagań z tym problemem w 1915 roku uznał ponownie, że równania pola muszą być ogólnie współzmiennicze i nie prowadzi to bynajmniej do złamania determinizmu, gdyż wszystkie doświadczenia fizyczne mają sprowadzać się do badania koincydencji zdarzeń punktowych, zachodzących w tym samym miejscu i w tym samym czasie, a dyfeomorfizmy zachowują takie koincydencje.

Potem poglądy Einsteina na ten problem ewoluowały, jak zauważa Earman (1989b, s. 188–189), od dającego się zauważyć w przedstawionym rozumowaniu wąskopozytywistycznego widzenia rzeczywistości fizycznej w kierunku poglądu, zgodnie z którym istotną rolę zaczynają pełnić pola fizyczne, szczególnie pole tensora metrycznego. I tak w pracy (1933, s. 10), w której Einstein opisywał powstawanie OTW, pisał:

> Istotne fizyczne znaczenie przysługuje tylko metryce Riemanna, nie współrzędnym ani ich różnicom. Wraz z tą ideą została znaleziona umożliwiająca pracę podstawa dla ogólnej teorii względności.

Podobne stwierdzenia znaleźć można w napisanym w 1952 roku dodatku do 15 wydania *Relativity. The special and General Theory* (Einstein 1961, s. 155):

> Jeżeli sobie wyobrazimy, że zostaje usunięte pole grawitacyjne, tzn. funkcje g_{ik}, nie pozostaje wówczas przestrzeń typu (I) [czasoprzestrzeń Minkowskiego], ale absolutnie nic, nie pozostaje nawet „topologiczna przestrzeń". Bowiem funkcje g_{ik} opisują nie tylko pole, ale również jednocześnie topologiczne i metryczne strukturalne własności rozmaitości. Przestrzeń typu (I), oceniana z punktu widzenia ogólnej teorii względności, nie jest przestrzenią bez pola, ale specjalnym przypadkiem pola g_{ik}, dla którego – w zastosowanym układzie współrzędnych, który sam w sobie nie ma obiektywnego znaczenia – funkcje g_{ik} mają wartości, które nie zależą od współrzędnych. Nie istnieje coś takiego jak pusta przestrzeń, tj. przestrzeń bez pola. Czasoprzestrzeń nie posiada samodzielnej egzystencji, a tylko [egzystencję] jako strukturalna własność pola.

Przytoczone wyżej dwa cytaty z prac Einsteina, jeśli pominąć ostatnie zdanie z drugiego cytatu, stwarzają pokusę interpretowania go w duchu metrycznego esencjalizmu[77], czyli takiego poglądu, który przypisuje czasoprzestrzeni wyposażonej we własności metryczne jako własności esencjalne, substancjalność. Tak robi np. Stachel, opisując zmagania Einsteina z argumentem dziury w latach 1913–1915:

> Główną trudnością tutaj było zauważenie, że punkty czasoprzestrzennej rozmaitości (zdarzenia w interpretacji fizycznej) nie są indywidualizowane *a priori*, lecz dziedziczą swoją indywiduację, że tak powiem, po polu metrycznym. (Stachel 1986, s. 1859)

Nie wydaje się jednak, żeby tego typu interpretacja Einsteina w duchu metrycznego – lub innego typu – substancjalizmu, była trafna. We wstępie bowiem do tego samego 15 wydania *Relativity* Einstein, odnosząc się do swojego dodatku, z którego fragment przytoczyłem wyżej, napisał (1961, s. VI):

[77] Earman określa takie stanowisko terminem „esencjalizm" lub „metryczny esencjalizm". Dokładniej omawiam ten pogląd w dalszej części tego rozdziału (§ 4.3.5).

> Pragnąłem pokazać, że czasoprzestrzeń nie jest koniecznie czymś, czemu można przypisać odrębną egzystencję, niezależnie od realnych obiektów fizycznej rzeczywistości. Fizyczne obiekty nie są *w przestrzeni*, a raczej obiekty te są *przestrzennie rozciągłe*. W ten sposób koncepcja „pustej przestrzeni" traci swój sens.

Einstein tutaj wyraźnie neguje tę podstawową intuicję substancjalisty, którą jest traktowanie czasoprzestrzeni jako 'pojemnika' dla zdarzeń oraz rzeczy i raczej opowiada się za negującym substancjalizm traktowaniem czasoprzestrzeni jako własności (strukturalnej) świata fizycznego, rozumianego szeroko z uwzględnieniem pól fizycznych. Wyraźnie na to wskazuje ostatnie zdanie przytoczonego wcześniej cytatu: „Czasoprzestrzeń nie posiada samodzielnej egzystencji, a tylko [egzystencję] jako strukturalna własność pola"[78].

4.2. Earmana – Nortona argument dziury

Einsteinowski argument dziury z lat 1913–1914 pociąga za sobą – jeżeli zechcemy uznać jego poprawność – dwie konsekwencje: niezdeterminowanie metryki g przez tensor napięć-energii T oraz indeterminizm. Stosunek Earmana do pierwszego z tych problemów przedstawiałem już wcześniej (rozdz. II, § 6). Earman argumentował wówczas przekonująco, w niezależny od argumentu dziury sposób, że tensor T nie może jednoznacznie wyznaczać metryki g. To co Earmana najbardziej interesuje w Einsteinowskim argumencie dziury, to druga z możliwych konsekwencji – indeterminizm – i z tego to właśnie powodu Earman wraz z Nortonem powrócili w 1986 roku do Einsteinowskiego pomysłu[79]. Obaj autorzy uważają – co będę chciał pokazać – że teoriom ogólnie współzmienniczym można przypisać indeterminizm wówczas, gdy zakłada się substancjalność czasoprzestrzeni. Earman analizował ten sam problem również w dwóch innych pracach (1986a, 1989b)[80], przy czym ta ostatnia praca zawiera również odpowiedź na krytykę, z jaką spotkała się argumentacja Earmana i Nortona, zawarta w artykułach z lat 1986, 1987.

Przedstawiając własną wersję argumentu dziury, Earman i Norton przyjmują dwa istotne założenia dotyczące metafizycznego statusu czasoprzestrzeni, które potem Earman powtarza w swoich pracach (1986a, 1989b). Zakładają oni mianowicie, że

1) czasoprzestrzeń jest substancją

[78] Einstein 1961, s. 155. W oryginale: „Space-time does not claim existence on its own, but only as a structural quality of the field". Antysubstancjalistyczne nastawienie Einsteina w przytoczonych cytatach jest tak wyraźne, że trudno zrozumieć, jak Earman mógł dojść do wniosku (Earman 1989b, s. 188–189, 195–196), że substancjalista, nawet odwołujący się do strukturalizmu (stanowisko to będzie omówione w § 4.3.4 tego rozdziału), może z równym powodzeniem jak relacjonista powoływać się na przytoczone tu zdanie Einsteina: czasoprzestrzeń, która jest własnością pola, nie może przecież być traktowana jako substancja.

[79] Earman, Norton 1987. Autorzy ci przypisują (s. 516) ponowne odkrycie argumentu Einsteina w wersji z lat 1913–1914 z aktywną interpretacją ogólnej współzmienniczości – Stachelowi. Stachel przedstawił ten problem w referacie „Einstein's Search for General Covariance", który wygłosił w 1980 roku w Jenie na IX Międzynarodowej Konferencji poświęconej Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji.

[80] Earman (1986a, s. 235–236, 1989b, s. 183–184). Pierwsza z wymienionych tu prac, mimo iż nosi wcześniejszą datę wydania niż wspólny artykuł Earmana i Nortona (1987), została napisana później.

2) czasoprzestrzeń powinna być identyfikowana z 'gołą' rozmaitością różniczkową M, tzn. własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni są własności topologiczne i różniczkowe, a nie są takimi własności metryczne[81]. Pola fizyczne, takie jak pole tensora metrycznego g czy pole tensora napięć – energii T, traktowane są przez obu autorów jako zawarte w czasoprzestrzennym 'pojemniku'.

Earman (1989b, s. 180) próbował osłabić powyższe założenia, twierdząc, że aby argument dziury mógł być skuteczny, wystarczy założyć, iż punkty czasoprzestrzeni są nieredukowalnymi, monadycznymi własnościami czasoprzestrzennej lokalizacji. Będę jednak chciał pokazać w dalszej części mojej pracy (s. 85–86), że przy takich założeniach argument ten przestaje działać. Jeśli chodzi o drugie założenie, to wybór języka, w jakim zostało ono sformułowane, uzasadniony jest tym, że Earman i Norton rozpatrują tylko teorie, które mają modele w postaci rozmaitości różniczkowej M z określonymi na niej polami, m.in. polem tensora metrycznego g.

Problem, jaki pojawia się w związku z przyjętym przez Earmana i Nortona ogólnym założeniem substancjalności czasoprzestrzeni (1), to kwestia, jak rozumieć tę substancjalność. Rozważając ten problem, autorzy dochodzą do wniosku, że aby można było przeprowadzić konstrukcję dziury, nie jest konieczne zakładanie żadnej konkretnej postaci substancjalizmu. Wystarcza w tym celu pewien warunek minimum, który musi być spełniany, ich zdaniem, przez wszystkie możliwe postacie substancjalizmu. Warunek ten autorzy nazywają *probierzem substancjalizmu* i wywodzą go od Leibniza. Wygląda on następująco; jeżeli wszystko w świecie byłoby przesunięte, powiedzmy, o 3 metry na wschód, zachowując wszystkie relacje pomiędzy ciałami, to czy otrzymalibyśmy inny świat? „Substancjalista musi odpowiedzieć tak, ponieważ wszystkie ciała w świecie mają teraz inne przestrzenne lokalizacje" (1987, s. 521).

Założenie (2) dostarcza dalszego uszczegółowienia sensu, w jakim obaj autorzy rozumieją substancjalność czasoprzestrzeni. Earman i Norton (1987, s. 518–519) podają kilka powodów, dla których, ich zdaniem, o ile stoimy na stanowisku substancjalizmu, musimy uznać, że to 'goła' rozmaitość M reprezentuje czasoprzestrzeń:

A) Taki pogląd ma wynikać „w sposób naturalny" (1987, s. 518) z lokalnego formułowania czasoprzestrzennych teorii, gdzie „wszystkie geometryczne struktury, takie jak metryka czy operator różniczkowania, traktujemy jako pola zdeterminowane przez równania różniczkowe cząstkowe. Zatem patrzymy na gołą rozmaitość – 'pojemnik' dla tych pól – jako na czasoprzestrzeń" (1987, s. 518).

B) W tensor metryczny w OTW wcielone jest pole grawitacyjne i w ten sposób pole tensora metrycznego, podobnie jak inne pola fizyczne, staje się nośnikiem energii i pędu, reprezentowanych przez pseudotensor napięć-energii pola grawitacyjnego. „Pseudotensorowa natura tej wielkości sprawia, że jej status staje się problematyczny. Niemniej wciąż jeszcze można uważać, że energia i pęd są niesione przez metrykę w sposób, który wymusza jej klasyfikację jako części zawartości czasoprzestrzeni" (1987, s. 519).

C) Rozpatrzmy falę grawitacyjną rozchodzącą się w przestrzeni. Fala taka niesie energię, która może być zamieniona na inne formy energii, np. energię cieplną lub świetlną. „Jeśli nie klasyfikujemy takich niosących energię struktur, jak fale, jako zawartych wewnątrz czasoprzestrzeni, wówczas nie widać, jak można w spójny sposób przeprowadzić rozdział pomiędzy pojemnikiem i tym, co jest zawarte wewnątrz niego" (1987, s. 519). Ewentualne alternatywne rozwiązanie w postaci podziału metryki na niezaburzone tło i zaburzającą falę, zaproponowane z nadzieją, że tylko ta ostatnia będzie mogła być potraktowana jako zawarta wewnątrz czasoprzestrzennego pojemnika, Earman i Norton odrzucają, ponieważ nie istnieje niearbitralny sposób przeprowadzenia takiego podziału (1987, s. 519).

[81] Earman, Norton 1987, s. 518–519, Earman 1989b, s. 180, 201.

D) Traktowanie metryki jako części czasoprzestrzennego pojemnika prowadzi do trywializacji substancjalizmu w przypadku zunifikowanej teorii pola typu rozwijanego przez Einsteina, w którym cała materia reprezentowana jest przez uogólniony tensor metryczny. W takim przypadku nie pozostałoby bowiem już nic zawartego wewnątrz czasoprzestrzeni, w związku z czym substancjalizm stwierdzałby w zasadzie niezależne istnienie całego wszechświata (1987, s. 519).

Do tych argumentów Earman dodał jeszcze kilka nowych w pracy (1989b). Argumenty te będą przedyskutowane łącznie w dalszej części tego rozdziału (§ 4.3.5) – poświęconej esencjalizmowi, czyli stanowisku, które pozostając na gruncie substancjalizmu, rozszerza listę własności esencjalnych czasoprzestrzeni poza zbiór własności topologicznych i różniczkowych.

Oprócz przedstawionego powyżej założenia dotyczącego metafizycznej natury czasoprzestrzeni, Earman i Norton (1987), a następnie sam Earman (1986a, 1989b), przyjmują pewne założenia, ograniczające klasę teorii, do których ma się odnosić konstrukcja dziury. Lista warunków, nałożonych na wspomnianą klasę teorii i zaproponowanych przez Earmana i Nortona (1987), zawiera dwie pozycje (pozycje 1° i 2° na przedstawionej niżej liście). W dwóch następnych pracach (1986a, 1989b) Earman dołączał jeszcze trzeci (pozycja 3° na liście)[82]. Ten trzeci warunek nie jest konieczny do tego, aby argument dziury dał się zastosować do danej teorii, o czym najlepiej świadczyć może fakt jego nieobecności w pracy (1987), a jego rola sprowadza się – jak można sądzić wobec niejasności przedstawienia tej kwestii przez Earmana – do ratowania determinizmu takich tradycyjnie uznawanych za deterministyczne teorii, jak np. newtonowska[83]. Wspomniane trzy warunki, nałożone na teorie, których ma dotyczyć konstrukcja dziury, wyglądają następująco:

1° Muszą to być teorie czasoprzestrzeni, które mają modele postaci $\langle M, O_1, O_2,\ldots, O_n\rangle$, gdzie M jest rozmaitością różniczkową, O_i są polami obiektów geometrycznych na M, a n pewną dodatnią liczbą całkowitą. Każdy z modeli spełniać musi równania pola w postaci:

$$O_k = 0,\ O_{k+1} = 0,\ldots,\ O_n = 0 \tag{3.5}$$

gdzie każdy z obiektów O_k pojawiających się w równaniach pola jest tensorem.

2° Muszą to być lokalne teorie czasoprzestrzeni, czyli takie, które wyrażone są przez lokalne równania różniczkowe dla obiektów geometrycznych O_i. Warunek lokalności Earman i Norton (1987, s. 517) wyrażają precyzyjniej w następujący sposób:

Teoria czasoprzestrzeni jest *lokalną teorią czasoprzestrzeni*, jeżeli spełnia dwa warunki; warunek 1° oraz tzw. warunek pełności (*completeness condition*):

[82] Wszystkie trzy warunki Earman przedstawia *explicite* na s. 235 swojej pracy (1986a).

[83] Teoria newtonowska dopuszcza nieograniczenie duże prędkości ciał materialnych, co stwarza zagrożenie dla determinizmu tej teorii (por. Earman 1986b, rozdz. III). Tego typu zagrożenia dla determinizmu teorii newtonowskiej będę w swojej pracy pomijał, podobnie jak robi to Earman.

Warunek pełności

Jeżeli teoria czasoprzestrzeni posiada modele postaci $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$, które spełniają równania pola (3.5), wtedy każda (n+1)-tka powyższej postaci spełniająca równania pola jest również modelem teorii.

3° Muszą to być takie teorie, które zakładają „*zmienność* czasoprzestrzeni w tym sensie, że pola obiektów geometrycznych, które charakteryzują strukturę czasoprzestrzeni, nie są dane *ab initio*, lecz są uważane za obiekty dynamiczne na równi z innymi polami" (Earman 1986a, s. 235).

Chciałbym przedyskutować teraz warunki 1° i 2° oraz wyprowadzić na ich podstawie argument dziury, tak jak to robią Earman i Norton (1987), po czym przejdę do analizy warunku 3° i roli, jaką spełnia ten warunek w późniejszych pracach Earmana (1986a, 1989b).

Warunki 1° i 2° nie stanowią, wbrew pozorom, istotnego ograniczenia. OTW jest standardowo prezentowana w ten sposób[84], zaś, jak zauważają Earman i Norton (s. 517, 518), również STW i klasyczne teorie czasoprzestrzeni, takie jak elektrodynamika czy kinematyka newtonowska, mogą być sformułowane jako lokalne teorie czasoprzestrzeni w powyższym sensie. I tak np. STW może być przedstawiana jako teoria, która posiada modele postaci $\langle M, g_{ij}, R^i_{jkl}\rangle$, gdzie R^i_{jkl} jest tensorem Riemanna – Christofella, zaś g_{ij} może być którąkolwiek z wielu możliwych metryk Minkowskiego zdefiniowanych na M, spełniających równania pola postaci:

$$R^i_{jkl}(g) = 0 \qquad (3.6)$$

Z kolei kinematykę newtonowską można przedstawić jako teorię posiadającą modele postaci $\langle M, \Gamma^i_{jk}, h^{ij}, t_i, R^i_{jkl}, t_{i\|k}, h^{ij}_{\|k}, h^{ij}t_i\rangle$, gdzie h^{ij} i t_i są (odpowiednio) przestrzenną i czasową metryką, R^i_{jkl} jest tensorem krzywizny dla danej koneksji afinicznej Γ^i_{jk}, zaś symbol '$_\|$' oznacza pochodną kowariantną ze względu na tę koneksję.

Równania pola mają tutaj postać[85]:

$$R^i_{jkl} = 0 \qquad (3.7)$$
$$t_{i\|k} = 0 \qquad (3.8)$$
$$h^{ij}_{\|k} = 0 \qquad (3.9)$$
$$h^{ij}t_i = 0 \qquad (3.10)$$

Warunek lokalności 2° gwarantuje, jak pokazują Earman i Norton (s. 520), ogólną współzmienniczość rozpatrywanej klasy teorii, interpretowaną przez nich aktywnie. Ogólna współzmienniczość jest zazwyczaj interpretowana biernie jako niezmienniczość równań danej teorii względem dowolnej transformacji współrzędnych $x^\mu \to x'^\mu$, która pozwala na opis tej samej sytuacji fizycznej w nowym układzie współrzędnych $\{x'^\mu\}$[86]. Ogólna współzmienniczość *interpretowana aktywnie* oznacza coś innego (Earman, Norton 1987, s. 520):

[84] Earman i Norton (1987, s. 518, przypis 1) zwracają uwagę na to, że używane czasami wariacyjne sformułowanie OTW nie wykorzystuje tensorowych równań pola, wymaganych przez lokalne teorie czasoprzestrzeni. Jednakże równania pola dają się łatwo w takim przypadku wyprowadzić z zasady najmniejszego działania.

[85] Tę i inne wersje teorii newtonowskiej oraz elektrodynamikę, sformułowane jako lokalne teorie czasoprzestrzeni, znaleźć można np. w Friedman (1983), rozdz. III, IV.

[86] Istnieje prosty związek pomiędzy dyfeomorfizmem punktowym (aktywnym) $d: M \to M$ a odpowiadającą mu transformacją współrzędnych $x^\mu \to x'^\mu$: $x'^\mu(p) = x^\mu(d(p))$ dla $p \in M$, czyli transformacja współrzędnych przypisuje nowe współrzędne $\{x'^\mu\}$ punktowi p, które są równe współrzędnym punktu $d(p)$ w starym układzie współrzędnych $\{x^\mu\}$. Składowe tensora d^*O_i w punkcie $d(p)$ w starym układzie współrzędnych $\{x^\mu\}$, gdzie d jest interpretowany aktywnie, są równe składowym tensora O_i w punkcie p w nowym układzie współrzędnych $\{x'^\mu\}$ przy biernej interpretacji transformacji. Przypadek, kiedy dyfeomorfizm nie odwzorowuje M na siebie, czyli gdy $d: M \to M'$, omawia Wald (1984), s. 439.

Jeżeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ jest modelem lokalnej teorii czasoprzestrzeni, a d jest dyfeomorfizmem (aktywnym) z rozmaitości M na M, to $\langle M, d^*O_1, d^*O_2,..., d^*O_n\rangle$ jest również modelem tej teorii.

Dyfeomorfizm (aktywny) d przypisuje każdemu punktowi $p \in M$ pewien punkt $p' \in M$, $p' = d(p)$. Dyfeomorfizm taki indukuje odwzorowanie d^*, które służy do 'przenoszenia' obiektów geometrycznych O_i, takich jak metryka czy tensor napięć-energii, w ten sposób, że obrazy dowolnych punktów $d(p_1)$ i $d(p_2)$ mają takie same własności i relacje wzajemne ze względu na 'przeniesione' obiekty geometryczne d^*O_i, jakie mają punkty p_1 i p_2 ze względu na obiekty O_i. Np. interwał pomiędzy punktami $d(p_1)$ i $d(p_2)$ zgodnie z 'przeniesioną' metryką $g' = d^*g$ jest taki sam, jak interwał pomiędzy punktami p_1 i p_2 zgodnie z metryką g. Z kolei w najprostszym przypadku dowolnej funkcji skalarnej k, określonej na M, mielibyśmy (Friedman 1973, s. 298):

$$d^*k(d(p)) = k(p) \qquad (3.11)$$

Wspomniana własność dyfeomorfizmu (interpretowanego aktywnie), polegająca na tym, że zachowuje on własności punktów i relacje pomiędzy nimi, oznacza, iż jeżeli np. mamy określony model $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$, który opisuje pewien układ ciał, po zastosowaniu transformacji aktywnej w postaci pewnego dyfeomorfizmu d otrzymujemy nowy model $\langle M, d^*O_1, d^*O_2,..., d^*O_n\rangle$, w którym wszystkie ciała zachowują swoje relatywne własności, takie jak względne położenia czy prędkości, czyli taki, który jest nieodróżnialny obserwacyjnie. Z tego też powodu dyfeomorfizm (interpretowany aktywnie) traktują Earman i Norton jako odpowiednik leibnizowskiego przesunięcia wszystkich ciał w przestrzeni bez zmiany ich relatywnych własności, a sam argument dziury jako współczesną wersję argumentu Leibniza. W przypadku transformacji współrzędnych nieodróżnialność obserwacyjna dwóch modeli, z których jeden powstaje z drugiego przez zastosowanie transformacji współrzędnych, wynika trywialnie stąd, że transformacja współrzędnych nie zmienia samej sytuacji fizycznej, a tylko i wyłącznie jej opis.

Jednakże, mimo nieodróżnialności obserwacyjnej, dwa dyfeomorficzne modele (przy interpretacji aktywnej dyfeomorfizmu) różnią się dla substancjalisty czasoprzestrzenną lokalizacją obiektów (która sama w sobie jest nieobserwowalna, obserwowalne są tylko relacje wzajemne obiektów na rozmaitości): nietrudno np. dobrać dyfeomorfizm d (interpretowany aktywnie) w ten sposób, że wartość tensora metrycznego w obu tych modelach w tym samym punkcie jest inna (tak jak w argumencie Einsteina – nierówność (3.4)):

$$g(x) \neq g'(x)$$

gdzie $g' = d^*g$ i zakładamy, że g i g' w powyższym równaniu są funkcjami *tego samego* punktu w *tym samym* układzie współrzędnych, tzn. zmienne x po obu stronach równania otrzymują *te same* numeryczne wartości. Zatem dla substancjalisty będą to różne modele, musi on bowiem negować tzw. *równoważność Leibniza*[87] stwierdzającą, że dwa dyfeomorficzne modele reprezentują tę samą sytuację fizyczną.

Oczywiście, aktywna interpretacja transformacji jest możliwa tylko na gruncie substancjalizmu: 'przenoszenie' obiektów geometrycznych z jednego punktu do drugiego, zakłada, że punkty zawdzięczają identyczność i indywiduację samym sobie, oczywiście z uwzględnieniem ich własności esencjalnych (problem, które to własności należy zaliczyć do własności esencjalnych, podniesie Maudlin – zwolennik stanowiska, określanego przez Earmana mianem esencjalizmu), a nie obiektom (nieesencjalnym), które się w nich znajdują. 'Przesuwać', czy też 'przenosić' z punktu do punktu można tylko te obiekty, które nie są własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni: 'przenoszenie' własności esencjalnych byłoby operacją sprzeczną wewnętrznie, gdyż z założenia zmiana własności esencjalnej w danym punkcie prowadziłaby do utraty przez niego swojej tożsamości. Mówiąc bez przenośni, jeżeli rozpatrujemy dowolny dyfeomorfizm d (interpretowany aktywnie) i odwzorowanie d^*, indukowane przez niego, działające na wszystkie obiekty geometryczne O_i, to na ogół będzie tak (o ile d^* nie będzie akurat symetrią któregoś z O_i), że w dowolnym punkcie rozmaitości M

$$d^*O_i \neq O_i \qquad (3.12)$$

tak jak ma to np. miejsce dla metryki w równaniu (3.4). Zakłada to, że punkt ten nie stracił swojej tożsamości, mimo że mogły zmienić się w tym punkcie wszystkie pola fizyczne, z polem tensora metrycznego włącznie. Wynika stąd dokładnie to samo, o czym pisałem wcześniej, a mianowicie, że przenosić można tylko takie obiekty geometryczne O_i, które nie są własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni. Natomiast proponowana przez Earmana i Nortona aktywna interpretacja ogólnej współzmienniczości, zakładająca, że wszystkie obiekty geometryczne O_i są 'przenoszone' przez odwzorowanie d^*, indukowane przez dyfeomorfizm d, na który nie nakłada się żadnych ograniczeń, jest możliwa tylko wtedy, gdy zakłada się taką postać substancjalizmu, jaką przyjęli omawiani autorzy, z własnościami topologicznymi i różniczkowymi jako jedynymi własnościami esencjalnymi. Fakt ten okaże się rzeczą zasadniczej wagi, gdy przyjdzie do oceny atrybutywizmu oraz esencjalizmu, czyli dwóch stanowisk, które są możliwymi odpowiedziami na argument dziury.

Jak już wspomniałem wyżej, Earman i Norton (1987, s. 520) wychodząc z warunku lokalności dowolnej czasoprzestrzennej teorii T, dowodzą jej ogólnej współzmienniczości rozumianej aktywnie. Dowód wygląda następująco. Załóżmy, że $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ jest modelem T. Wówczas na podstawie warunku (1°) obiekty O_i muszą spełniać równania pola (3.5):

$$O_k = 0,\ O_{k+1} = 0, \ldots, O_n = 0$$

Ponieważ każdy z obiektów O_i występujących w tym równaniu jest tensorem, jego znikanie oznacza również znikanie przetransformowanych obiektów d^*O_i (gdzie d jest interpretowany aktywnie):

$$d^*O_k = 0,\ d^*O_{k+1} = 0, \ldots, d^*O_n = 0 \qquad (3.13)$$

[87] Earman, Norton 1987, s. 522, Earman 1989b s. 171, 186.

Stąd na mocy warunku pełności $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$ jest również modelem rozpatrywanej teorii i teoria ta jest ogólnie współzmiennicza.

Mamy zatem taką oto sytuację, że lokalne teorie czasoprzestrzeni, takie jak np. OTW, ale również przeformułowane tak, aby spełniały warunek lokalności, teorie takie, jak STW, elektrodynamika czy kinematyka newtonowska, są teoriami ogólnie współzmienniczymi. Jeżeli stoimy na gruncie substancjalizmu, możemy tę ogólną współzmienniczość zinterpretować aktywnie i mając jakiś model $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ takiej teorii, możemy, stosując transformacje aktywne, wyprodukować nieograniczoną ilość modeli dyfeomorficznych $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$ dla tej teorii. Modele te, choć są nieodróżnialne obserwacyjnie, reprezentują w istocie różne sytuacje fizyczne.

Dysponując takim aparatem pojęciowym, Earman i Norton mogą już przejść do konstrukcji argumentu dziury w dalszym ciągu nie korzystając, co należy podkreślić, z założenia (3°), które w ich wspólnym artykule (1987) nie występuje w roli warunku nałożonego na klasę lokalnych teorii czasoprzestrzeni. Argument dziury ma odpowiedzieć na pytanie, czy lokalne teorie czasoprzestrzeni, takie jak te wspomniane powyżej, są deterministyczne, czyli ma odpowiedzieć na pytanie, czy zgodnie z daną teorią stan układu wewnątrz pewnego obszaru H na rozmaitości M może być wyznaczony jednoznacznie przez stan tego układu na zewnątrz H $(M - H)$. W języku modeli pytanie to brzmiałoby następująco: czy modele danej teorii, które są identyczne na zewnątrz H, są również identyczne wewnątrz H. Czyli otrzymujemy następującą definicję determinizmu, używaną przez Earmana i Nortona (1987, s. 520–524), chociaż niewprowadzoną *explicite*[88]:

DET Teoria jest *deterministyczna* wtedy i tylko wtedy, gdy dla dowolnych jej modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M, O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ oraz dla dowolnego H, jeżeli $O_i|_{M-H} = O'_i|_{M-H}$ dla wszystkich i, to $O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M.

Alternatywnie można próbować przypisać Earmanowi i Nortonowi stosowanie definicji determinizmu w postaci:

DET' Teoria T jest *deterministyczna* wtedy i tylko, gdy dla dowolnych modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ tej teorii, dowolnego dyfeomorfizmu (aktywnego) $\Psi: M \rightarrow M'$ oraz dla dowolnego H, jeżeli $\Psi^* O_i|_{\Psi(M-H)} = O'_i|_{\Psi(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich i, to $\Psi^* O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M'.

Łatwo jednak jest pokazać, że obie te definicje są sobie równoważne w tym sensie, iż przypisują determinizm tej samej klasie teorii. Aby zobaczyć, że teoria deterministyczna w sensie DET' jest deterministyczna w sensie DET, wystarczy przyjąć w definicji DET' Ψ = ident. (Ψ jest dyfeomorfizmem identycznościowym). Z kolei, aby pokazać, że teoria deterministyczna w sensie DET jest deterministyczna w sensie DET', należy w definicji DET' oznaczyć $\Psi^* O_i$ przez (powiedzmy) O''_i i skorzystać z definicji DET, wstawiając w miejsce O_i właśnie O''_i.

[88] Aby „środowisko", w jakim działa rozpatrywana teoria, uczynić maksymalnie przyjaznym dla determinizmu, Earman (1986a, 1989b) zakłada w przypadku teorii względności, że rozpatrywane modele (ich obszary determinujące M–H) zawierają powierzchnie Cauchy (por. np. Hawking, Ellis 1973, Heller 1991). Założenie to będzie obowiązywało w dalszym ciągu mojej pracy. Butterfield (1989) przypisuje Earmanowi i Nortonowi stosowanie innej definicji determinizmu – por. przypis 100.

Odpowiedź, jakiej udzielają Earman i Norton (s. 523) na zadane wcześniej pytanie o determinizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni, jest bardzo prosta: weźmy dowolny dyfeomorfizm d (rozumiany aktywnie), który nie jest identycznością wewnątrz H, ale który w sposób gładki przechodzi w identyczność na zewnątrz H (jest to tzw. *dyfeomorfizm dziury*), a następnie zastosujmy go do dowolnego modelu $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ analizowanej teorii. Otrzymujemy w ten sposób model dyfeomorficzny $\langle M, d^* O_1, d^* O_2,..., d^* O_n\rangle$, który jest identyczny z wyjściowym na zewnątrz H, ale różny od niego wewnątrz H, co jest równoznaczne z indeterminizmem rozważanej teorii. Tego typu dyfeomorficznych modeli łamiących determinizm można stworzyć dowolnie wiele, a tezę, która stwierdza ich istnienie, Earman i Norton nazywają konkluzją dziury (*hole corollary*) (s. 522–523).

Indeterminizm, otrzymany jako wynik powyższych rozważań, Earman i Norton nazywają (s. 516, 523) *radykalnym lokalnym indeterminizmem*, bowiem niezależnie od tego, jak mały wybierzemy obszar H, stan układu na zewnątrz H nie będzie mógł jednoznacznie wyznaczyć stanu wewnątrz H, oczywiście jeśli założymy poprawność całego przytoczonego tutaj rozumowania Earmana i Nortona. Radykalny lokalny indeterminizm oznacza, że „*żadna* nietrywialna forma determinizmu nie może obowiązywać dla lokalnych teorii czasoprzestrzeni" (s. 524). Dotyczy to w szczególności *determinizmu Laplace'a* w najsłabszej postaci, w której to wersji determinizm oznacza, iż stan danego układu w przeszłości ($t \leq t_0$) określa jednoznacznie stan tego układu w przyszłości. Mocniejsze formy tego determinizmu zakładałyby zmniejszenie obszaru determinującego, np. do $t_1 \leq t \leq t_2$ lub do przekroju czasowego dla pewnej chwili $t = t_0$. Po przełożeniu na język modeli determinizm Laplace'a w najsłabszej postaci (Earman, Norton 1987, s. 523, Earman 1989b, s. 179) miałby następującą postać[89] (przyjmijmy $t_0 = 0$):

DETL Teoria jest *deterministyczna w sensie Laplace'a* wtedy i tylko wtedy, gdy dla dowolnych jej modeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ i $\langle M, O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$, jeżeli $O_i|_{t \leq 0} = O'_i|_{t \leq 0}$ dla wszystkich i, to $O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M.

Wystarczy przyjąć, że obszar H znajduje się gdzieś w przyszłości hiperpowierzchni $t = 0$, a otrzymujemy natychmiast złamanie (DETL) dla każdej z lokalnych teorii czasoprzestrzeni. Definicja ta ma swoją równoważną postać, podobnie jak definicja (DET):

DETL' Teoria T jest *deterministyczna w sensie Laplace'a* wtedy i tylko, gdy dla dowolnych modeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ i $\langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ tej teorii i dowolnego dyfeomorfizmu (aktywnego) $\Psi: M \rightarrow M'$, jeżeli $\Psi^* O_i|_{\Psi^* t \leq 0} = O'_i|_{\Psi^* t \leq 0}$ zachodzi dla wszystkich i, to $\Psi^* O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M'.

Powtórzmy zatem zasadniczą tezę Earmana i Nortona: „zanegowanie przez substancjalistę równoważności Leibniza prowadzi do bardzo radykalnej formy indeterminizmu *dla wszystkich lokalnych teorii czasoprzestrzeni*, ponieważ dla substancjalisty

[89] Zakłada się tu (Earman i Norton 1987 s. 523, Earman 1986a, s. 234), że czasoprzestrzeń rozważanej teorii dopuszcza globalne cięcia czasowe. Istnieje wówczas globalna funkcja czasu t: $M \rightarrow R$ taka, że hiperpowierzchnie $t = const$ są powierzchniami Cauchy. Bez tego założenia nie można by rozpatrywać globalnej wersji determinizmu Laplace'a. Por. Hawking, Ellis 1973, Heller 1991.

dyfeomorficzne modele, których dotyczy konkluzja dziury, muszą reprezentować różne fizyczne sytuacje"[90]. Teza ta jest źródłem różnych paradoksów, nic zatem dziwnego, że stała się źródłem krytyki. Earman i Norton byli zresztą świadomi paradoksalnych konsekwencji swojej konstrukcji, a ich argumentacja w wielu przypadkach wyprzedzała tę krytykę. Krytykę argumentu dziury oraz odpowiedź Earmana przedstawię w dalszej części mojej pracy (§ 4.3.1–4.3.6), tutaj natomiast chciałbym się skupić na omówieniu paradoksalnych konsekwencji zaprezentowanej wyżej tezy Earmana i Nortona oraz przeanalizować Earmanowską próbę uniknięcia jednej z tych kłopotliwych konsekwencji, zrealizowaną poprzez przyjęcie przedstawionego wyżej warunku (3°), nałożonego na klasę teorii, których dotyczyć ma argument dziury.

Kiedy analizuje się argument Earmana i Nortona, od początku uderzają dwie rzeczy. Pierwszą jest to, że w konstrukcji tego argumentu nie wykorzystuje się nigdzie konkretnej postaci równań teorii, których dotyczy ten argument. Drugą zaskakującą rzeczą jest to, że dowodzi ona indeterminizmu teorii uznawanych tradycyjnie za deterministyczne, tzn. teorii takich jak OTW, STW, elektrodynamika i teoria newtonowska. Indeterministyczne konkluzje Earmana i Nortona wydają się pozostawać w sprzeczności z podstawowymi intuicjami fizyka stosującego którąś ze wspomnianych teorii. Jeżeli na przykład będzie chciał opisać ruch jakiegoś ciała w ramach fizyki newtonowskiej, wybierze najpierw jakiś układ inercjalny (jako jeden z układów spełniających I zasadę dynamiki), a następnie stosując II zasadę dynamiki Newtona, ze znajomości warunków początkowych jednoznacznie wyznaczy ruch tego ciała w tym układzie. Earman i Norton w swoim argumencie usiłują natomiast pokazać, że fizyk taki musi odrzucić podstawową dla Newtona ideę substancjalnego traktowania czasoprzestrzeni jako areny dla różnych zjawisk, m.in. dla ruchu, aby uniknąć indeterministycznych konsekwencji argumentu dziury. Nie mówią zaś przy tym wcale na przykład tego, czym miałaby być w takim razie struktura inercjalna i do czego miałaby się odnosić w przypadku odrzucenia substancjalizmu. Co więcej, argument dziury ma pokazywać, zdaniem Earmana i Nortona, że grożący wspomnianemu fizykowi indeterminizm nie zależy zupełnie od postaci stosowanych przez niego równań. Obie powyższe paradoksalne konsekwencje argumentu dziury chciałbym teraz po kolei omówić.

Pierwszy z omawianych paradoksów oznacza, że niezależnie od konkretnej postaci, jaką mogą mieć równania lokalnej teorii czasoprzestrzeni, *każda* taka teoria musi być indeterministyczna. Wymowa tego faktu osłabiona jest przez specyfikę tego indeterminizmu, który – jak starałem się pokazać wyżej – jest niewykrywalny doświadczalnie. Niemniej, jeżeli tylko uznamy poprawność powyższej konstrukcji, indeterminizm – jakkolwiek rozumiany – pozostaje faktem, gdyż stosując konstrukcję dziury można wyprodukować dowolną ilość rozwiązań, w których ten sam punkt będzie miał różne własności. Oznacza to, że nasze najlepsze teorie nie są w stanie zdeterminować przebiegu zjawisk fizycznych, bez względu na to, jak bardzo byśmy chcieli zmniejszać rozmiary obszaru determinowanego. Aby uzmysłowić sobie, jak ważny jest dla naukowca determinizm teorii naukowej, dość przypomnieć sobie zmagania Einsteina z argumentem dziury z lat 1913–1915, czy też jego krytyczny stosunek do mechaniki kwantowej. W obu przypadkach postulat determinizmu był podstawowym motywem, którym kierował się Einstein w swoich rozważaniach.

[90] Earman, Norton 1989b, s. 523. Wyróżnienie kursywą pochodzi ode mnie.

Earman i Norton mieli pełną świadomość tego, że ich konstrukcja powoduje automatycznie indeterminizm wszystkich lokalnych teorii czasoprzestrzeni. Obciążali przy tym winą za ten rezultat przyjęte ogólne założenie substancjalizmu (1):

Jeżeli metafizyka, która zmusza nasze teorie do bycia deterministycznymi, jest nie do zaakceptowania, to tak samo metafizyka, która automatycznie rozstrzyga na rzecz indeterminizmu, jest także nieakceptowalna. Determinizm może upaść, ale jeżeli już upada, to powinno stać się to za przyczyną fizyki, a nie z powodu przywiązania do własności substancjalistycznych, które mogą być wyrugowane bez wpływu na empiryczne konsekwencje teorii. (1987, s. 524)

Earman i Norton podkreślają, że ich argumentacja nie wypływa z przekonania, iż determinizm jest lub powinien być prawdziwy (taki jest sens pierwszej części pierwszego zdania), ale raczej wynika z przekonania, że determinizm – by użyć słów samego Earmana – „powinien mieć szansę udowodnienia swojej prawdziwości; ściślej, ontologia czasoprzestrzeni nie może być interpretowana tak, aby wykluczać możliwość, żeby determinizm mógł być prawdziwy". (Earman 1986a, s. 231)

W przytoczonym wyżej cytacie z pracy Earmana i Nortona warto zwrócić uwagę na ostatnie zdanie. Zawarte jest w nim ważne twierdzenie, wielokrotnie powtarzane w artykule Earmana i Nortona oraz w pracach samego Earmana[91]. Earman i Norton stwierdzają tutaj wyraźnie, że substancjalizm jest czymś, co nie jest immanentnie zawarte w rozważanych teoriach, a raczej czymś, co narzucone jest z zewnątrz na te teorie i może być bez szkody dla nich odrzucone. Twierdzenie to dopuszcza dwojaką interpretację. Po pierwsze, możemy potraktować je jako wyraz instrumentalistycznego stosunku do teorii, tzn. możemy potraktować je jako twierdzenie mówiące, że teorie fizyczne są tylko i wyłącznie narzędziami służącymi do przewidywania wyników doświadczeń. Możemy też zinterpretować je inaczej: jako twierdzenie mówiące, że na teorie takie, jak rozpatrywane wyżej lokalne teorie czasoprzestrzeni, można narzucać mniej lub bardziej dowolne interpretacje ontologiczne, nie zmieniając w niczym ich zdolności do wyjaśniania i przewidywania zjawisk. Wspomniana dowolność musi mieścić w sobie przynajmniej interpretacje niesubstancjalistyczne.

Pierwszą możliwość – instrumentalizm – możemy odrzucić: Earman jako realista naukowy ma zdecydowanie negatywny stosunek do instrumentalizmu i wielokrotnie to podkreśla (1989b, s. 87–89, 166, 189). Wydawałoby się natomiast, że druga możliwość oferuje nam prosty sposób uniknięcia indeterminizmu jako konsekwencji argumentu dziury: oto wystarczy narzucić na każdą z lokalnych teorii czasoprzestrzeni interpretację niesubstancjalistyczną, aby automatycznie przywrócić im determinizm, z założenia bowiem argument dziury działa tylko wtedy, kiedy zakładamy substancjalistyczną interpretację czasoprzestrzeni. Dla ocalenia determinizmu teorii typu OTW Earman rzeczywiście podejmuje w pracach (1986a, 1989b) próbę dopasowania do nich interpretacji niesubstancjalistycznej[92]. Okazuje się jednak, że w tym celu musi konstruować nową, niestandardową wersję teorii pola[93]. O tejże standardowej wersji OTW zaś Earman często wypowiada się jako o substancjalistycznej ze względu na to, że czasoprzestrzeń jest w niej traktowana jako nośnik dla pól fizycznych[94].

[91] Por. np. Earman, Norton 1987, s. 516, Earman 1986a, s. 236, 1989b, s. 181.

[92] Dla STW i teorii klasycznych Earman proponuje odmienną strategię, którą będę omawiał w dalszej części tego paragrafu.

[93] Koncepcję tę przedstawię w rozdz. IV. Por. również Gołosz (1997, 1999, 2000).

[94] Problematykę tę rozpatrywałem w paragrafie poświęconym argumentowi Fielda.

Wbrew Earmanowi i Nortonowi, chciałbym zatem twierdzić, że teoria pola, i OTW w szczególności, są substancjalistyczne, substancjalizm ten jest w nich immanentnie zawarty i nie da się go usunąć bez szkody dla wyjaśniających i predyktywnych możliwości tych teorii, a w każdym razie w żadnej ze swoich prac (1986a, 1987, 1989b) Earman nie zaproponował interpretacji niesubstancjalistycznej, która byłaby równouprawniona.

W poprzednich rozdziałach mojej pracy rozpatrywałem różne argumenty na rzecz substancjalizmu, z których co najmniej dwa wydają się trudne do odparcia. Były to argumenty z natury ruchu (rozdz. II), zmodyfikowany argument Kanta (§ 2 tego rozdz.) oraz argument odwołujący się do sposobu konstrukcji teorii pola typu OTW (§ 3 tego rozdz.). Ostatni z tych argumentów ma mniejszą wartość ze względu na przyjęte w nim założenie mówiące, że przy ustalaniu statusu ontologicznego wielkości występujących w danej teorii powinno się brać pod uwagę sposób konstruowania danej teorii i sposób, w jaki jest użytkowana przez naukowców. Te założenia niekoniecznie muszą być akceptowane i to osłabia wartość tego argumentu. Wydaje się natomiast, iż aby można było twierdzić, że substancjalizm da się „wyrugować" z teorii pola bez szkody dla jej możliwości wyjaśniających i predyktywnych, musiałby zostać odparty argument z natury ruchu, który dotyczy wszystkich lokalnych teorii czasoprzestrzeni z klasycznymi teoriami nierelatywistycznymi włącznie, oraz musiałby zostać znaleziony sposób na wyrażenie w niesubstancjalistycznym języku niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych, czyli, innymi słowy, musiałaby zostać znaleziona relacjonistyczna lub atrybutywistyczna teoria opisująca zjawisko niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych.

Argument z natury ruchu mówił, przypomnę, że ruch zarówno w teorii Newtona, jak i w teorii względności, jest ruchem absolutnym (rozdz. II, § 7), a ruch absolutny musi odbywać się względem substancjalnej czasoprzestrzeni (implikacja (2.14) lub – jak chce Earman – (2.13)). Earman starał się wspomniany związek (2.13) pomiędzy sporem o naturę ruchu i ontologicznym sporem substancjalizm – relacjonizm unieważnić za pomocą reprezentacjonistycznej wersji manewru Sklara, ale, jak starałem się pokazać pod koniec poprzedniego rozdziału, zrobił to nieskutecznie. W następnym rozdziale będę się starał również pokazać, że Earmanowska próba zbudowania niesubstancjalistycznej wersji OTW w tej postaci, w której została zaprezentowana, jest trudna do zaakceptowania.

Starałem się powyżej argumentować na rzecz tezy, że substancjalizm jest immanentną cechą OTW oraz pozostałych rozpatrywanych teorii. Jeżeli przyjąć słuszność tej tezy i założyć obowiązywanie argumentu dziury Earmana i Nortona, wówczas wydaje się to nieuchronnie prowadzić do indeterminizmu tych teorii. Będę chciał jednak pokazać w dalszej części mojej pracy, że nie jest to wniosek nieuchronny, gdyż za indeterminizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni odpowiada nie ogólne założenie substancjalizmu (1), a dość szczególna postać substancjalizmu, jaką założyli Earman i Norton, wyrażająca się założeniem (2). Zmiana tego założenia pozwala na uniknięcie większości paradoksalnych konsekwencji argumentacji Earmana i Nortona. Zanim jednak jeszcze przejdę do krytyki tej argumentacji, chciałbym przedyskutować najpierw drugą, wspomnianą już wcześniej, paradoksalną konsekwencję argumentu dziury: przypisywanie indeterminizmu teoriom uznawanym tradycyjnie za deterministyczne.

Wspomniany problem niezgodności w ocenie determinizmu teorii takich, jak teoria newtonowska, elektrodynamika, STW czy OTW można rozpatrywać oddzielnie dla tych teorii, które – tak jak pierwsze trzy wymienione wyżej – posiadają elementy absolutne (metrykę dla czasu i przestrzeni oraz koneksję afiniczną – teoria Newtona – lub metrykę Minkowskiego – elektrodynamika i STW), a oddzielnie dla OTW. Powodem, dla którego teorie posiadające elementy absolutne mogą być potraktowane inaczej niż OTW, jest to, że posiadanie elementów absolutnych umożliwia zastosowanie specjalnej strategii, która może uratować przed indeterministycznymi konsekwencjami argumentu Earmana i Nortona. Pierwszym krokiem tej strategii jest przyjęcie przez Earmana w pracach (1986a, 1989b) przedstawionego wyżej warunku 3°, nałożonego na teorie, których dotyczyć ma argument dziury. Przypomnę, że warunek ten mówi, iż argument dziury odnosi się do teorii, które zakładają „*zmienność* czasoprzestrzeni w tym sensie, że pola obiektów geometrycznych, które charakteryzują strukturę czasoprzestrzeni, nie są dane *ab initio*, lecz są uważane za obiekty dynamiczne na równi z innymi polami" (Earman 1986a, s. 235).

Analizę wspomnianego warunku należałoby rozpocząć od stwierdzenia, że zdefiniowane w powyższym cytacie pojęcie zmienności czasoprzestrzeni jest niejasne. Intencją Earmana było oddzielenie teorii takich jak OTW, w których struktura czasoprzestrzeni (w przypadku OTW określona metryką) jest wielkością dynamiczną na równi, powiedzmy, z rozkładem materii, od teorii takich jak np. STW, gdzie struktura czasoprzestrzeni (w przypadku STW również określona metryką), jest stała i nie zależy od rozkładu materii. Earman omawia pierwszą możliwą eksplikację analizowanego warunku: uznanie za teorie ze zmienną czasoprzestrzenią tych teorii, w których pola obiektów geometrycznych charakteryzujących strukturę czasoprzestrzeni są określone równaniami pola, tak jak to ma miejsce w przypadku OTW, gdzie metryka jest określona równaniami Einsteina (2.9). Zauważa on jednak (1986a, s. 235, 1989b, s. 183), że tego typu kryterium zmienności czasoprzestrzeni jest niewystarczające, gdyż teorie takie, jak STW czy teoria newtonowska również można przedstawić w postaci wykazującej tego typu formalną 'zmienność'; wystarcza w tym celu teorie te przedstawić w postaci lokalnych teorii czasoprzestrzeni z równaniami pola określającymi strukturę czasoprzestrzeni w postaci (3.6) dla STW, czy w postaci (3.7–3.10) dla kinematyki newtonowskiej.

Earman poprzestaje, niestety, na tej próbie wyjaśnienia pojęcia „zmienności czasoprzestrzeni", co stwarza zasadniczą trudność w rozumieniu warunku (3°). Jeżeli Earman rzeczywiście chciałby rozumieć przez zmienność czasoprzestrzeni fakt, że pola obiektów geometrycznych charakteryzujących strukturę czasoprzestrzeni są określone równaniami pola, to, jak wynika z przytoczonych wyżej rozważań samego Earmana[95], tego typu 'zmienność' wykazują wszystkie lokalne teorie czasoprzestrzeni i warunek (3°) byłby zbyteczny, gdyż jego spełnienie byłoby automatycznie gwarantowane przez warunek lokalności (2°).

Nasuwają się jeszcze dwa inne możliwe rozumienia pojęcia „zmienności czasoprzestrzeni". W pierwszym przypadku definiowalibyśmy najpierw czasoprzestrzeń niezmienną, zaś czasoprzestrzenią zmienną byłaby po prostu czasoprzestrzeń, która nie jest niezmienna. *Czasoprzestrzenią niezmienną* nazwalibyśmy czasoprzestrzeń sformułowanych globalnie teorii tego typu, jak STW czy teoria newtonowska, które nie byłyby formułowane w postaci lokalnych równań różniczkowych typu (3.6–3.10), lecz miałyby globalnie wprowadzoną absolutną strukturę na całej rozmaitości, na przykład

[95] Earman ograniczał się w swoim rozumowaniu do przykładu STW.

w postaci metryki Minkowskiego (dla STW) lub metryki dla czasu i przestrzeni oraz struktury afinicznej (dla teorii newtonowskiej). W takim przypadku 'zmienność czasoprzestrzeni' również byłaby gwarantowana przez warunek lokalności 2°, zatem wówczas warunek 3° także nie byłby potrzebny. Warto dodać, że takim pojęciem niezmienności czasoprzestrzeni posługiwali się Earman i Norton (1987, s. 518, 519). Nie traktowali go jednak jako dodatkowego warunku nałożonego na klasę teorii, których dotyczy argument dziury. Pojęcie niezmienności czasoprzestrzeni tego typu pojawiło się w zasadniczym dla nich rozróżnieniu na lokalne i nielokalne teorie czasoprzestrzeni: argument dziury dotyczył tych pierwszych, te drugie pozostawały poza jego zasięgiem[96].

Ostatnie, trzecie z kolei, możliwe rozumienie zmienności czasoprzestrzeni wydaje się najbliższe intencjom Earmana. *Czasoprzestrzeń zmienna* w tym sensie to czasoprzestrzeń nieposiadająca żadnych elementów absolutnych. Możliwość takiego właśnie rozumienia zmienności czasoprzestrzeni wynikałaby stąd, że obiekty absolutne A_i uważane są właśnie za elementy charakteryzujące niezmienną strukturę czasoprzestrzeni[97], a ich brak świadczyłby o nieistnieniu takiej niezmiennej struktury. Zmienność czasoprzestrzeni (3°) w tym sensie nie byłaby zagwarantowana warunkiem lokalności 2°, gdyż np. czasoprzestrzeń lokalnych wersji STW lub teorii newtonowskiej również posiada elementy absolutne. Warunek 3° w tym sensie mógłby zatem występować obok warunku 2°, wykluczając z zakresu stosowalności argumentu dziury teorię newtonowską, STW oraz elektrodynamikę, cały problem jednak w tym, że nie jest on do konstrukcji argumentu dziury potrzebny – nie był nigdzie w przytoczonym rozumowaniu wykorzystywany. To, co jest w tym rozumowaniu naprawdę niezbędne, to ogólna współzmienniczość teorii i pewna szczególna postać substancjalizmu, w której zakłada się, że własnościami esencjalnymi czasoprzestrzeni są tylko własności topologiczne i różniczkowe. Można ją zatem z powodzeniem zastosować do lokalnych wersji teorii newtonowskiej, STW oraz elektrodynamiki, o ile tylko zakłada się wspomnianą wyżej specyficzną formę substancjalizmu.

Jeśli rzeczywiście Earmanowskie rozumienie zmienności czasoprzestrzeni było takie, jak w przedstawionej wyżej ostatniej propozycji, to należałoby sobie zadać pytanie, czy jest ono w ogóle do czegokolwiek Earmanowi potrzebne, skoro nie jest konieczne do konstrukcji argumentu dziury. Sądzę, że wbrew sugestiom Earmana, wyrażonym w umieszczeniu zmienności czasoprzestrzeni wśród założeń swojego rozumo-

[96] Argumentacja Earmana i Nortona ograniczona jest z założenia do lokalnych teorii czasoprzestrzeni. W przypisie 2 na s. 522 dodają oni jednak, bez żadnego dowodu, że ich argumentacja jest również skuteczna w przypadku teorii sformułowanej globalnie na rozmaitości, z absolutną strukturą zadaną na niej globalnie. Twierdzenie to nie jest słuszne w przypadku czasoprzestrzeni z wystarczająco bogatą strukturą absolutną – neonewtonowską lub bogatszą (por. rozdz. II, § 1). W przypadku czasoprzestrzeni z zadaną globalnie strukturą możemy rozpatrywać tylko takie transformacje aktywne, które są symetriami tej struktury i jeżeli struktura ta jest wystarczająco bogata – zawiera na przykład klasę układów inercjalnych (jak ma to miejsce w przypadku czasoprzestrzeni neonewtonowskiej) – wówczas nie da się skonstruować dyfeormorfizmu dziury. Bowiem w takim przypadku każda symetria takiej struktury (np. (Gal)), która jest identycznością dla $t \leq 0$, będzie również identycznością dla $t > 0$. Omawiane tu twierdzenie Earmana i Nortona wydaje się niezgodne z tą analizą teorii z niezmienną czasoprzestrzenią, którą Earman przeprowadza w swoich następnych pracach. Por. również rozdz. II § 7 oraz dalszą część tego paragrafu, gdzie są rozważane podobne problemy.

[97] Por. rozdz. II, § 1.

wania (3°)[98], służy ono nie temu, aby argument dziury mógł być w ogóle zastosowany, a tylko i wyłącznie do tego, aby z zakresu stosowalności argumentu dziury można było wyodrębnić te teorie, do których nie da się zastosować specjalnej strategii, mogącej uratować ich ograniczony determinizm. W ten sposób klasa wszystkich teorii, do których można zastosować argument dziury, dzieli się na dwie podklasy. W jednej znalazłaby się nieposiadająca elementów absolutnych OTW, której determinizmu nie da się uratować w żadnym możliwym sensie, przy przyjętym rozumieniu substancjalizmu, w drugiej zaś posiadające elementy absolutne teorie takie, jak newtonowska, STW i elektrodynamika, które nie byłyby deterministyczne w sensie (DET), ale mogłyby być deterministyczne w trochę innym sensie, który przedstawię poniżej, o ile tylko ich struktura absolutna jest wystarczająco bogata.

Wspomnianą strategię Earman przedstawia w swoich pracach (1986a, s. 235–236, 1989b, s. 179, 183–185). Może być ona zrealizowana na dwa dość podobne w swej istocie sposoby. Po pierwsze, substancjalista w celu obrony determinizmu może przyjąć dodatkowe założenia metafizyczne i „utrzymywać, że istnieje tylko jedna czasoprzestrzeń i że mówienie o różnych światach powinno być tłumaczone jako mówienie o różnych rozmieszczeniach materii i pól w tej niezmiennej czasoprzestrzeni. (...) Problem polega na tym, że tego typu hipersubstancjalizm wydaje się sprzeciwiać żądaniu ogólnej współzmienniczości, jaka była używana powyżej i w poprzednich rozdziałach"[99].

Istotą tej propozycji jest ograniczenie klasy dopuszczalnych transformacji aktywnych tylko do takich, które są symetriami absolutnej struktury czasoprzestrzeni. W przypadku jeżeli struktura ta jest wystarczająco bogata – zawiera na przykład układy inercjalne (jak ma to miejsce w przypadku czasoprzestrzeni neonewtonowskiej omawianej w rozdz. II, § 1) – wówczas nie da się skonstruować dyfeormorfizmu dziury. Bowiem wtedy każda symetria takiej struktury (np. (Gal)), która jest identycznością dla $t \leq 0$, będzie również identycznością dla $t > 0$. Wystarczająco bogatą strukturę ma również czasoprzestrzeń STW z jej obiektem absolutnym, którym jest metryka Minkowskiego. Wszystkie symetrie tej metryki, które są identycznością dla $t \leq 0$, będą również identycznością dla $t > 0$. Inaczej ma się sytuacja z czasoprzestrzeniami o strukturze słabszej, np. z czasoprzestrzeniami Maxwella, Leibniza lub Macha. Symetrie takich czasoprzestrzeni, np. (Max), (Leib) i (Mach), są na tyle bogate (uboższej strukturze czasoprzestrzeni odpowiada większa ilość symetrii, wyrażająca się np. dowolnością funkcji $a^{\alpha}(t)$ w (Max), (Leib) i (Mach)), że dyfeomorfizm dziury daje się skonstruować. Zatem w przypadku teorii fizycznych, dla których areną są czasoprzestrzenie o strukturze uboższej niż neonewtonowska, omawiana strategia ratunkowa nie przynosi

[98] Podobną sugestię Earman wyraża też w innym miejscu: „Sugerowałem, że pociągana przez OTW zmienność czasoprzestrzennej struktury pełni kluczową rolę w generowaniu konfliktu pomiędzy substancjalizmem i możliwością determinizmu" (1989b, s. 183).

[99] Earman 1989b, s. 184. Termin „hipersubstancjalizm" (*hypersubstantivalism*) nie oznacza tutaj radykalnie substancjalistycznego stanowiska ontologicznego, zgodnie z którym jedynymi indywiduami są punkty czasoprzestrzeni, a tylko i wyłącznie stanowisko, zgodnie z którym istnieje tylko jedna ustalona i niezmienna czasoprzestrzeń z różnymi możliwymi rozmieszczeniami materii. Zamiast terminu *hypersubstantivalism* w pracy (1986a, s. 235) Earman używa w tym samym znaczeniu terminu *supersubstantivalism*, który we wcześniej wymienionej pracy służył do określenia wspomnianego radykalnie substancjalistycznego stanowiska ontologicznego.

rezultatu. Tak samo nie przynosi ona rezultatu w przypadku teorii nieposiadających obiektów absolutnych, takich jak OTW.

Drugi wariant strategii ratunkowej dla determinizmu przedstawił Earman w ostatniej z analizowanych prac (1989b, s. 184). Teoriom, które nie mogą być deterministyczne w sensie (DETL), daje się tu szansę bycia deterministycznymi w ograniczonym sensie, czyli tzw. *minimalnie deterministycznymi w sensie Laplace'a* (*minimally Laplacian – deterministic*). Ze względu na wykorzystywaną w definicji minimalnego determinizmu absolutną strukturę czasoprzestrzeni, chciałbym przypomnieć (z rozdz. II, § 1), jak Earman rozumie obiekty absolutne. To, że elementy A_i są absolutne w teorii T, Earman (1989b, s. 45, 184) rozumie w tym minimalnym sensie, że dla dowolnych modeli tej teorii $M = \langle M, A_1, A_2,..., P_1, P_2...\rangle$ i $M' = \langle M', A'_1, A'_2,..., P'_1, P'_2...\rangle$ istnieje dyfeomorfizm (aktywny) $\Psi: M \rightarrow M'$ taki, że $\Psi^* A_i = A'_i$ dla wszystkich i. Dyfeomorfizm Ψ spełniający powyższy warunek nazywa Earman *odwzorowaniem absolutnym* (*absolute map*). Earmanowska definicja minimalnego determinizmu w sensie Laplace'a wygląda następująco (Earman 1989b, s. 184):

MINDETL Teoria T jest *minimalnie deterministyczna w sensie Laplace'a* wtedy i tylko wtedy, gdy dla dowolnych modeli M i M' tej teorii i dowolnego absolutnego odwzorowania Ψ, jeżeli $\Psi^* P_j|_{\Psi^* t \leq 0} = P'_j|_{\Psi^* t \leq 0}$ zachodzi dla wszystkich j, *to* $\Psi^* P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M', gdzie $t = 0$ jest hiperpłaszczyzną absolutnej równoczesności lub powierzchnią Cauchy'ego czasoprzestrzeni z modelu M.

Tak zdefiniowany minimalny determinizm w sensie Laplace'a jest ograniczoną formą determinizmu w sensie Laplace'a, wyrażonego jedną z dwóch równoważnych definicji (DETL) lub (DETL'), co wynika z ograniczenia ogólnej współzmienniczości, z którą mamy do czynienia w przypadku (MINDETL). Różnica ta jest szczególnie dobrze widoczna, kiedy porównujemy definicje (DETL') i (MINDETL). W tym pierwszym przypadku nie mamy żadnych ograniczeń nałożonych na dyfeomorfizm Ψ, w tym drugim natomiast sytuacja jest zgoła odmienna ze względu na dopuszczenie w definicji determinizmu (MINDETL) tylko takich dyfeomorfizmów, które są odwzorowaniami absolutnymi. Definicja (MINDETL) mówi nam, że teoria jest minimalnie deterministyczna w sensie Laplace'a wtedy i wtedy, gdy dla dowolnych modeli M i M' tej teorii i dowolnego odwzorowania absolutnego Ψ, jeżeli utworzymy model $M^{\Psi} = \langle M', \Psi^*A_1, \Psi^*A_2,..., \Psi^*P_1, \Psi^*P_2...\rangle$, to taki model musi być identyczny z modelem M', o ile tylko modele takie są identyczne dla $\Psi^*t \leq 0$. Aby zobaczyć, kiedy dyfeomorfizm dziury może złamać minimalny determinizm w sensie Laplace'a, weźmy pod uwagę dyfeomorfizm Ψ rozmaitości M na siebie, który jest identycznością dla $t \leq 0$, nie jest natomiast identycznością dla $t > 0$, oraz przyjmijmy, że $M = M'$. Definicja (MINDETL) mówi nam teraz, że aby dana teoria była minimalnie deterministyczna w sensie Laplace'a, musi być spełniony warunek, iż absolutność odwzorowania Ψ ($\Psi^* A_i = A_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości) oraz równość $\Psi^*P_j|_{t \leq 0} = P_j|_{t \leq 0}$ zachodząca dla wszystkich j, implikują równość $\Psi^*P_j = P_j$ dla wszystkich j na całej rozmaitości. Warunku tego nie spełnia w oczywisty sposób OTW, ponieważ nie posiada ona obiektów absolutnych i założenie absolutności odwzorowania Ψ nie nakłada na to odwzorowanie żadnych ograniczeń. Natomiast teorie, w których czasoprzestrzeń ma wystarczająco bogatą absolutną strukturę (czasoprzestrzeń neonewtonowska, newtonowska, Arystotelesa lub czasoprzestrzeń Minkowskiego), spełniają powyższy warunek, ponieważ równość $\Psi^*A_i = A_i$ zachodząca dla wszystkich i oznacza, że Ψ jest symetrią obiektów absolutnych tej teorii, a symetrie obiektów absolutnych w tych czasoprzestrzeniach, które są identycznością dla $t \leq 0$, muszą być identycznością wszędzie. Mamy tutaj zatem dokładnie ten sam mechanizm, który działał w poprzednim wariancie Earmanowskiej strategii ratującej ograniczony determinizm, wyrażony tym razem przez definicję (MINDETL).

Podobną ograniczoną wersję determinizmu można stworzyć dla ogólnej definicji determinizmu (DET). Miałaby ona następującą postać[100]:

MINDET Teoria T jest *minimalnie deterministyczna* wtedy i tylko, gdy dla dowolnych modeli M i M' tej teorii, dla dowolnego odwzorowania absolutnego $\Psi: M \to M'$ oraz dla dowolnego H, jeżeli $\Psi^*P_j|_{\Psi(M-H)} = P'_j|_{\Psi(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $\Psi^*P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Ze względu na takie samo ograniczenie ogólnej współzmienniczości, z jakim mieliśmy do czynienia w przypadku minimalnego determinizmu w sensie Laplace'a, minimalnie deterministyczne będą STW, elektrodynamika oraz teorie, dla których areną jest czasoprzestrzeń o strukturze co najmniej tak bogatej, jak neonewtonowska (np. kinematyka newtonowska). Nie będą minimalnie deterministyczne OTW oraz (potencjalne) teorie z czasoprzestrzenią, których struktura jest uboższa niż neonewtonowska.

Reasumując zatem, sytuacja teorii wyposażonych w obiekty absolutne jest następująca: teorie takie w wersji lokalnej nie są deterministyczne w sensie (DET) oraz (DETL), mogą one natomiast uratować swój determinizm za cenę dodatkowych założeń metafizycznych (pierwszy wariant strategii ratunkowej) lub też wykazać się ograniczoną formą determinizmu, tzn. mogą być minimalnie deterministyczne w sensie (MINDET) oraz (MINDETL), jeżeli tylko ich struktura absolutna jest wystarczająco bogata.

Mogłoby się wydawać, że można pozbyć się tej dwuznacznej sytuacji teorii wyposażonych w obiekty absolutne, zakładając, iż jedyną właściwą definicją determinizmu są definicje typu (MINDET) oraz (MINDETL), odrzucając zaś *a priori* definicje typu (DET) oraz (DETL). Taki krok byłby jednak arbitralnym i niczym nieuzasadnionym ograniczeniem ogólnej współzmienniczości lokalnych teorii czasoprzestrzeni. W dalszej części mojej pracy (§ 4.3.5) będę chciał pokazać, że wspomnianą dwuznaczność teorii takich, jak STW, elektrodynamika czy teoria newtonowska, daje się w naturalny sposób usunąć, zachowując przy tym ich determinizm, na gruncie tych wersji esencjalizmu, w których przyjmuje się, iż obiekty absolutne współtworzą esencjalną strukturę czasoprzestrzeni.

Jak już wspominałem, przy założonej przez Earmana (i Nortona) wersji substancjalizmu żaden z wariantów Earmanowskiej strategii ratunkowej nie jest w stanie uratować determinizmu – nawet w ograniczonej wersji – teorii, jeżeli nie posiada ona

[100] Butterfield (1989), analizując pracę Earmana i Nortona (1987) sugeruje, że używają oni jako definicji determinizmu (MINDET), nie zaś (DET). Butterfield (s. 6) powołuje się jednak przy tym na wcześniejszą pracę Earmana (1986b, s. 24), nie zauważa zaś tego, że Earman i Norton nie ograniczają się w swojej argumentacji do dyfeomorfizmów, które są symetriami obiektów absolutnych ($\Psi^*A_i = A_i$), oraz że przypisują indeterminizm lokalnym wersjom teorii takich, jak STW, elektrodynamika czy kinematyka newtonowska.

obiektów absolutnych, jak ma to miejsce w przypadku OTW. Otrzymany w ten sposób rezultat jest paradoksalny, ponieważ teorię tę powszechnie fizycy uważają za deterministyczną. Earman ma oczywiście pełną świadomość tej niezgodności i tłumaczy ją różnymi możliwymi czynnikami. Po pierwsze, może się to brać, jego zdaniem, stąd, że fizycy podchodzą do teorii naukowych instrumentalistycznie uznając, że są one tylko i wyłącznie narzędziami służącymi do przewidywania wyników doświadczeń. Tego typu ujęcie przypisuje Earman (1989b, s. 186–187, 189) Einsteinowi z lat 1915–1916, kiedy to Einstein uznawał, że ogólna współzmienniczość nie prowadzi do złamania determinizmu, gdyż wszystkie doświadczenia fizyczne mają się sprowadzać do badania koincydencji zdarzeń punktowych, zachodzących w tym samym miejscu i w tym samym czasie, a dyfeomorfizmy zachowują takie koincydencje. Earman odrzuca jednak takie traktowanie teorii naukowej uznając, że wynika ono z „niedojrzałego (*crude*) weryfikacjonizmu oraz zubożonej koncepcji fizycznej rzeczywistości" (1989b, s. 186).

Inny możliwy, zdaniem Earmana (1989b, s. 181–183), powód to to, że fizycy nie biorą pod uwagę interpretacji aktywnej ogólnej współzmienniczości, a rozpatrują tylko jej interpretację bierną. Transformacje współrzędnych nie mogą prowadzić do złamania determinizmu, ponieważ zmieniają one tylko nasz opis stanu fizycznego, a nie zmieniają samego tego stanu. Tego typu stosunek do ogólnej współzmienniczości daje się rzeczywiście zauważyć w wielu pracach z zakresu OTW, np. Trautman i Kopczyński, oceniając rozumowanie tego typu, jakie przeprowadzał Einstein w latach 1913–1914, piszą wprost:

> Rozumowanie powyższe nie jest słuszne, zważywszy że same współrzędne nie mają fizycznego znaczenia, lecz ma je jedynie punkt w czasoprzestrzeni. Po dowolnym przekształceniu współrzędnych wartość gęstości energii lub skalara krzywizny nie ulega zmianie, to zaś, że ten sam punkt będzie miał teraz inne współrzędne w nowym układzie, nikogo specjalnie nie powinno dziwić[101].

Inne prace z zakresu OTW dopuszczają jednak aktywną interpretację ogólnej współzmienniczości. Jako przykłady można tu podać prace Hawkinga i Ellisa (1973) oraz Walda (1984):

> Matematycznym modelem, który będziemy używać dla czasoprzestrzeni, tzn. zbiorem wszystkich zdarzeń, jest para ($\mathcal{M}$, **g**), gdzie $\mathcal{M}$ jest spójną 4-wymiarową rozmaitością Hausdorffa klasy C^∞, a *g* jest metryką Lorentza (tj. metryką o sygnaturze +2) na $\mathcal{M}$.
> Dwa modele ($\mathcal{M}$, **g**) oraz ($\mathcal{M}'$, **g'**) będą traktowane jako równoważne, jeżeli są izometryczne, tzn. jeżeli istnieje dyfeomorfizm $\Theta: \mathcal{M} \to \mathcal{M}'$, który przeprowadza **g** na **g'**, tj. $\Theta_*\mathbf{g} = \mathbf{g}'$. Zatem ściśle mówiąc, modelem dla czasoprzestrzeni nie jest jedna para ($\mathcal{M}$, **g**), lecz cała klasa równoważności wszystkich par ($\mathcal{M}'$, **g'**), które są równoważne ($\mathcal{M}$, **g**). (Hawking, Ellis 1973 s. 56)

> Dwie metryki $\mathbf{g}_1$ i $\mathbf{g}_2$ na rozmaitości $\mathcal{M}$ są fizycznie równoważnie, jeżeli istnieje dyfeomorfizm $\phi: \mathcal{M} \to \mathcal{M}$, który odwzorowuje $\mathbf{g}_1$ na $\mathbf{g}_2$ ($\phi_*\, \mathbf{g}_1 = \mathbf{g}_2$) i oczywiście $\mathbf{g}_1$ spełnia równania pola wtedy i tylko wtedy, gdy spełnia je $\mathbf{g}_2$. Tak więc rozwiązania równań pola mogą być jednoznaczne tylko z dokładnością do dyfeomorfizmu. (Hawking, Ellis 1973 s. 227)

> Jeżeli $\phi: M \to N$ jest dyfeomorfizmem, wówczas M i N mają identyczną strukturę rozmaitości. Jeżeli pewna teoria opisuje przyrodę w terminach czasoprzestrzennej rozmaitości M i pól tenso-

[101] Kopczyński, Trautman 1981, s. 155–156. Earman (1989b, s. 181–183, 190) podaje inne przykłady takiego samego stosunku do ogólnej współzmienniczości OTW.

rowych $T^{(i)}$, określonych na rozmaitości, wtedy jeśli $\phi : M \rightarrow N$ jest dyfeomorfizmem, rozwiązania $(M, T^{(i)})$ oraz $(N, \phi^* T^{(i)})$ posiadają fizycznie identyczne własności. Dowolne fizycznie sensowne stwierdzenie dotyczące $(M, T^{(i)})$ będzie obowiązywało z równą siłą dla $(N, \phi^* T^{(i)})$. (Wald 1984, s. 438)

Earman (1986a, s. 234, 1989b, s. 186) proponuje dość wyrafinowaną interpretację w duchu Leibniza poglądów wyrażonych w przedstawionych wyżej pracach: „Współcześni relatywiści są bliscy przyjęcia stanowiska Leibniza, chociaż trzeba przyznać, że jest tu miejsce na pewną dwuznaczność". (Earman 1989b, s. 186) Jak już pisałem, dyfeomorfizm (aktywny), który jest używany w omawianych pracach[102], stanowi odpowiednik leibnizowskiego przesunięcia wszystkich ciał w przestrzeni bez zmiany ich relatywnych własności. Ponieważ modele dyfeomorficzne są nieodróżnialne obserwacyjnie, możliwa jest próba interpretacji OTW w duchu omawianego już w poprzednich rozdziałach manewru reprezentacjonistycznego. W takim przypadku każdy z substancjalistycznych modeli, należących do klasy modeli dyfeomorficznych, mógłby być uważany za model tylko 'reprezentujący' relacjonistyczną u swych podstaw rzeczywistość, czyli za model dostarczający jednego z możliwych równoważnych opisów relacjonistycznej u swych podstaw rzeczywistości. Wspomniana klasa modeli dyfeomorficznych to klasa równoważności modeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$, z relacją równoważności zdefiniowaną następująco: $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle \equiv \langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ wtedy i tylko wtedy, gdy istnieje taki dyfeomorfizm (aktywny) $d: M \rightarrow M'$, że $d^*O_i = O'_i$ dla wszystkich i. Earman nazywa taką klasę *klasą równoważności Leibniza*. I właśnie tego typu interpretację – w duchu manewru reprezentacjonistycznego – cytowanych prac proponuje Earman.

Powstaje jednak pytanie, czy cytowane wyżej prace rzeczywiście pozwalają na taką interpretację. Earman (1989b, s. 186) zauważa, że pojawiające się w powyższych cytatach pojęcia fizycznej równoważności modeli są dwuznaczne i dopuszczają dwie interpretacje:

(1) uznanie, że modele dyfeomorficzne odpowiadają różnym, lecz obserwacyjnie nieodróżnialnym stanom rzeczy

(2) uznanie, że modele dyfeomorficzne dostarczają różnych opisów tego samego stanu rzeczy.

Niemniej konkluduje: „Jednakże przyjmuję, że akceptacja determinizmu dla einsteinowskich równań pola faworyzuje (2)" (s. 186). To, co chciałbym jeszcze raz podkreślić, to to, że w pracach Hawkinga i Ellisa oraz Walda wykorzystywane są dyfeomorfizmy odczytywane aktywnie. Przy biernym ich odczytywaniu to, że modele dyfeomorficzne dostarczają różnych opisów tego samego stanu rzeczy, wynikałoby trywialnie stąd, iż bierna transformacja zmienia jedynie stosowany układ współrzędnych, nie zmieniając samego układu fizycznego. Przy aktywnej ich interpretacji powyższe stwierdzenie jest wysoce nietrywialne i dopuszcza różne interpretacje. Dla Earmana wydaje się ono równoznaczne ze stwierdzeniem, że rzeczywistość jest u swych podstaw relacjonistyczna, a substancjalistyczne modele są tylko pewnymi jej reprezentacjami, przy czym jednemu relacjonistycznemu stanowi rzeczy miałoby odpowiadać wiele możliwych, równoważnych modeli substancjalistycznych. Problem jednak polega na tym, że podstawą takiego stanowiska, jak zauważa sam Earman przy innej okazji[103], może być tylko bazowa teoria sformułowana bezpośrednio w języku klas równoważności modeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$. OTW, wyrażona w języku pól fizycznych określonych na rozmaitości, powinna dać się wyprowadzić z takiej bazowej teorii. Jednakże Hawking, Ellis oraz Wald takiej bazowej teorii nie wykorzystują. OTW wyrażona jest w tych pracach bezpośrednio w języku modeli, a nie klas równoważności modeli.

[102] Hawking i Ellis oraz Wald wykorzystują dyfeomorfizmy punktowe (aktywne). Wald pisze wprost: „Przyjęliśmy 'aktywny' punkt widzenia przez związanie z ϕ odwzorowania tensorów w punkcie p na tensory w punkcie $\phi(p)$" (1984, s. 439).

Wydaje się zatem, że proponowana przez Earmana interpretacja prac wymienionych autorów nie jest trafna i należałoby raczej interpretować je w duchu metrycznego esencjalizmu, lub też dopatrywać się w ich postawie pewnego typu instrumentalizmu, przejawiającego się w tym, iż unika się dyskusji na poziomie ontologicznym i nie rozróżnia tych rozwiązań, których nie da się odróżnić obserwacyjnie. W przypadku metrycznego esencjalizmu uważa się za czasoprzestrzeń nie samą rozmaitość, a właśnie parę (M, g). Identyfikuje się przy tym ze sobą punkty p i ich obrazy $d(p)$ oraz czasoprzestrzenie w postaci par (M, g) i $(M', d^* g)$, ponieważ mają identyczne własności metryczne. Na taką właśnie możliwość interpretacji prac Hawkinga i Ellisa oraz Walda wskazuje chociażby przytoczone wcześniej zdanie z pracy Hawkinga i Ellisa, gdzie autorzy mówią wyraźnie, że „matematycznym modelem, który będziemy używać dla czasoprzestrzeni, tzn. zbiorem wszystkich zdarzeń, jest para (M, g)" (s. 56). Jeżeli natomiast chodzi o drugą możliwość – instrumentalistyczne traktowanie OTW – to tego typu postawę przypisują „wielu fizykom" zajmującym się OTW Hoefer i Ray[104].

Wspomnianą wyżej bazową teorię sformułowaną bezpośrednio w języku klas równoważności modeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ próbuje natomiast rozwijać Earman, korzystając z idei Gerocha (1972) zbudowania nowej wersji OTW, wyrażonej w języku algebr Einsteina. Będę chciał jednak pokazać w następnym rozdziale, że koncepcja ta budzi pewne zasadnicze zastrzeżenia.

Mogłoby się zatem wydawać, że instrumentalizm w mniej lub bardziej umiarkowanej wersji dostarcza nam jedynej możliwości uratowania determinizmu OTW. Chciałbym jednakże dowieść w dalszej części mojej pracy (§ 4.3.5), że nie musimy bynajmniej rezygnować z uprawiania ontologii, aby uratować determinizm OTW. Wystarcza w tym celu przy analizie ontologii OTW uwzględnić przytaczany już postulat Einsteina (1961) nieoddzielania metryki od czasoprzestrzeni ze względu na to, że sama rozmaitość różniczkowa bez metryki nie może być czasoprzestrzenią.

Zanim przejdę do krytyki argumentu dziury, chciałbym poruszyć jeszcze jeden problem. Otóż Earman twierdzi (1989b, s. 180), że „co jest prawdą o oryginalnym argumencie Leibniza, jest również prawdą o niniejszym argumencie: jeżeli argument działa przeciwko ontologii nieredukowalnych i nieeliminowalnych punktów czasoprzestrzeni, to działa również przeciwko ontologii nieredukowalnych i nieeliminowalnych monadycznych własności czasoprzestrzennej lokalizacji". Chciałbym powtórzyć w tym miejscu to, co pisałem (w § 1 tego rozdziału) na temat skuteczności oryginalnego argumentu Leibniza w przypadku atrybutywizmu: zarówno oryginalny argument Leibniza, jak i argument dziury, są w przypadku tego stanowiska nieskuteczne. Jest tak dlate-

[103] Earman (1989b, s. 171) zarysowuje program, który miałby pogodzić stosowanie substancjalistycznych teorii fizycznych z relacjonizmem ontologicznym. W punkcie (3) tego programu stwierdza, iż prawa fizyki powinny dać się wyrazić bezpośrednio w języku klas równoważności modeli substancjalistycznych. Por. rozdz. IV niniejszej pracy.

[104] Hoefer, Ray (1992, s. 579–580) wymieniają imiennie tylko Penrose'a.

go, że wówczas, gdy punkty czasoprzestrzeni są tylko własnościami czasoprzestrzennej lokalizacji ciał, nie ma względem czego przesuwać (lub obracać) świata materialnego i w konsekwencji nie można aktywnej transformacji nadać żadnego zrozumiałego sensu. Analizując argument dziury, zwracałem już uwagę na to, że aktywna interpretacja transformacji zakłada substancjalizm, bowiem 'przenoszenie' obiektów geometrycznych z jednego punktu do drugiego zakłada, że punkty zawdzięczają identyczność i indywiduację samym sobie (ewentualnie z dołączeniem niektórych obiektów geometrycznych w postaci własności esencjalnych – jak chce esencjalizm), a nie obiektom (nieesencjalnym), które się w nich znajdują. Operacja taka nie miałaby żadnego sensu, gdyby punkty czasoprzestrzeni były tylko własnościami lokalizacji. Ujmując rzecz inaczej, jeżeli rozpatrujemy dowolny dyfeomorfizm d (interpretowany aktywnie) i odwzorowanie d^*, indukowane przez niego, działające na wszystkie obiekty geometryczne O_i, to na ogół będzie tak (o ile d^* nie będzie akurat symetrią któregoś z O_i), że w dowolnym punkcie rozmaitości M spełniona jest nierówność (3.12):

$$d^*O_i \neq O_i$$

tak jak ma to np. miejsce dla metryki w nierówności (3.4), co zakłada, że punkt ten nie stracił swojej tożsamości, mimo że mogły zmienić się w tym punkcie wszystkie pola fizyczne z gęstością masy, czy też polem tensora napięć-energii włącznie. Zmiana tego typu pól fizycznych oznacza zmianę własności lokalizacji, zatem punkty czasoprzestrzeni jako własności lokalizacji nie mogłyby utrzymać w przypadku transformacji aktywnej swojej tożsamości i w konsekwencji transformacji takiej nie daje się w przypadku atrybutywizmu przeprowadzić.

Otrzymujemy w ten sposób dodatkową możliwość obrony przed argumentem dziury, której Earman nie wziął pod uwagę: przyjęcie atrybutywizmu, czyli założenie, że punkty czasoprzestrzeni są nieredukowalnymi, monadycznymi własnościami czasoprzestrzennej lokalizacji obiektów. Będę chciał jednak pokazać w następnej części mojej pracy, że taka odpowiedź na argument dziury nie jest atrakcyjna z innych względów.

4.3. Analiza możliwych reakcji na argument dziury

Rejestr możliwych odpowiedzi na argument dziury zamieszcza Earman w swojej pracy (1989b, s. 189–191). Wszystkie możliwe stanowiska w tej sprawie przedstawię poniżej, poszerzając Earmanowską listę o tę pozycję, którą Earman pominął – a mianowicie atrybutywizm.

4.3.1. Instrumentalizm

Przyjmując stanowisko instrumentalizmu, można łatwo uniknąć argumentu dziury. Według instrumentalizmu bowiem, zadaniem teorii naukowych jest przewidywanie wyników eksperymentów, a – jak już pisałem – modele dyfeomorficzne nie są odróżnialne obserwacyjnie. Konstrukcja dziury nie prowadzi do żadnych obserwowalnych zmian, zatem według instrumentalisty argument dziury nie jest zagrożeniem dla determinizmu naszych podstawowych teorii fizycznych. Różne umiarkowane postacie instrumentalizmu dają się zaobserwować w stosunku niektórych fizyków do problemu

determinizmu OTW, na przykład Einsteina w roku 1916, w jego pierwszej negatywnej reakcji na argument dziury.

Stosunek Earmana, stojącego na gruncie realizmu naukowego, do instrumentalizmu jest zdecydowanie negatywny. Omawiając możliwe reakcje na argument dziury bez żadnych dodatkowych uzasadnień, wyraża się krótko: „W tym, co następuje, będę ignorował instrumentalistyczne reakcje" (1989b, s. 189). Uważa on instrumentalizm za pogląd błędny, ale zastrzega się: „Chociaż uważam, że instrumentalizm jest obciążony poważnymi wadami, nie zamierzam dowodzić tego tutaj" (1989b, s. 166).

Dla autora tej pracy instrumentalizm również nie wydaje się właściwą odpowiedzią na argument dziury. Konsekwentny instrumentalizm, w którym całkowicie zrezygnowałoby się z ontologii, nie wydaje się możliwy dla fizyka, gdyż trudno byłoby uprawiać fizykę, która nie odnosi się do niczego. Na gruncie instrumentalizmu trudno wytłumaczyć na przykład, co to jest struktura inercjalna, czego dotyczą zasady symetrii, czy też np. takie podstawowe zjawiska, jak zjawisko ruchu czy oddziaływania fizyczne. Być może rozwiązaniem byłby częściowy instrumentalizm, w którym przyjmuje się jakąś zredukowaną postać ontologii, ale ocenę tego typu koncepcji musiałoby poprzedzić przedstawienie jej.

4.3.2. Atrybutywizm

Starałem się powyżej pokazać, że wbrew temu, co twierdzi Earman, założenie (1) (czasoprzestrzeń jest substancją) jest konieczne do tego, aby argument dziury dał się zastosować. W przypadku atrybutywizmu argument dziury nie daje się zastosować, co oznacza, że można być atrybutywistą i zasadnie być przekonanym o determinizmie naszych podstawowych teorii fizycznych, takich jak teoria newtonowska, elektrodynamika, STW czy OTW. Niemniej taka możliwość obrony jest mało atrakcyjna z innych względów. Przede wszystkim na substancjalność czasoprzestrzeni wskazuje absolutność ruchu (rozdz. II, § 7, 8 implikacje (2.13) lub (2.14)). Do opisu ruchu konieczna jest struktura inercjalna, a struktury tej nie daje się wyznaczyć z rozkładu mas, jest ona zatem własnością czasoprzestrzeni raczej niż materialnego świata.

Przeciwko atrybutywizmowi przemawiają również zmodyfikowane argumenty Kanta i Fielda. Argument Kanta, o czym pisałem w § 2 tego rozdziału, staje się efektywnym argumentem przeciwko relacjoniście i atrybutywiście, jeżeli uwzględnimy fakt niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych. Jeżeli natomiast chodzi o teoriopolowy argument Fielda, to starałem się pokazać w § 3 tego rozdziału, że argument ten, w wersji nieprzypisującej wszystkim polom fizycznym statusu własności czasoprzestrzeni, działa skutecznie przeciwko relacjonizmowi i atrybutywizmowi, jeżeli uzupełnimy go o dodatkowe założenie mówiące, iż przy ustalaniu ontologii teorii naukowej powinniśmy brać pod uwagę kryterium budowy i funkcjonowania teorii.

4.3.3. Relacjonizm

Relacjonista oczywiście chętnie uzna skuteczność argumentu dziury. Będzie on uważał, że indeterminizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni jest konsekwencją założonej substancjalności czasoprzestrzeni. Jego ten argument nie będzie dotyczył, gdyż nie uznaje on substancjalności czasoprzestrzeni. Staje on jednak przed innym wyzwaniem – zauważa Earman (1989b, s. 189) – „oczywistą potrzebą użycia czasoprzestrzeni dla podtrzymania pól fizycznych". Należałoby tu dodać jeszcze dwie trudności, które stają przed relacjonistą, a których Earman nie brał pod uwagę. Musi on stworzyć relacjonistyczną teorię ruchu oraz wypracować relacjonistyczną interpretację niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych. Starałem się bowiem pokazać w poprzednich rozdziałach, że nie został przeprowadzony przez Earmana manewr reprezentacjonistyczny dla ruchu, który miał ratować relacjonistę przed inferencją z absolutności ruchu do substancjalności czasoprzestrzeni, ani też nie została przez niego wypracowana relacjonistyczna interpretacja niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych.

Earman rozpatruje dwie możliwe strategie dla relacjonisty, które pozwoliłyby mu na wykorzystywanie idei pól fizycznych bez wprowadzania substancjalistycznych zobowiązań co do istnienia punktów czasoprzestrzeni i w ten sposób na uratowanie determinizmu. Pierwsza z tych strategii, ściśle biorąc, nie jest czysto relacjonistyczna: stanowi ona koncepcję pośrednią pomiędzy relacjonizmem i sustancjalizmem. Strategia ta wykorzystuje manewr reprezentacjonistyczny dla teorii typu OTW i opiera się na propozycji Gerocha (1972) zbudowania nowej wersji OTW, wyrażonej w języku algebr Einsteina. Ze względu na wagę, jaką Earman przywiązuje do tej koncepcji, zostanie ona omówiona osobno. Będę chciał wtedy pokazać, dlaczego strategia ta w przedstawionej postaci jest, moim zdaniem, nieskuteczna.

Druga ze wspomnianych strategii to konstruktywistyczna wersja relacjonizmu, w której teorię pola rekonstruuje się wychodząc od bazowego zbioru indywiduów, którym jest zbiór zdarzeń fizycznych E, wyposażony w relacje przyczynowe. Earmanowską krytykę tej wersji relacjonizmu przedstawiłem w tej części mojej pracy, która była poświęcona argumentowi Fielda. Earman pokazuje w swojej krytyce, na jakie kłopoty zasadniczej natury natrafia relacjonista, próbując wprowadzić do swojej wersji teorii pola strukturę różniczkową.

Ostatnie trzy możliwe reakcje na argument dziury wychodzą z założenia substancjalizmu. Substancjalista ma bowiem do wyboru dwie alternatywne możliwości: może on uznać argument dziury i zgodzić się tym samym na indeterminizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni lub też zaproponować takie rozumienie substancjalizmu, które uniemożliwi wyprowadzenie z niego indeterministycznych konsekwencji. W tym drugim przypadku substancjalista ma do wyboru jedną z trzech możliwości, wskazanych przez Earmana i jego krytyków. Celem ich jest pokazanie, że można pogodzić substancjalizm z determinizmem lokalnych teorii czasoprzestrzeni. Omówię je po kolei, rozwijając tę z nich, którą uważam za najbardziej interesującą, tzn. esencjalizm.

4.3.4. Strukturalizm

Pierwszą substancjalistyczną możliwością odpowiedzi na argument dziury, analizowaną przez Earmana[105], jest odpowiedź strukturalistyczna. Substancjalista z inklinacją do strukturalizmu ma do wyboru dwie możliwości. Może on, po pierwsze, uznać, iż punkty czasoprzestrzeni są indywiduami, które odgrywają taką to a taką rolę w ogólnym schemacie rzeczy, lub też, alternatywnie, może utrzymywać, że identyczność różnych punktów czasoprzestrzeni jest określona przez strukturalną rolę, jaką indywidua te spełniają ze względu na pewną określoną listę własności. W tym drugim przypadku substancjalista może np. utrzymywać, że identyczność punktów czasoprzestrzeni jest określona przez strukturalną rolę, jaką punkty te spełniają w polu metrycznym.

[105] Earman 1989b, s. 198–199. Earman nie podaje żadnego konkretnego przykładu krytyki argumentu dziury z pozycji strukturalizmu.

Zdaniem Earmana to, „co jest wspólne dla wszystkich strukturalistycznych poglądów, to idea, że identyczność jest konsekwencją izomorfizmu, a różnica sprowadza się do tego, czy izomorfizm ma być całościowy czy częściowy, a jeśli częściowy, to ze względu na jakie własności"[106]. Formułę „identyczność jest konsekwencją izomorfizmu" Earman rozumie w ten sposób, że jeśli mamy stosowny izomorfizm $\Psi : W \rightarrow W'$, zachowujący ustaloną grupę własności, to dla dowolnego indywiduum $i \in W$, i jest identyczne z $\Psi(i)$ (Earman 1989b, s. 198–199). Dla strukturalisty modele izomorficzne są identyczne i dlatego dyfeomorfizm dziury nie stanowi dla niego zagrożenia dla determinizmu lokalnych teorii czasoprzestrzeni: zastosowanie dyfeomorfizmu dziury do jakiegoś modelu prowadzi do modelu izomorficznego, czyli identycznego z poprzednim.

Earman uważa strukturalistyczne rozwiązanie za trudne do zaakceptowania, gdyż „wspólne jądro [strukturalizmu] jest z reguły niespójne, jeśli 'identyczność' oznacza literalną identyczność i jeśli izomorfizm nie jest jedyny" (1989b, s. 198). Niespójność powyższa ma wynikać stąd, że jeśli mamy różne izomorfizmy, które mają wyznaczać identyczność zgodnie z regułą „identyczność jest konsekwencją izomorfizmu", to prowadzić ma to do sprzeczności, gdyż ustanawiają one identyczność pewnego wyjściowego indywiduum i z obiektami, które nie są literalnie identyczne:

> Jeżeli $\Psi_1 : W \rightarrow W'$ i $\Psi_2 : W \rightarrow W'$ są stosownymi izomorfizmami, całościowymi lub częściowymi, i jest identyczne z $\Psi_1(i)$ i z $\Psi_2(i)$. I w ten sposób, przez przechodniość identyczności, $\Psi_1(i) = \Psi_2(i)$, co daje sprzeczność, jeśli Ψ_1 i Ψ_2 są różne. (1989b, s. 198–199)

Earmanowska krytyka strukturalizmu wzbudza zasadnicze wątpliwości co do jej zasadności. Earman mianowicie nie podaje nam powodu, dla którego strukturalista miałby zrezygnować ze swojej formuły „identyczność jest konsekwencją izomorfizmu" i przejść do identyczności pojmowanej literalnie. Arbitralne przyjęcie, że izomorfizmy Ψ_1 i Ψ_2 w powyższej konstrukcji odwzorowują na to samo W', nie jest powodem wystarczającym, dlatego że powyższa formuła miała odpowiedzieć również na pytanie, które punkty mamy ze sobą utożsamiać w przypadku dwóch modeli $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $\langle M, d^*O_1, d^*O_2,..., d^*O_n\rangle$, połączonych dyfeomorfizmem dziury, odwzorowującym rozmaitość M na siebie $d: M \rightarrow M$. Dla strukturalisty identyczne będą w takim przypadku punkty p i $d(p)$, jako punkty o tych samych własnościach, zgodnie z formułą „identyczność jest konsekwencją izomorfizmu". Punkty i ich obrazy mają identyczne własności, gdyż dla dowolnego dyfeomorfizmu d obrazy dowolnych punktów $d(p_1)$ i $d(p_2)$ mają takie same własności i relacje wzajemne ze względu na 'przeniesione' obiekty geometryczne d^*O_i, jakie mają punkty p_1 i p_2 ze względu na obiekty O_i. Np. interwał pomiędzy punktami $d(p_1)$ i $d(p_2)$, zgodnie z przeniesioną metryką d^*g, jest taki sam, jak interwał pomiędzy punktami p_1 i p_2 zgodnie z metryką g. Wracając zaś do przykładu earmanowskiego, strukturalista uzna punkty $\Psi_1(i)$ i $\Psi_2(i)$ za identyczne, gdyż łączy je izomorfizm $\Psi_2 \circ \Psi_1^{-1}$: $\Psi_2 \circ \Psi_1^{-1}(\Psi_1(i)) = \Psi_2(i)$.

[106] Earman 1989b, s. 198. Izomorfizm można wprowadzić w następujący sposób. Dwa modele $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $\langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ są izomorficzne, jeżeli istnieje dyfeomorfizm $d: M \rightarrow M'$, taki że $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ dla wszystkich i. Dyfeomorfizm taki nazywamy izomorfizmem. Earman nie definiuje izomorfizmu częściowego, ale, jak można się domyślać, spełniałby on warunek $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ tylko dla niektórych, wybranych obiektów O_i.

Czy uchylenie ważności argumentacji Earmanowskiej przeciwko strukturalizmowi wystarcza do tego, aby uznać strukturalizm za udaną substancjalistyczną odpowiedź na argument dziury? Myślę, że nie, dlatego iż żadna konkretna postać substancjalizmu strukturalistycznego nie została nam przedstawiona. Być może należałoby uznać, że takim kandydatem na substancjalizm strukturalistyczny może być strukturalizm metryczny, w którym identyczność punktu byłaby określona przez relacje metryczne z pozostałymi punktami rozmaitości, a stosowny izomorfizm musiałby zachowywać te relacje, czyli musiałby być izometrią. Nie wiadomo jednak, czym takie rozwiązanie miałoby się różnić od metrycznego esencjalizmu, w którym również uznaje się własności metryczne za własności decydujące o identyczności punktu. Wydaje się zatem, że z oceną strukturalizmu należy poczekać do czasu pełniejszego sformułowania takiego stanowiska.

4.3.5. Esencjalizm

Krytykę argumentu dziury z punktu widzenia esencjalizmu, który można nazwać esencjalizmem metrycznym, przedstawił Maudlin (1989). Poddał on krytyce przedstawione wyżej założenie (2) Earmana i Nortona, identyfikujące z czasoprzestrzenią 'gołą' rozmaitość różniczkową M, tzn. uznające, że własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni są tylko własności topologiczne i różniczkowe. Jego zdaniem, własności metryczne są również własnościami esencjalnymi. Argumentów za taką właśnie koncepcją czasoprzestrzeni Maudlin przedstawił niewiele – starał się on raczej zbijać ewentualne kontrargumenty niż przedstawiać argumenty przemawiające wprost za taką koncepcją.

Maudlin uważa, że powinniśmy odróżniać ontologię matematycznej reprezentacji od ontologii fizycznej struktury reprezentowanej przez wielkości matematyczne. Twierdzi on, że to właśnie niedostrzeżenie tej różnicy przez Earmana i Nortona jest odpowiedzialne za zaliczenie do zbioru własności esencjalnych tylko własności topologicznych i różniczkowych, co z kolei miało doprowadzić ich do indeterministycznych konkluzji[107]. Jego zdaniem, „(abstrakcyjna) ontologiczna struktura matematycznej reprezentacji może sugerować, ale nie pociąga za sobą analogicznej metafizycznej analizy fizycznej struktury, którą reprezentuje" (Maudlin 1989, s. 540). Budowę matematycznej reprezentacji fizycznej struktury, którą jest czasoprzestrzeń wraz z polami fizycznymi, rozpoczynamy, według niego, od prostego zbioru punktów, które są abstrakcyjnymi, matematycznymi indywiduami i które początkowo są 'gołe', tzn. nie są wyposażone w żadne własności i nie wchodzą w żadne relacje. Zbiór takich matematycznych punktów wyposażany jest następnie sukcesywnie we własności topologiczne, afiniczne oraz metryczne, przy czym te ostatnie muszą być zgodne z koneksją afiniczną. Co jest przy tym istotne, to to, że „różne obszary w modelu są odróżnialne, ponieważ matematyczne punkty były indywiduami *ab initio*" (Maudlin 1989, s. 541). Jeżeli chodzi o samą czasoprzestrzeń, to Maudlin (s. 553–554) uważa, podobnie jak Einstein w przytoczonym wcześniej cytacie („Bowiem funkcje g_{ik} opisują nie tylko pole, ale również jednocześnie topologiczne i metryczne strukturalne własności rozmaitości" (Einstein 1961, s. 155)), że „topologia wypływa z metryki raczej niż metryka jest nałożona na metryczną przestrzeń" (Maudlin 1989, s. 554). I dodaje krótko: „można argumentować, że struktura otoczeniowa jest *wyprowadzona* z metrycznych własności: zbiór (fizycznych) punktów czasoprzestrzeni tworzy swoje otoczenia dopiero poprzez swoje czasoprzestrzenne relacje bliskości" (Maudlin 1989, s. 554).

[107] Maudlin 1989, s. 540–541, 545.

Powyższa argumentacja Maudlina nie jest całkiem jasna, ponieważ nie wyjaśnia on nam, co rozumie przez strukturę fizyczną. Co najważniejsze, wydaje się niewystarczająca, aby wykazać esencjalność własności metrycznych. Rzeczywiście w niektórych ujęciach OTW traktuje się topologię jako wypływającą z metryki – tak np. rozumiał topologię Einstein (1961). Jednakże w wielu ujęciach aparat matematyczny OTW konstruuje się przez wprowadzenie na zbiorze punktów najpierw topologii i struktury różniczkowej, a dopiero na końcu struktury metrycznej[108]. Ujęcie takie dopuszcza potraktowanie własności topologicznych jako bardziej pierwotnych niż metryczne.

Rozumowanie Maudlina wskazuje nam natomiast inną, bardzo istotną rzecz: w procesie konstruowania aparatu matematycznego jakiejś teorii mamy do czynienia najpierw z wielkościami matematycznymi – indywiduami – np. liczbami czy też punktami przestrzeni R^n, które potem dopiero sukcesywnie wyposaża się w kolejne własności i relacje, aby mogły reprezentować świat fizyczny. W modelu fizycznym jakiejś teorii, który składa się z przedmiotów skonstruowanych myślowo, takich jak np. punkty materialne, siły, pędy czy energie, nie mamy do czynienia ze zwykłymi liczbami, czy też wektorami, ale z bardziej skomplikowanymi obiektami, które powstają w wyniku wyposażenia wyjściowych obiektów matematycznych w pewne dodatkowe charakterystyki, np. jednostki. Dla przykładu liczba „5" może służyć równie dobrze do wyrażania odległości (np. 5m, 5km), prędkości (np. 5m/s) czy też temperatury (np. 5K) itd. To samo dotyczy dowolnego wektora czy tensora, traktowanego jako obiekt czysto matematyczny, tzn. niewyposażonego w żadne dodatkowe własności, w tym m.in. jednostki. Precyzyjne rozróżnienie pomiędzy wielkościami fizycznymi i matematycznymi może być w niektórych przypadkach trudne, w szczególności może być trudne do rozstrzygnięcia, czy z punktami czasoprzestrzeni mamy już do czynienia w przypadku rozmaitości różniczkowej, czy też dopiero po wyposażeniu jej w metrykę, niemniej rozróżnienie takie na pewno jest istotne. W kontekście omawianego sporu ważne jest to, że pozwala ono zbić jeden z koronnych argumentów Earmana przeciwko esencjalizmowi.

Earman mianowicie argumentował (1989b, s. 180, 201), że standardowy sposób konstruowania równań pola OTW polega na skonstruowaniu najpierw czasoprzestrzeni jako rozmaitości różniczkowej, wyposażonej w strukturę topologiczną i różniczkową, oraz na późniejszym wprowadzeniu na tej rozmaitości pól tensora metrycznego g i tensora napięć-energii T. Uważa on, iż przypisywanie punktom czasoprzestrzeni geometrycznych obiektów polowych zakłada, że identyczność i indywiduacja tych punktów jest już ustanowiona, w przeciwnym bowiem razie operacja wprowadzania pól fizycznych na rozmaitości M nie miałaby sensu. Tym samym, według Earmana, własnościami esencjalnymi mają być własności topologiczne i różniczkowe, a nie są nimi własności metryczne. Esencjalista może zarzucać Earmanowi, że popełnia on w powyższym rozumowaniu błąd *petitio principi*, ponieważ przyjmuje bez dowodu właśnie to, czego należało dowieść, a mianowicie, że punktami czasoprzestrzeni są punkty rozmaitości różniczkowej. Dla esencjalisty punkty rozmaitości różniczkowej są tylko indywiduami matematycznymi, takimi jak np. liczby ze zbioru liczb rzeczywi-

[108] Por np. Kopczyński i Trautman 1981, Hawking, Ellis 1973.

stych R, czy elementy zbioru R^n, a punktami czasoprzestrzeni (indywiduami fizycznymi) stają się dopiero po wyposażeniu ich we własności metryczne. Argumentacja Earmana jest zatem niewystarczająca.

Jak już wspomniałem, Maudlin skupia się przede wszystkim na odpieraniu ewentualnych zarzutów skierowanych przeciwko esencjalizmowi. Ustosunkowuje się on do wszystkich argumentów przeciwko esencjalności własności metrycznych, zawartych w pracy Earmana i Nortona (1987) i przedstawionych już wcześniej (s. 68–69). W odpowiedzi na argumenty (A) i (B) Maudlin (1989, s. 546–547) stwierdza, że pokazują one tyle tylko, iż czasoprzestrzeń posiada cechy, które czynią ją podobną do innych obiektów fizycznych, nie dowodzą natomiast tego, że jedynymi esencjalnymi własnościami są własności topologiczne i różniczkowe. W dodatku, „pomimo podobieństw, metryka ma jedną wyróżniającą cechę: reprezentuje własności czasoprzestrzenne" (1989, s. 547). W odpowiedzi na argument (C), dotyczący możliwości rozdziału na „pojemnik i to, co jest zawarte wewnątrz niego", Maudlin stwierdza (1989, s. 547), że zastosowana metafora jest niejasna, mamy natomiast w potocznym języku jasny paradygmat własności czasoprzestrzennych: odległość, upływający czas. Pozwala on nam łatwo określić, które ze struktur matematycznych teorii dostarczają nam informacji dotyczących czasu i przestrzeni – jest to niewątpliwie metryka, a nie np. tensor napięć-energii, czy też tensor pola elektromagnetycznego.

W ostatnim argumencie (D) Earmana i Nortona była mowa o tym, że traktowanie metryki jako części czasoprzestrzennego pojemnika prowadzi do trywializacji substancjalizmu w przypadku zunifikowanej teorii pola typu rozwijanego przez Einsteina, w którym cała materia reprezentowana jest przez uogólniony tensor metryczny. Maudlin słusznie zauważa, iż program tego typu nigdy nie został zrealizowany, a gdyby nawet kiedyś został, nie prowadziłoby to bynajmniej do trywializacji substancjalizmu, tylko do hipersubstancjalizmu. Do trywializacji substancjalizmu mogłoby dojść w jednym tylko przypadku: gdyby w sposób sztuczny rozszerzona została metryka lub wymiar czasoprzestrzeni, tak aby zakodować w nich więcej informacji. Nasze najlepsze teorie zdają się wskazywać na to, zdaniem Maudlina (1989, s. 549), że na wszechświat składa się coś więcej niż czasoprzestrzeń.

Przedstawiłem powyżej argumentację Maudlina na rzecz esencjalności własności metrycznych. Przyjęcie tego poglądu prowadzi do odrzucenia założenia (2), wykorzystywanego przy konstrukcji argumentu dziury (s. 68). Jakie konsekwencje może to mieć dla samego argumentu? Analizując argument dziury (s. 72), zwracałem uwagę na to, że 'przenosić' z punktu do punktu można tylko te obiekty, które nie są własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni; 'przenoszenie' własności esencjalnych byłoby operacją sprzeczną wewnętrznie, gdyż z założenia zmiana własności esencjalnej w danym punkcie prowadziłaby do utraty przez niego swojej tożsamości. Maudlin zauważa ten fakt i stwierdza, że przy założeniu esencjalności tensora metrycznego przeniesienie tego tensora z jednego punktu do drugiego poprzez zastosowanie dyfeomorfizmu rozumianego aktywnie byłoby operacją matematyczną, prowadzącą do rozwiązania, które nie jest fizyczne możliwe:

> Cechy esencjalne nie mogą być usunięte z przedmiotu tak, aby jednocześnie pozostał on sobą. Podobnie, przeniesienie tensora metrycznego z jednego punktu do drugiego jest operacją matematyczną, która nie ma swojego odpowiednika w sferze fizycznej możliwości. Fizyczne obszary czasoprzestrzenne nie mogą istnieć i utrzymywać swojej tożsamości bez szczególnych czasoprzestrzennych relacji, które zachodzą pomiędzy nimi. (Maudlin 1989, s. 545)

Dla esencjalisty, zauważa Maudlin (1989, s. 552), dyfeomorfizm (rozumiany aktywnie) nie jest właściwym uogólnieniem leibnizowskiego przesunięcia wszystkich ciał w przestrzeni bez zmiany ich wzajemnych relacji. Właściwym uogólnieniem leibnizowskiego przesunięcia byłoby przesunięcie wszystkich pozostałych pól, poza polem tensora metrycznego, a pozostawienie bez zmian pola tego właśnie tensora. Przesunięcie takie jednak prowadzi na ogół – poza szczególnymi przypadkami, takimi jak np. teoria Newtona i STW – do takich funkcji g i T, które nie spełniają równań pola.

Przedstawiona wyżej esencjalistyczna koncepcja Maudlina stała się obiektem krytyki Earmana (1989b, s. 199–202). Earman postawił kilka istotnych zarzutów koncepcji Maudlina. Jeden z tych zarzutów już przedstawiłem: Earman twierdzi, że punkty rozmaitości różniczkowej muszą być indywiduami czasoprzestrzennymi, skoro możemy im jednoznacznie przypisywać pola fizyczne. Starałem się też pokazać, że rozumowanie Earmana dowodzi, iż punkty rozmaitości są rzeczywiście indywiduami, ale niekoniecznie czasoprzestrzennymi, tzn. Earman nie dowiódł tego, że punkty rozmaitości różniczkowej należy traktować jako punkty czasoprzestrzeni.

Pozostałe zarzuty Earmana wyglądają następująco:

i) Zgodnie z metrycznym esencjalizmem, bronionym przez Maudlina, teorie typu OTW błędnie opisują świat, tzn. „niektóre z ich dynamicznie możliwych modeli nie odpowiadają światom fizycznie możliwym" (Earman 1989b, s. 200). Jest tak dlatego, że konstrukcja dziury generuje nieskończenie wiele modeli, z których każdy powinien opisywać świat możliwy fizycznie. Powinien opisywać, ale – z wyjątkiem jednego odpowiadającego światu rzeczywistemu – nie opisuje, gdyż przypisują one punktom czasoprzestrzeni własności metryczne, które są niezgodne z ich istotą, tzn. z ich własnościami esencjalnymi.

ii) Esencjalista będzie miał duże trudności z wyjaśnieniem czegoś, co Earman nazywa dynamicznym charakterem metryki czasoprzestrzeni, a co polega na tym, że „jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna w tym właśnie punkcie byłaby inna" (Earman 1989b, s. 201). Dla esencjalisty tego typu wypowiedź byłaby sprzeczna wewnętrznie: nie można mówić o *tym samym* punkcie, skoro jego własności esencjalne zmieniły się.

iii) Esencjalizm ratuje determinizm za cenę poważnego osłabienia go lub, być może nawet, zupełnej trywializacji tego poglądu. Przypuśćmy bowiem, że równania Einsteina zostałyby tak osłabione, aby dopuszczać jako rozwiązania modele $\langle M, g_1, T_1\rangle$ oraz $\langle M, g_2, T_2\rangle$ takie, że istnieje dyfeomorfizm (interpretowany aktywnie) d, spełniający warunki $d^*g_1|_{t\leq 0} = g_2|_{t\leq 0}$ oraz $d^*T_1|_{t\leq 0} = T_2|_{t\leq 0}$, nie istnieje natomiast dyfeomorfizm (aktywny), który by spełniał podobne warunki na całej rozmaitości. Mimo że rozwiązania reprezentowane przez obydwa modele ewidentnie 'rozchodzą się', esencjalista nie może uznać tego za złamanie determinizmu, gdyż $\langle M, g_2, T_2\rangle$ ma nie odpowiadać ani fizycznie, ani logicznie możliwemu światu.

Jak się zdaje, w koncepcji Maudlina zabrakło jednego kroku, logicznie dopełniającego ją, którego zrobienie umożliwiałoby uchronienie jej przed głównymi zarzutami Earmana – zarzutem pierwszym i trzecim. Maudlin zauważył, że „cechy esencjalne nie mogą być usunięte z przedmiotu, tak aby jednocześnie pozostał on sobą" (1989, s. 545): konsekwentnie należało zatem uznać, iż przy założeniu esencjalności własności metrycznych, odwzorowania rozmaitości M na siebie, które zmieniają metrykę, nie mogą być interpretowane aktywnie. Innymi słowy, *dla esencjalisty metrycznego ogólna współzmienniczość nie może być interpretowana aktywnie w przypadku tych odwzo-*

rowań rozmaitości M na siebie, które zmieniają metrykę. Jedynym przypadkiem, kiedy interpretacja aktywna odwzorowania rozmaitości M na siebie jest możliwa dla esencjalisty, uznającego esencjalność własności metrycznych, jest przypadek, kiedy odwzorowanie to stanowi symetrię metryki:

$$d^* g = g \tag{3.14}$$

Jeżeli spełniony jest powyższy warunek, własności esencjalne punktów czasoprzestrzeni nie zmieniają się i operacja 'przenoszenia' obiektów geometrycznych dla esencjalisty ma sens (nie jest sprzeczna wewnętrznie).

Chciałbym podkreślić, że wprowadzony wyżej zakaz aktywnego interpretowania transformacji (z wyjątkiem sytuacji wyrażającej się warunkiem (3.14)), obowiązujący przy założeniu esencjalności własności metrycznych, dotyczy wyłącznie odwzorowań rozmaitości M na siebie. Nic nie stoi na przeszkodzie, według metrycznego esencjalisty, aby stosować odwzorowania punktowe (aktywne) w przypadku odwzorowania rozmaitości M na inną rozmaitość M', ponieważ punkty rozmaitości M nie zmieniają w wyniku takiej operacji swoich własności metrycznych. Jednakże w takim przypadku otrzymujemy dwa modele dyfeomorficzne $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $\langle M', d^*O_1, d^*O_2,..., d^*O_n\rangle$, dla których jedyną poprawną zasadą identyfikacji tych samych punktów czasoprzestrzeni w obu modelach jest ta, która identyfikuje z każdym punktem p rozmaitości M jego obraz $d(p)$ na rozmaitości M', jako punkt o takich samych własnościach esencjalnych (topologicznych, różniczkowych i metrycznych). O każdych takich dwóch modelach esencjalista powie, że opisują one tę samą rzeczywistość fizyczną z tą samą czasoprzestrzenią, składającą się z tych samych punktów o takich samych własnościach.

Zwolennik Leibniza mógłby utrzymywać, iż jest to właśnie dokładna realizacja wizji Leibniza, w której utożsamia się ze sobą modele izomorficzne i utrzymuje się, że opisują one tę samą relacjonistyczną rzeczywistość. Tak jednak nie jest: mamy tu do czynienia z czysto substancjalistyczną teorią, wyrażoną poprzez *modele* (odnoszące się bezpośrednio do punktów czasoprzestrzeni), a nie poprzez *klasy modeli*. Jest to dokładnie taka sama sytuacja, z jaką mamy do czynienia w przypadku klasycznej teorii Newtona, która również posiada modele odnoszące się bezpośrednio do punktów czasoprzestrzeni. W tym przypadku także możemy generować nowe równoważne fizycznie modele przez obroty i translacje, co jednak nie znaczy, że jest to teoria relacjonistyczna. Zwolennik Leibniza, aby udowodnić swoje racje, musiałby nam pokazać, iż rozpatrywana teoria daje się wyrazić bezpośrednio przez *klasy modeli*, zachowując swoje własności wyjaśniające i predyktywne, a nie może po prostu pasożytować na istniejącej substancjalistycznej teorii w ten sposób, że wykorzystuje jej rozwiązania, łączy je w klasy i twierdzi, iż to dowodzi jego racji. Jest to lekcja realizmu naukowego, której udzielił nam właśnie Earman[109].

Esencjalista metryczny, chcąc sprawdzić determinizm jakiejś teorii fizycznej za pomocą transformacji interpretowanej aktywnie, będzie musiał rozpatrywać modele izometryczne[110]; aby teoria była deterministyczna, dwa izometryczne modele tej teorii,

[109] Por. Earman 1989b, s. 87–89, 127–128, 149, 165–166, 171–172.

[110] Dwa modele $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $\langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ są izometryczne, jeżeli istnieje dyfeomorfizm $d: M \rightarrow M'$, taki że $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ dla wszystkich O_i, które reprezentują metrykę pierwszego modelu. Dyfeomorfizm taki nazywamy izometrią. Por. np. Hawking, Ellis 1973, s. 56.

które są zgodne wewnątrz obszaru determinującego $M–H$ rozmaitości, muszą być zgodne na całej rozmaitości. Innymi słowy, *warunek konieczny* (chociaż nie dostateczny) determinizmu jakiejś teorii będzie następujący:

1° Dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $M' = \langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ teorii T, dla dowolnej izometrii d (aktywnej) i dla dowolnego H, jeżeli $d^*O_j|_{d(M-H)} = O'_j|_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $d^* O_j = O'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Łatwo można pokazać, że dyfeomorfizm dziury, który na mocy powyższego warunku musi być izometrią, nie łamie tego warunku w przypadku OTW, teorii działających w czasoprzestrzeni Minkowskiego (STW, elektrodynamika) oraz teorii działających czasoprzestrzeni Newtona (pełnej) i Arystotelesa (por. rozdz. II, § 1), łamie go natomiast w przypadku teorii Newtona (bez wyróżnionego układu odniesienia) oraz każdej teorii działającej w czasoprzestrzeni o strukturze słabszej niż neonewtonowska. Weźmy bowiem pod uwagę dwa identyczne modele $M = M'$ oraz dyfeomorfizm d, który jest symetrią metryki każdego z tych modeli (d spełnia warunek $d^*O_i(d(p)) = O_i(d(p))$ dla wszystkich O_i, które reprezentują metrykę modelu M) i który jest identycznością w obszarze $M–H$. Utwórzmy teraz model $M^d = \langle M', d^*O_1, d^*O_2,..., d^*O_n\rangle$. Warunek powyższy mówi nam, że jeśli modele M i M^d są zgodne w obszarze $M–H$, to są również zgodne na całej rozmaitości. Warunek taki spełniony jest przez OTW, STW, elektrodynamikę i teorie działające w czasoprzestrzeniach Newtona (pełnej) i Arystotelesa, a nie jest spełniony przez teorię Newtona (bez wyróżnionego układu odniesienia) oraz każdą z teorii działających w czasoprzestrzeni o strukturze słabszej niż neonewtonowska, dlatego że w przypadku pierwszej grupy teorii każde odwzorowanie, które jest symetrią metryki i które jest identycznością w obszarze $M–H$, musi być identycznością na całej rozmaitości, w przypadku zaś drugiej grupy teorii tak być nie musi. Rozpatrzmy bowiem najpierw pierwszą grupę teorii: d jako symetria metryki musi zachowywać odległości (interwały czasoprzestrzenne w przypadku OTW i STW) między punktami, zatem odległość dwóch dowolnych punktów p i q musi być taka sama, jak odległość pomiędzy punktami $d(p)$ i $d(q)$. Przyjmijmy, że $p \in M–H$, zaś $q \in H$, a wówczas ze względu na to, że d jest identycznością w obszarze $M–H$, będziemy mieli $d(p) = p$. Gdyby dyfeomorfizm d nie był identycznością wewnątrz H, czyli gdyby $d(q) = r \neq q$, wówczas odległość dowolnego punktu p na zewnątrz H od dwóch różnych punktów r i q wewnątrz H byłaby taka sama, co nie jest możliwe w przypadku metryki Lorentza. Podobnie jest w przypadku teorii działających w pełnej czasoprzestrzeni Newtona oraz czasoprzestrzeni Arystotelesa, ponieważ w czasoprzestrzeniach tych mamy możliwość pomiaru odległości zdarzeń nierównoczesnych, co automatycznie gwarantuje, że odwzorowanie, które jest symetrią metryki i jest identycznością w obszarze $M–H$, musi być identycznością na całej rozmaitości. Inaczej jest w przypadku teorii Newtona (bez wyróżnionego układu odniesienia) oraz każdej teorii działającej w czasoprzestrzeni o strukturze słabszej niż neonewtonowska. Możemy w przypadku takich teorii skonstruować odwzorowanie, które jest symetrią metryki dla czasu i przestrzeni i które jest jednocześnie identycznością w obszarze $M–H$, a nie jest identycznością wewnątrz obszaru H. Przykładami takich odwzorowań są (interpretowane czynnie) odwzorowania typu (Leib), omawiane w rozdz. II, § 1:

$$\begin{aligned} x^\alpha &\rightarrow x'^\alpha = R^\alpha{}_\beta(t)\, x^\beta + a^\alpha(t) \\ t &\rightarrow t' = t \end{aligned} \tag{3.15}$$

gdzie moglibyśmy przyjąć na przykład, że $R^{\alpha}{}_{\beta}(t)$ oraz $a^{\alpha}(t)$ są identycznością dla $t \leq 0$, a nie są identycznością dla $t > 0$.

Wracając zaś do pierwszego (i) zarzutu Earmana, to esencjalista może teraz powiedzieć, że jest on chybiony, gdyż konstrukcja dziury rzeczywiście generuje nieskończenie wiele modeli, ale wbrew temu, co twierdzi Earman, są to modele, które odpowiadają światom możliwym. Bowiem albo zastosowane odwzorowanie jest symetrią metryki i wtedy rzeczywiście możemy je interpretować aktywnie, ale też wtedy wszystkie punkty czasoprzestrzeni w otrzymanych modelach mają takie własności metryczne, jakie miały przed transformacją i jakie powinny mieć, albo też zastosowane odwzorowanie nie jest symetrią metryki, a wtedy możemy je interpretować tylko biernie. W tym drugim przypadku otrzymujemy rozwiązania, które opisują tę samą sytuację fizyczną w innym układzie odniesienia, i jako takim możemy przypisać im tę samą kategorię „bycia możliwym" lub „bycia rzeczywistym", która przysługiwała modelowi wyjściowemu.

Przedstawiony wyżej warunek 1°, który muszą spełniać teorie, aby być deterministycznymi, nie jest warunkiem jedynym, ponieważ nie obejmuje on przypadku, kiedy teoria posiada modele nieizometryczne, tzn. kiedy istnieją takie modele $\langle M_1, g_1, T_1\rangle$ i $\langle M_2, g_2, T_2\rangle$, że nie istnieje dyfeomorfizm (aktywny) $d: M_1 \rightarrow M_2$, spełniający warunek $d^* g_1 = g_2$. Przypadku takiego dotyczy właśnie trzeci (iii) zarzut Earmana. Rozważając kwestię determinizmu jakiejś teorii, esencjalista będzie interesował się tylko przypadkami, kiedy takie dwa nieizometryczne modele zgodne są w pewnym obszarze determinującym $M\text{–}H$, w sensie istnienia odwzorowania aktywnego d, przekształcającego jeden z tych modeli w drugi wewnątrz tego obszaru, a niezgodne poza nim, w sensie nieistnienia odwzorowania aktywnego, przekształcającego jeden z tych modeli w drugi. O takich dwóch modelach esencjalista powie, że opisują one układ fizyczny znajdujący się w tym samym stanie w obszarze $M\text{–}H$, zaś nieistnienie odwzorowania aktywnego, przekształcającego te modele na siebie na całej rozmaitości świadczy o tym, że stany fizyczne układu (wraz z czasoprzestrzenią) opisywane przez te modele są rzeczywiście różne w obszarze H. Esencjalista będzie musiał zatem uznać, że rozważana teoria nie wyznacza jednoznacznie przebiegu zjawisk fizycznych i jest indeterministyczna. Wynika stąd, że trzeci zarzut Earmana nie jest trafny: opisana powyżej sytuacja jest dla esencjalisty możliwa logicznie i fizycznie. To, co nie jest możliwe logicznie dla esencjalisty metrycznego, to aktywna interpretacja transformacji (odwzorowania danej rozmaitości na siebie) w przypadku, gdy zastosowane odwzorowanie nie jest symetrią metryki.

Jak wynika z powyższych rozważań, drugi *warunek konieczny determinizmu* dla danej teorii T będzie miał postać:

2° Dla dowolnych dwóch modeli $\mathcal{M} = \langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $\mathcal{M}' = \langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ teorii T, dla dowolnego dyfeomorfizmu Ψ (aktywnego) $\Psi: (M\text{–}H) \rightarrow \Psi(M\text{–}H) \subset M'$ i dla dowolnego H, jeżeli $\Psi^*O_j|_{\Psi(M-H)} = O'_j|_{\Psi(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to istnieje taki dyfeomorfizm (aktywny) $\Psi': M \rightarrow M'$, że $\Psi'^*O_j = O'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'[111].

[111] Podobnego warunku używa do definiowania determinizmu Butterfield (1987, s. 29; 1989, s. 9), jednakże dla niego jest to jedyny warunek, jaki muszą spełniać teorie deterministyczne, a przy tym wiąże on go z negacją transświatowej identyfikacji obiektów. Koncepcję Butterfielda przedstawię w dalszej części mojej pracy (§ 4.3.6).

Istotne w powyższym warunku jest to, że nie zakłada się tutaj identyczności odwzorowań Ψ' oraz Ψ ani na całej rozmaitości M, ani nawet w obszarze $M\text{–}H$. Wynika stąd, że żaden dyfeomorfizm (aktywny) d, za pomocą którego przekształcamy rozwiązania teorii ogólnie współzmienniczych, nie będzie prowadził do złamania powyższego warunku ani w przypadku OTW, ani w przypadku STW, ani w przypadku żadnej z teorii działających w klasycznych czasoprzestrzeniach (np. w przypadku teorii Newtona), omawianych w rozdz. II, § 1. Wystarczy bowiem, aby spełnić powyższy warunek, przyjąć w roli transformacji Ψ' ten właśnie dyfeomorfizm d.

Esencjalista metryczny będzie uznawał za deterministyczną teorię, która spełnia obydwa powyższe warunki, tzn. będzie przyjmował następującą definicję determinizmu:

DETES Teoria T jest deterministyczna wtedy i tylko wtedy, gdy spełnia warunki (1°) i (2°).

Z analizy, którą przeprowadziłem powyżej wynika, że deterministyczne w sensie powyższej definicji będą teorie takie, jak OTW, STW i elektrodynamika, natomiast indeterministyczna będzie teoria Newtona (bez wyróżnionego układu odniesienia). Dysponujący taką definicją esencjalista metryczny będzie mógł się uporać, jak starałem się pokazać, z większością zarzutów Earmana. Pozostaje jeden – drugi z nich (ii) – który esencjalista metryczny, jak się zdaje, musi uznać za słuszny. Rzeczywiście przyjęty przez fizyków relatywistów sposób mówienia („jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna *w tym właśnie* punkcie byłaby inna" (Earman 1989b, s. 201)) wydaje się niezgodny z esencjalizmem metrycznym. Sądzę jednak, że niezgodność w tym wypadku jest mniejsza niż wówczas, gdy przypisuje się OTW indeterminizm przy jej substancjalistycznej interpretacji, tak jak to robią Earman i Norton, i że jest to cena, jaką warto zapłacić za możność takiej właśnie jej interpretacji.

Rozważany powyżej esencjalizm metryczny nie jest jedyną możliwą formą esencjalizmu[112]. Z różnych możliwych, alternatywnych wersji esencjalizmu, dwie wydają mi się szczególnie interesujące. W pierwszej, którą można by nazwać esencjalizmem absolutystycznym, rolę własności esencjalnych czasoprzestrzeni spełniałyby (oprócz własności topologicznych i różniczkowych) tylko obiekty absolutne A_i danej czasoprzestrzeni. W takim przypadku jedynymi dopuszczalnymi dyfeomorfizmami (aktywnymi) rozmaitości M na siebie byłyby tylko takie odwzorowania, które nie zmieniają obiektów absolutnych, a więc są ich symetriami. Definicja determinizmu miałaby wte-

[112] Maudlin (1989) w przypisie 26 (s. 546) rozważa również inną wersję esencjalizmu, w której rolę własności esencjalnej czasoprzestrzeni spełniałaby nie metryka, tylko koneksja afiniczna. Maudlin zauważa, że tego typu esencjalizm również unikałby indeterministycznych konsekwencji argumentu dziury, gdyż odwzorowania, które są symetriami koneksji afinicznej i które są identycznością na zewnątrz dziury, będą identycznością również wewnątrz niej. Esencjalista afiniczny mógłby korzystać z podobnej definicji determinizmu, jaką zaproponowałem dla esencjalizmu metrycznego (DETES), z tą jedną różnicą, iż dopuszczalnymi dyfeomorfizmami byłyby nie izometrie, a dyfeomorfizmy spełniające warunek $d^*\Gamma = \Gamma'$. Taką definicję determinizmu spełniałyby teorie działające w czasoprzestrzeni zawierającej strukturę afiniczną (OTW, STW, elektrodynamika i teoria newtonowska), a nie spełniałyby jej teorie działające w czasoprzestrzeni o strukturze uboższej niż neonewtonowska.

dy podobną postać, jak definicja, która została zaproponowana dla esencjalisty metrycznego, z tą jedną różnicą, iż dopuszczalnymi dyfeomorfizmami byłyby nie izometrie, a dyfeomorfizmy spełniające warunek $d^*A_i = A'_i$ dla wszystkich i, czyli odwzorowania, które Earman nazywa absolutnymi. Proponowana definicja determinizmu miałaby postać:

DETES2 Teoria T jest deterministyczna wtedy i tylko wtedy, gdy spełnia dwa warunki: warunek 2° (jak wyżej) oraz 1° Dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, A_1, A_2,..., P_1, P_2...\rangle$ oraz $M' = \langle M', A'_1, A'_2,..., P'_1, P'_2...\rangle$ teorii T, dla dowolnego odwzorowania absolutnego d (aktywnego) $d\colon M \to M'$ i dla dowolnego H, jeżeli $d^*P_j|_{d(M-H)} = P'_j|_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $d^*P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Warunek (1°) z powyższej definicji podobny jest do definicji minimalnego determinizmu MINDET, wprowadzonej przez Earmana dla tej wersji substancjalizmu, w której jedynymi własnościami esencjalnymi były własności topologiczne i różniczkowe. Chciałbym jednak zwrócić uwagę na zasadniczą różnicę w funkcjach, jakie spełniają obie porównywane definicje. Definicja DETES2 jest definicją determinizmu 'pełnego', jedyną – jak sądzę – jaką może wprowadzić esencjalista absolutystyczny. Ograniczenie do odwzorowań absolutnych, jakie się w niej pojawia, nie jest arbitralne i podyktowane chęcią uratowania jakiejś ograniczonej wersji determinizmu – jest ono konsekwencją esencjalności obiektów absolutnych. Tymczasem definicja MINDET wyraża ograniczoną wersję determinizmu dla substancjalisty uznającego esencjalność wyłącznie własności topologicznych i różniczkowych, a ograniczenie do odwzorowań absolutnych, jakie się w niej pojawia, jest zupełnie arbitralne.

Podobnie jak to miało miejsce w przypadku definicji MINDET, definicja DETES2 będzie spełniona przez STW, elektrodynamikę oraz teorie działające w czasoprzestrzeniach klasycznych neonewtonowskiej (tzn. przez teorię Newtona), (pełnej) newtonowskiej oraz Arystotelesa (rozdz. II, § 1), a nie będzie spełniona przez teorie działające w czasoprzestrzeniach o strukturze uboższej niż neonewtonowska oraz przez OTW, w tym ostatnim przypadku ze względu na brak elementów absolutnych.

Ostatnią – i chyba najciekawszą – wersją esencjalizmu, którą chciałem rozważyć, jest esencjalizm zaliczający do zbioru własności esencjalnych wszystkie rozważane dotąd własności: topologiczne, różniczkowe, metryczne (niezależnie od tego, czy są absolutne czy też nie) oraz (obiekty) absolutne. Ta wersja esencjalizmu łączyłaby w sobie zalety obu poprzednich wersji. Definicja determinizmu miałaby w tym wypadku postać:

DETES3 Teoria T jest deterministyczna wtedy i tylko wtedy, gdy spełnia dwa warunki: warunek 2° (jak wyżej) oraz 1° Dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, A_1, A_2,..., P_1, P_2...\rangle$ oraz $M' = \langle M', A'_1, A'_2,..., P'_1, P'_2...\rangle$ teorii T, dla dowolnego H oraz dla dowolnego odwzorowania d (aktywnego) $d\colon M \to M'$, które jest odwzorowaniem absolutnym i izometrią, jeżeli $d^*P_j|_{d(M-H)} = P'_j|_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $d^*P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Zgodnie z tą definicją, deterministyczne byłyby te teorie, które standardowo uważa się za deterministyczne, tzn. OTW, STW, elektrodynamika oraz różne wersje teorii Newtona (bez wyróżnionego i z wyróżnionym układem odniesienia), a także dodatkowo teorie (potencjalne), które mogłyby działać w czasoprzestrzeni Arystotelesa. Nie byłyby natomiast deterministyczne (potencjalne) teorie działające w czasoprzestrzeniach o strukturze uboższej od czasoprzestrzeni neonewtonowskiej.

Podsumowując powyższą analizę esencjalizmu, chciałbym powiedzieć, co następuje. Analizowałem różne wersje substancjalizmu, z których każda jest w jakimś stopniu 'esencjalna' przez to, że zalicza jakieś własności czasoprzestrzeni do zbioru własności esencjalnych: własności topologiczne i różniczkowe (Earman i Norton), własności topologiczne, różniczkowe oraz metryczne (Maudlin), własności topologiczne, różniczkowe oraz (obiekty) absolutne (wersja absolutystyczna esencjalizmu) i ostatnią, zaliczającą do zbioru własności esencjalnych wszystkie wymienione poprzednio. Żaden z rozważanych przeze mnie argumentów za lub przeciwko którejś z tych wersji substancjalizmu nie wydaje się rozstrzygający. Starałem się też udowodnić – co jest może pewnym paradoksem – że ciekawa metoda ustalania statusu ontologicznego wielkości fizycznych poprzez badanie sposobu konstruowania teorii, którą Earman zaproponował dla tego właśnie problemu, a której szersze stosowanie proponuję w swojej pracy, akurat w tym przypadku jest nieskuteczna.

Pozostaje nam w tej sytuacji tylko, jak się zdaje, ocena tych różnych wersji substancjalizmu według tego, jak przydatne są one do zrozumienia teorii fizycznych – ich funkcjonowania, spójności wewnętrznej i zdolności wyjaśniającej. Wybór tej wersji substancjalizmu, którą proponują Earman i Norton, automatycznie pociąga za sobą indeterminizm każdej z lokalnych teorii czasoprzestrzeni – klasy zawierającej nasze najlepsze teorie czasoprzestrzeni – niezależnie od postaci równań takich teorii. Co więcej, prowadzi ona do niezgodności w ocenach determinizmu teorii Newtona w klasycznej i ogólnie współzmienniczej wersji. Są to rezultaty paradoksalne i niezgodne z oceną tych teorii, dokonywaną przez ich użytkowników, fizyków. Również żadna z proponowanych niesubstancjalistycznych interpretacji, w tym również ta, którą proponuje Earman i którą analizuję w IV rozdziale mojej pracy, nie wydaje się możliwa do przyjęcia, przynajmniej w tej postaci, w jakiej zostały przedstawione. W tej sytuacji pozostaje nam, jak można sądzić, wybór pomiędzy którąś z wersji esencjalizmu i instrumentalizmem, czyli – w tym drugim przypadku – rezygnacją z uprawiania ontologii. Ponieważ uważam instrumentalizm za jałowy poznawczo, wybieram pierwszą opcję.

Spośród różnych wersji esencjalizmu najbardziej obiecująca wydaje się jego ostatnia wersja, z najobszerniejszą klasą własności esencjalnych. Pozwala ona na substancjalistyczną interpretację naszych podstawowych teorii fizycznych, nie pociągając za sobą ich indeterminizmu, tzn. dając taką ocenę ich determinizmu, która zgodna jest z intuicjami fizyków zajmujących się nimi. Pozwala ona w ten sposób na przypisywanie struktury inercjalnej czasoprzestrzeni bez indeterministycznych konsekwencji dla teorii takich, jak OTW, STW, czy teoria Newtona oraz pozwala na zrozumienie, dlaczego np. w przypadku ogólnie współzmienniczej wersji teorii Newtona musimy ograniczać się do porównywania tylko takich modeli, które mają identyczne obiekty absolutne, czyli – innymi słowy – dlaczego musimy się ograniczać do dyfeomorfizmów, które są symetriami tych obiektów. Starałem się też wcześniej pokazać (s. 83–85), że częsty w pracach z zakresu OTW (np. Einstein 1933, 1961, Hawking, Ellis 1973, Wald 1984)) zwyczaj utożsamiania czasoprzestrzeni z parą (M, g), można interpretować właśnie w duchu esencjalizmu, uznającego esencjalność własności metrycznych.

Jednakże wszystkie wersje esencjalizmu, które przyjmują esencjalność własności metrycznych, obciążone są pewną wadą, którą zauważył Earman i która była już omawiana: przyjęty przez fizyków relatywistów sposób mówienia niezgodny jest z każdą taką postacią esencjalizmu. Wydaje się jednak, że niezgodność w tym wypadku jest mniejsza niż wówczas, gdy przypisuje się teoriom takim, jak OTW, STW, elektrodynamika czy teoria Newtonowska indeterminizm przy ich substancjalistycznej interpretacji, i że jest to cena, jaką warto zapłacić za możność interpretowania ich w taki właśnie sposób.

4.3.6. Substancjalizm negujący transświatową identyfikację punktów

Ostatnią możliwą substancjalistyczną reakcją na argument dziury, którą chciałem przedstawić, jest koncepcja Butterfielda[113]. Butterfield przyjmuje dwa podstawowe założenia: po pierwsze przyjmuje inną definicję determinizmu, niż robią to Earman i Norton, po drugie zaś w ślad za D. Lewisem (m.in. 1986) neguje możliwość transświatowej identyfikacji obiektów.

Butterfield przypisuje Earmanowi i Nortonowi jako ogólną definicję determinizmu definicję typu MINDET[114]. Uważa on, że nie jest to właściwa definicja i że fizycy zajmujący się OTW – powołuje się tu głównie na Hawkinga i Ellisa (1973) – używają innej, mającej następującą postać (Butterfield 1987, s. 29, 1989, s. 9):

DET2 Teoria T jest deterministyczna wtedy i tylko wtedy, gdy dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ oraz $M' = \langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ teorii T i dla dowolnego dyfeomorfizmu (aktywnego) $d: (M{-}H) \rightarrow d(M{-}H) \subset M'$, jeżeli $d^* O_j|_{d(M-H)} = O'_j|_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to istnieje taki dyfeomorfizm (aktywny) $d': M \rightarrow M'$, że $d'^*O_j = O'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Taka definicja determinizmu jest słabsza niż rozpatrywane wcześniej definicje DET lub MINDET, ponieważ nie zakłada się tutaj, że d i d' są identyczne ani na całej rozmaitości M, ani nawet w obszarze $M{-}H$. Wynika stąd, podobnie jak w przypadku warunku (2°) z rozpatrywanych wcześniej definicji, że żaden dyfeomorfizm (aktywny) Ψ, którego używamy do generowania nowych rozwiązań w przypadku teorii ogólnie współzmienniczych, nie będzie prowadził do złamania powyższej definicji. Wystarczy bowiem, aby ją spełnić, przyjąć w roli odwzorowania d' ten właśnie dyfeomorfizm Ψ. Deterministyczne zatem będą zgodnie z powyższą definicją OTW, STW, elektrodynamika oraz teorie działające w klasycznych czasoprzestrzeniach (omawianych w rozdz. II, § 1), nawet te działające w czasoprzestrzeniach o ubogich strukturach, takich jak czasoprzestrzeń Leibniza czy Macha.

Definicja taka, jak podana wyżej, sama w sobie nie wystarcza, ponieważ musi jej jeszcze towarzyszyć wyjaśnienie, dlaczego rozwiązań reprezentowanych przez modele dyfeomorficzne $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ i $\langle M', d^*O_1, d^*O_2,..., d^*O_n\rangle$ danej teorii T nie można uważać za rozwiązania różne. Dla Earmana i Nortona takie dwa modele oznaczają to,

[113] Koncepcja ta została przedstawiona w dwóch pracach (1987, 1989), z tym, że tylko w tej ostatniej przedstawiona jest w sposób pełny.

[114] Poddałem już wcześniej (przypis 100) krytyce zasadność takiej właśnie interpretacji pracy Earmana i Nortona (1987). Omawiając koncepcję Butterfielda, pomijam wprowadzone przez niego, a mało istotne w tym momencie, zrelatywizowanie definicji determinizmu do typu obszaru determinującego.

że *ten sam* punkt może mieć zgodnie z teorią T różne własności w różnych modelach, lub inaczej, że *ten sam* punkt może mieć różne własności w różnych możliwych światach, gdzie różne modele reprezentują różne możliwe światy. Rozwiązanie, które wybiera Butterfield, polega na zanegowaniu możliwości, że to *ten sam* punkt pojawia się w dwóch różnych rozwiązaniach. Wykorzystuje on w tym celu D. Lewisa (1986) koncepcję duplikatu, która wiąże się z odrzuceniem możliwości transświatowej identyfikacji obiektów[115]. Butterfield proponuje zatem, abyśmy przyjęli, że każdy punkt jest częścią jednego tylko możliwego świata. W poprzek możliwych światów nie możemy szukać *tych samych* punktów, możemy tylko szukać ich *duplikatów*. Relację bycia duplikatem dla punktów i obszarów definiuje on w terminach izomorfizmów (1989, s. 25): załóżmy, że mamy dwa możliwe światy reprezentowane przez modele $\langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ i $\langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ (dla Butterfielda w *różnych* modelach (światach) muszą pojawiać się różne rozmaitości M i M'), wówczas punkty $p \in M$ i $d(p) \in M'$ nazwiemy *duplikatami ze względu na dyfeomorfizm* $d: M \rightarrow M'$, jeżeli $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ dla wszystkich i. W ten sposób problem indeterminizmu dla teorii ogólnie współzmienniczych znika, przynajmniej tak długo, jak długo rozpatrujemy tylko modele dyfeomorficzne takich teorii: odpowiadające im światy są swoimi duplikatami i o żadnym 'rozchodzeniu' się rozwiązań nie może być mowy.

Tę prezentację poglądów Butterfielda należałoby jeszcze uzupełnić jego istotnym spostrzeżeniem (1989, s. 23), iż powyższą teorię duplikatów można stosować niekoniecznie przyjmując realizm modalny Lewisa.

Earman (1989b, s. 202–207, 219), chociaż ocenia tę wersję substancjalizmu za relatywnie najlepszą odpowiedź substancjalisty na argument dziury, wysuwa wobec niej wiele zastrzeżeń. Zastrzeżenia te dotyczą obu przyjętych przez Butterfielda założeń. Earman nie rozważa wprost przedstawionej relacji bycia duplikatem. Rozważa natomiast dwie inne możliwe definicje relacji bycia duplikatem, odwołujące się wyłącznie do własności topologicznych i różniczkowych – w pierwszej – i topologicznych, różniczkowych i metrycznych – w drugiej. Earman uważa przy tym, że zastrzeżenia, które dotyczą tej drugiej definicji relacji bycia duplikatem, dotyczą w równej mierze tej wersji, która jest przedstawiona w pracy Butterfield (1989)[116]. Przyjrzyjmy się zatem zastrzeżeniom Earmana do tej drugiej, metrycznej wersji – ocenę tej pierwszej musiałoby poprzedzić wyjaśnienie, na czym polega relacja bycia duplikatem dla pól fizycznych, czego nie oferuje nam ani Butterfield, ani Earman.

Załóżmy zatem, że mamy dwie czasoprzestrzenie (M, g) i (M', g'). Earman (1989b, s. 206) rozpatruje dwie możliwości zdefiniowania metrycznej relacji bycia duplikatem, zgodne z intencjami Butterfielda. W pierwszej powiedzielibyśmy, że dwa punkty $p \in M$ i $p' \in M'$ nazwiemy duplikatami tylko wtedy, gdy istnieje izometria (aktywna) $d: M \rightarrow M'$ taka, że $d(p) = p'$. O takiej koncepcji Earman powiada, że chroni ona przed indeterministycznymi konsekwencjami argumentu dziury, „lecz także trywializuje determinizm" (1989b, s. 206). Dlaczego miałaby trywializować, tego niestety nie wyjaśnia. Jeżeli Earmanowi chodziło o podobny zarzut strywializowania determinizmu, który wysunął przeciwko esencjalizmowi (zarzut (iii) s. 93), to byłby to zarzut nietrafny, bowiem w takim przypadku Butterfield na podstawie swojej definicji determinizmu DET2 uznałby teorię, której rozwiązania w ten sposób 'rozchodzą się', za indeterministyczną. Tego typu przypadek nie

[115] Rozumowanie Butterfielda ujawniło tym samym obecność ukrytego założenia w rozumowaniu Earmana i Nortona, dotyczącego możliwości transświatowej identyfikacji obiektów.

[116] Earman 1989b, s. 219, przypis 26.

stwarzałby również trudności koncepcyjnych dla Butterfielda, ponieważ brak duplikatów w dwóch modelach (światach) danej teorii od pewnego momentu czasowego byłby ewidentnym dowodem jej indeterminizmu.

Druga możliwość zdefiniowania metrycznej relacji bycia duplikatem, analizowana przez Earmana, wprowadza tę relację nie dla punktów, tylko dla obszarów. Rozważmy dwa obszary $R \subset M$ i $R' \subset M'$ czasoprzestrzeni (odpowiednio) (M, g) i (M', g'). Obszary R i R' nazwiemy duplikatami ze względu na d, jeżeli istnieje izometria (aktywna) $d: R \rightarrow R'$. Tej wersji relacji bycia duplikatem Earman zarzuca to, że „usuwa część substancjalności z punktów czasoprzestrzeni", gdyż „jeśli mamy myśleć o tych wielkościach jako o bardzo małych, momentalnych i niematerialnych fizycznych obiektach, wtedy relacja bycia duplikatem powinna dać się stosować do nich indywidualnie" (1989b, s. 206).

Przeciwko obu wersjom relacji bycia duplikatem, jak i przeciwko oryginalnej wersji Butterfielda (1989), zdefiniowanej przez izomorfizm czasoprzestrzeni, Earman (1989b, s. 207) wysuwa jeszcze jedno zastrzeżenie, podobne do tego, które wysunął przeciw esencjalizmowi. Otóż zwolennik koncepcji duplikatów nie będzie mógł wprost wypowiadać zdań typu „jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna *w tym właśnie* punkcie byłaby inna" (Earman 1989b, s. 201, 207), gdyż inna krzywizna oznacza inną metrykę i punkty, o których mowa, nie mogłyby być nawet swoimi duplikatami.

Do tych zastrzeżeń Earmana można dołączyć jeszcze dwa. Po pierwsze, definicja determinizmu Butterfielda DET2 niezbyt dobrze 'radzi' sobie z teoriami działającymi w czasoprzestrzeniach klasycznych o strukturze uboższej niż struktura czasoprzestrzeni neonewtonowskiej, np. w czasoprzestrzeni Leibniza. W takiej czasoprzestrzeni można skonstruować dyfeomorfizmy zachowujące metrykę dla czasu i przestrzeni, ale rozchodzące się w pewnym momencie, np. w postaci (3.15). Intuicja mówi nam, że powinniśmy uznać teorię działającą w tego typu czasoprzestrzeni za indeterministyczną, zaś zgodnie z DET2 byłaby to teoria deterministyczna.

Drugi mój zarzut dotyczy tego, że nie jest jasna ontologia Butterfielda, a mówiąc ściślej nie jest jasne, co Butterfield zalicza do zbioru indywiduów, a co do zbioru własności. Na pewno zalicza do zbioru indywiduów punkty czasoprzestrzeni, ale jak zakwalifikować pola fizyczne w rodzaju pola tensora napięć-energii? Przyjęta przez niego definicja relacji bycia duplikatem poprzez izomorfizm zdaje się wskazywać na to, że zalicza wszystkie pola do zbioru własności i że jest mu bliski hipersubstancjalizm. W takim razie musiałby jednak uporać się z typowymi problemami zwolennika takiego poglądu, tzn. powinien nam między innymi wyjaśnić, co to znaczy, że własności czasoprzestrzeni mają masę, energię, pęd, ładunek etc., co to znaczy, że własności czasoprzestrzeni mogą się poruszać, i co to znaczy, że mogą ze sobą oddziaływać. Być może jednak Butterfield powinien się odwołać do którejś z metrycznych definicji relacji bycia duplikatem i uznać pola fizyczne w rodzaju pola tensora napięć-energii za zbiory indywiduów, w takim jednak razie powinien nam zaproponować jakąś definicję relacji bycia duplikatem dla pól fizycznych.

Wydaje się zatem, że koncepcja Butterfielda, chociaż jest ciekawa, wymaga jeszcze dopracowania. Pamiętać też należy, że do jej zaakceptowania konieczne jest zanegowanie w ślad za D. Lewisem możliwości transświatowej identyfikacji obiektów. Earman (1989b, s. 202–203) wypowiada się zdecydowanie przeciwko takiej możliwości. Opowiada się on za koncepcją S. Kripkego, zgodnie z którą „możliwe światy są ustanawiane, nie zaś odkrywane przez potężne teleskopy" (Kripke 1980, s. 44). W takim wypadku większość kłopotów z transświatową identyfikacją znika. Co jeszcze każe Earmanowi sprzeciwiać się negacji transświatowej identyfikacji obiektów, to kłopoty (co najmniej) językowe z sytuacjami typu: gdybym coś zrobił wczoraj inaczej niż zrobiłem, nie byłbym już tą samą osobą.

IV. CZY MOŻNA UPRAWIAĆ FIZYKĘ BEZ CZASOPRZESTRZENI?

Earman jest przekonany, że żaden typ substancjalizmu nie jest w stanie uratować determinizmu teorii czasoprzestrzeni typu OTW, dlatego że to właśnie substancjalizm czynił odpowiedzialnym za indeterministyczne konsekwencje argumentu dziury. Uratować determinizm mogą, według niego, tylko jakieś teorie niesubstancjalistyczne. I właśnie propozycję takiej niesubstancjalistycznej wersji teorii typu OTW Earman przedstawił w dwóch pracach (1986a, 1989b), wykorzystując w tym celu swój wcześniejszy pomysł (Earman 1979) rozwinięcia w pewien możliwy sposób poglądów Leibniza z wykorzystaniem współczesnego aparatu matematycznego. Jakkolwiek starałem się pokazać w poprzednim rozdziale, że bynajmniej nie trzeba odrzucać substancjalizmu, aby uratować determinizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni, w tym także OTW, podjęta przez Earmana próba zbudowania niesubstancjalistycznej wersji OTW ma wartość samą w sobie, niezależnie od argumentu dziury. Aby docenić wagę podjętej przez Earmana próby, dość przypomnieć sobie, że nie istnieje do tej pory żadna relacjonistyczna teoria fizyczna mogąca konkurować z substancjalistycznymi teoriami, takimi jak teoria Newtona, elektrodynamika czy teoria względności (w standardowej wersji).

W swoich pracach (1979, s. 268; 1989b, s. 170–173) Earman przedstawia ogólny plan, jak można skonstruować niesubstancjalistyczną teorię fizyczną. Zasadnicza idea takiej konstrukcji jest dość prosta – ponieważ nic nie wskazuje na to, aby miała powstać jakaś nowa, relacjonistyczna teoria mogąca konkurować z funkcjonującymi obecnie substancjalistycznymi teoriami fizycznymi, jedyne co pozostaje, to spróbować przekształcić istniejące teorie tak, aby pozbyć się tych ich elementów, które kryją w sobie substancjalistyczne zobowiązania. Wystarczy potem zastosować omawiany już kilkakrotnie manewr reprezentacjonistyczny, aby zasadnie móc twierdzić, iż rzeczywistość jest u swych podstaw relacjonistyczna, a substancjalistyczne modele, które są rozwiązaniami używanych obecnie teorii, tylko *reprezentują* tę prawdziwą, relacjonistyczną rzeczywistość. Wzmiankowana relacja reprezentacji ma być tego typu, że jeden model relacjonistyczny ma być reprezentowany przez wiele równoważnych – według relacjonisty – modeli substancjalistycznych.

Pierwszy krok takiej konstrukcji polega na wprowadzeniu odpowiedniej relacji równoważności pomiędzy modelami substancjalistycznymi. Jest to tzw. równoważność w sensie Leibniza: powiemy, że dwa modele $\mathcal{M} = \langle M, O_1, O_2,..., O_n\rangle$ i $\mathcal{M}' = \langle M', O'_1, O'_2,..., O'_n\rangle$ są *równoważne w sensie Leibniza* (*Leibniz – equivalent*) wtedy i tylko wtedy, gdy istnieje taki dyfeomorfizm $d: M \to M'$, że $d^* O_i = O'_i$ dla wszystkich i. Dla relacjonisty modele $\mathcal{M}$ i $\mathcal{M}'$, równoważne w powyższym sensie, będą tylko reprezentowały tę prawdziwą, relacjonistyczną rzeczywistość, która jest scharakteryzowana bezpośrednio przez klasy równoważności Leibniza modeli M.

Drugi krok Earmanowskiej konstrukcji polega na tym, aby podać „bezpośrednią charakterystykę tej realności, która leży u podstaw klasy równoważności Leibniza" (1979, s. 268; 1989b, s. 171). Realność tę nazywa Earman *modelem Leibniza L*. Modele Leibniza powinny spełniać co najmniej jeden warunek – nie mogą zawierać punktów czasoprzestrzeni. Relacja reprezentacji pomiędzy modelami substancjalistycznymi M i modelami Leibniza L powinna być dobrze określona, tzn. powinno być możliwe wykazanie – i to jest trzeci krok Earmanowskiej konstrukcji – że równoważne (w sensie Leibniza) substancjalistyczne modele M rzeczywiście reprezentują ten sam model Leibniza L, a z drugiej strony dla każdych dwóch modeli M i M' reprezentujących ten sam model Leibniza L musi zachodzić relacja równoważności w sensie Leibniza.

Ostatni i najważniejszy krok Earmanowskiej konstrukcji polega na tym, aby wyrazić prawa fizyki bezpośrednio w terminach modeli Leibniza L. Przy tym muszą to być prawa, które prowadzą do tych samych wyników, do których prowadzą prawa używanych obecnie teorii substancjalistycznych, tzn. relacjonistyczne prawa (wyrażone przez L) mają być spełniane przez L wtedy i tylko wtedy, gdy substancjalistyczne prawa (wyrażone przez M) spełniane są przez M, gdzie M i L pozostają w relacji reprezentacji[117]. Tego typu konstrukcja, o ile byłaby wykonalna, prowadziłaby, zdaniem Earmana, do „stanowiska pośredniego pomiędzy tradycyjnymi relacjonistycznymi i absolutystycznymi koncepcjami czasoprzestrzeni" (1989b, s. 173).

W trzech swoich pracach[118] Earman podjął się próby zrealizowania przedstawionego wyżej programu badawczego, wykorzystując ideę Gerocha (1972) wyrażenia OTW w języku algebr Einsteina (Earman początkowo (1986a) używał terminu Gerocha „algebra Einsteina", ale potem (1989b) zastąpił go terminem „algebra Leibniza"). Koncepcja Gerocha–Earmana, przedstawiona w skrócie, wygląda następująco. Geroch oraz Earman wychodzą od kilku pierścieni funkcji o różnych własnościach (ciągłych, ograniczonych ciągłych, gładkich oraz stałych z operacjami punktowego dodawania i mnożenia), które mają wartości rzeczywiste, a określone są – co bardzo istotne – na rozmaitości różniczkowej M. Mając takie pierścienie, można odrzucić służącą do ich konstrukcji rozmaitość M i potraktować je jako istniejące na własny rachunek. Ponieważ cały aparat matematyczny teorii względności daje się zapisać w terminach pewnych operacji na funkcjach, określonych na rozmaitości, która posłużyła do konstrukcji pierścieni[119], można próbować odtworzyć go podobnymi operacjami na pierścieniach

[117] Earman 1979, s. 268; 1989b, s. 171–172. W późniejszej z dwóch wymienionych prac (1989b, s. 172) Earman nakłada jeszcze jeden dodatkowy warunek na modele Leibniza: powinny one gwarantować to, że jeśli M reprezentuje L, wtedy czasoprzestrzeń modelu M nie może posiadać dziur topologicznych. Nie chodzi tutaj o takie dziury, o jakich mowa w argumencie dziury, gdzie oznaczają po prostu tę część czasoprzestrzeni, której stan chcemy zdeterminować, tylko o takie, które powstają na skutek 'chirurgicznego' usunięcia kawałka rozmaitości. Zastrzeżenie to bierze się stąd, że ktoś, kto neguje substancjalizm, nie ma w swoim języku dostatecznych środków do wypowiadania się o tego typu obiektach, jak dziury topologiczne. Por. Earman 1989b, s. 160.

[118] Earman 1979, s. 269–270; 1986a, s. 238–240; 1989b, s. 191–193.

[119] I tak np. pochodną można określić jako odwzorowanie $\xi: S \to S$ (S – pierścień wszystkich funkcji gładkich, określonych na rozmaitości M o wartościach rzeczywistych), posiadające następujące własności ($f, g \in S$):

funkcji, już jako tworach samodzielnych. Algebraiczną strukturę, która powstaje w wyniku odrzucenia rozmaitości różniczkowej M, nazywa Earman (1989b) właśnie *algebrą Leibniza*, a cała powyższa konstrukcja ma prowadzić do wyrażenia OTW w języku algebr Leibniza. Algebry takie mogą z kolei być *realizowane* (lub *reprezentowane*) na zadanej przestrzeni, reprezentującej rozmaitość M (tzn. może zostać odtworzona pełna struktura pierścieni funkcji określonych ponownie na pewnej przestrzeni) w postaci standardowego modelu $\langle M, g, T\rangle$. Realizacja taka może przebiegać na rozmaite sposoby, ale różne modele reprezentujące tę samą algebrę Leibniza mają być równoważne w sensie Leibniza, ze względu na izomorfizm pierścieni funkcji realizowanych na różnych bazowych przestrzeniach, reprezentujących rozmaitość różniczkową M. To właśnie algebry Leibniza mają, według Earmana, charakteryzować bezpośrednio rzeczywistość fizyczną, zaś różne elementy odpowiedniej klasy równoważności Leibniza, czyli substancjalistyczne modele $\langle M, g, T\rangle$, mają być tylko różnymi reprezentantami tej realności.

Earman miał nadzieję, że skonstruowana w ten sposób nowa wersja OTW przestanie być substancjalistyczna i stanie się koncepcją pośrednią pomiędzy substancjalizmem i relacjonizmem (Earman (1986a) określa ją terminem „antysubstancjalizm 1 stopnia" (*first-degree non-substantivalism*)), a jako taka będzie miała szansę na uniknięcie indeterministycznych konsekwencji argumentu dziury. Na ile złudne były to nadzieje, pokazuje Heller (1996, 1997). Mianowicie otrzymana metodą Gerocha i Earmana wersja OTW jest w dalszym ciągu substancjalistyczna – punkty czasoprzestrzeni tylko pozornie znikają z tej konstrukcji. Istnieniu punktów czasoprzestrzeni odpowiada w niej istnienie maksymalnych ideałów w algebrze C^∞ funkcji gładkich na rozmaitości (takim ideałem maksymalnym jest rodzina funkcji gładkich znikających w danym punkcie). Heller pokazuje dalej, iż rzeczywiste wyeliminowanie punktów czasoprzestrzeni wymaga daleko idących zmian w programie Gerocha. Przestrzeń bezpunktową (bez pojęcia lokalności) można uzyskać dopiero po zastąpieniu algebry C^∞ funkcji odpowiednią algebrą nieprzemienną[120].

i) $\xi(f+g) = \xi(f) + \xi(g)$
ii) $\xi(fg) = \xi(f)g + f\xi(g)$
iii) $\xi(f) = 0$, jeżeli f jest funkcją stałą.

Zbiór D odwzorowań spełniających powyższe warunki tworzy gładkie, kontrawariantne pole wektorowe na rozmaitości M. Pole tensorowe rzędu n można wtedy zdefiniować jako wieloliniowe odwzorowanie (n-argumentowe) $\alpha: D\times\ldots\times D \to S$. Por. Geroch 1972, s. 272.

[120] Prace nad takim zmodyfikowanym programem rozwijane są przez Hellera i jego współpracowników. Por. Heller 1996, 1997.

WNIOSKI KOŃCOWE

Pozwalając nam poznać własności czasu i przestrzeni, fizyka pomaga w rozwiązaniu tradycyjnych sporów filozoficznych. Takiej właśnie próby rozwiązania dwóch sporów – sporu o naturę ruchu oraz sporu o status ontologiczny czasu i przestrzeni – na podstawie zarówno tych starszych, jak i przede wszystkim tych najnowszych teorii fizycznych, podjął się w swoich pracach Earman. Jest to próba bardzo interesująca, chociaż w niektórych punktach dyskusyjna. Przedmiotem analizy w niniejszej pracy stały się Earmanowskie analizy obu wspomnianych kontrowersji.

Przyjmowane tradycyjnie rozwiązanie na korzyść absolutyzmu sporu pomiędzy absolutystyczną i relacjonistyczną koncepcją ruchu pociąga jako swą konsekwencję substancjalność czasoprzestrzeni. Earman starał się wspomnianą inferencję unieważnić przez omówiony w rozdziale II manewr reprezentacjonistyczny. Nie znalazłem jednak dostatecznych podstaw do uznania tej próby za udaną.

Przewrót w naszym pojmowaniu czasu i przestrzeni, który zasługuje w tym momencie na podkreślenie i który znalazł swoje odbicie w analizach Earmana, stanowiła teoria względności. W teorii tej czas i przestrzeń przestały istnieć jako byty niezależne i utworzyły czasoprzestrzeń, której struktura, wyznaczona przez metrykę, stała się w ogólnej teorii względności obiektem dynamicznym – tzn. zależnym od rozkładu materii. Jakkolwiek metryka w OTW jest zależna od rozkładu mas, nie jest ona całkowicie zdeterminowana przez ten rozkład, co oznacza, że musimy traktować ją jako własność czasoprzestrzeni, a samą czasoprzestrzeń jako obiekt równorzędny ontologicznie światu materialnemu.

Punktem wyjścia w przypadku sporu o status ontologiczny czasoprzestrzeni był dla mnie Earmanowski sposób rozumienia podstawowych stanowisk ontologicznych w tym sporze, tzn. substancjalizmu, relacjonizmu i atrybutywizmu. To, co starałem się podkreślić, to fakt, że stosowane przez Earmana kryterium realizmu naukowego powinno być uzupełnione o kryterium funkcjonalności teorii, mówiące, że nie można narzucać na teorię takiej interpretacji, która ogranicza jej stosowanie. Przykładem takiej niewłaściwej interpretacji jest interpretacja Fielda i Earmana wszystkich pól fizycznych jako własności czasoprzestrzeni. Takie rozumienie pól fizycznych może mieć miejsce tylko na gruncie geometrodynamiki – teorii, która jest niewątpliwie ciekawa, ale niepełna. Niestandardowa interpretacja niektórych wielkości fizycznych, takich jak np. pola fizyczne, jest oczywiście możliwa, ale tylko wtedy, gdy wiąże się ją *świadomie* z pewnym program badawczym i pamięta się, iż program ten jest tylko *zalążkiem* nowej teorii.

Starałem się również pokazać, że istotnym uzupełnieniem kryterium funkcjonalności teorii może być dodatkowe kryterium, które zaproponował sam Earman, chcąc wykazać esencjalność własności metrycznych, a które polega na badaniu sposobu konstrukcji teorii. W przypadku teorii pola typu OTW metoda taka wykazuje substancjalność czasoprzestrzeni, gdyż konstrukcję takiej teorii rozpoczyna się od wprowadzenia indywiduów, którymi są punkty czasoprzestrzeni.

W drugiej części pracy analizowane były kolejne argumenty za lub przeciw substancjalizmowi, rozpatrywane przez Earmana: argumenty Leibniza, Kanta, Fielda oraz argument dziury Earmana i Nortona. Tylko w przypadku argumentu Leibniza można zgodzić się z jego oceną, daną przez Earmana – w tym przypadku z oceną niekonkluzywności argumentu. W pozostałych przypadkach argumentacja Earmana została uznana za niedostateczną.

Argument Kanta (rozdz. III, § 2) staje się efektywnym argumentem przeciwko relacjonizmowi i atrybutywizmowi, jeżeli uwzględnimy fakt niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych. Fakt, że odbicie zwierciadlane nie jest symetrią praw przyrody, sprawia kłopot relacjoniście i arybutywiście, ponieważ nie mają oni wystarczających środków niezbędnych do wyrażenia asymetrii procesów, w których nie jest zachowana parzystość. Dla nich procesy takie będą tylko różnymi sposobami prezentacji tego samego relacjonistycznego lub atrybutywistycznego modelu. Earman zaproponował pewną drogę, po której mogłaby pójść obrona relacjonisty, a która miałaby polegać na wprowadzeniu pewnych wewnętrznych własności, scharakteryzowanych funkcjonalnie w terminach roli, jaką spełniają przy ugruntowywaniu niezachowania parzystości, ale niestety nie zrealizował jej, tzn. nie przedstawił żadnej konkretnej, możliwej do przyjęcia wersji takiej obrony.

Teoriopolowy argument Fielda na rzecz substancjalizmu ma swoje dwie wersje. Wersja hipersubstancjalistyczna, którą zdaje się akceptować Earman i która przypisuje wszystkim polom fizycznym status własności czasoprzestrzeni, dowodzi tylko tyle, że dla zwolennika geometrodynamiki czasoprzestrzeń jest substancją, nie dowodzi natomiast tego dla teorii takich, jak np. standardowa wersja OTW. Starałem się natomiast pokazać w swojej pracy, że argument ten, w drugiej wersji, nieprzypisującej wszystkim polom fizycznym statusu własności czasoprzestrzeni, działa skutecznie na rzecz substancjalizmu, jeżeli wzbogacimy go o dodatkowe założenie mówiące, iż przy ustalaniu ontologii teorii naukowej powinniśmy brać pod uwagę wspomniane już kryteria budowy i funkcjonowania teorii.

Główny argument analizowany przez Earmana – argument dziury – miał zdaniem jego autorów – Earmana i Nortona – dowodzić, iż nie da się pogodzić substancjalizmu z determinizmem. W rozdziale III podjąłem próbę pokazania, że tak nie jest i że można zaproponować interesujące wersje esencjalistycznego substancjalizmu, które nie prowadzą automatycznie do indeterminizmu. Co więcej, pociągają one za sobą właśnie takie oceny determinizmu naszych najważniejszych teorii fizycznych, które zgodne są z intuicjami fizyków zajmujących się nimi. Główne zarzuty Earmana przeciwko esencjalizmowi można uchylić, jeżeli weźmie się pod uwagę to, że esencjalność własności metrycznych i/lub absolutnych nakłada ograniczenia na możliwość aktywnej interpretacji ogólnej współzmienniczości. Ograniczenie to polega na tym, że te tylko odwzorowania rozmaitości M na siebie można interpretować aktywnie, które są symetriami metryki i/lub obiektów absolutnych.

Spośród różnych analizowanych wersji esencjalizmu najbardziej obiecująca wydaje się wersja z najobszerniejszą klasą własności esencjalnych, zaliczająca do klasy własności esencjalnych zarówno obiekty absolutne, jak i metrykę (niezależnie od tego, czy jest obiektem absolutnym, czy też nie). Pozwala ona na substancjalistyczną interpretację naszych podstawowych teorii fizycznych, nie pociągając za sobą ich indeterminizmu, tzn. dając taką ocenę ich determinizmu, która zgodna jest z intuicjami fizyków zajmujących się nimi. Pozwala ona w ten sposób na przypisywanie struktury inercjalnej czasoprzestrzeni bez indeterministycznych konsekwencji dla teorii takich, jak OTW, STW czy teoria Newtona, oraz pozwala na zrozumienie, czym właściwie jest absolutna struktura czasoprzestrzeni klasycznych i czym są jej symetrie. Tym samym umożliwia ona zrozumienie na przykład tego, dlaczego w przypadku ogólnie współzmienniczej wersji teorii Newtona musimy ograniczać się do porównywania tylko takich modeli, które mają identyczne obiekty absolutne, czyli – innymi słowy – dlaczego musimy się ograniczać do takich dyfeomorfizmów, które są symetriami tych obiektów. Jej zaletą jest również to, że nie prowadzi ona, tak jak ma to miejsce w przypadku substancjalizmu proponowanego przez Earmana i Nortona, do niezgodności pomiędzy klasyczną i ogólnie współzmienniczą wersją tej teorii. Częsty w pracach z zakresu OTW (np. Hawking, Ellis 1973; Wald 1984) zwyczaj utożsamiania czasoprzestrzeni z parą (M, g), można interpretować właśnie w duchu esencjalizmu uznającego esencjalność własności metrycznych.

Wszystkie wersje esencjalizmu, przyjmujące esencjalność własności metrycznych, obciążone są jednak pewną wadą, którą zauważył Earman i która była już omawiana: przyjęty przez fizyków relatywistów sposób mówienia („jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna *w tym właśnie* punkcie byłaby inna" (Earman 1989b, s. 201)) niezgodny jest z każdą taką postacią substancjalizmu. Wydaje się jednak, że niezgodność w tym wypadku jest mniejsza niż wówczas, gdy uznaje się, iż teorie takie, jak OTW, STW, elektrodynamika czy teoria Newtonowska, są indeterministyczne przy ich substancjalistycznej interpretacji, i że jest to cena, jaką warto zapłacić za przyjęty substancjalizm.

Ostatnim analizowanym problemem była Earmanowska próba skonstruowania niesubstancjalistycznej wersji OTW, wykorzystująca ideę Gerocha (1972) wyrażenia OTW w języku algebr Einsteina. Ponieważ nie udało się w tej konstrukcji wyeliminować punktów czasoprzestrzeni, próba ta została uznana za nieudaną.

Autor pragnie na koniec jeszcze raz podkreślić, że mimo przedstawionych zastrzeżeń do Earmanowskiej analizy obu wymienionych sporów oraz, ujmując rzecz ogólniej, jego filozofii czasu i przestrzeni, uważa ją za bardzo interesującą i pouczającą. Najciekawsze – i dyskutowane szeroko w literaturze – wyniki Earmana to analiza zależności pomiędzy determinizmem i symetriami czasoprzestrzeni oraz przełożenie klasycznego sporu relacjonizmu z (szeroko rozumianym) absolutyzmem na język współczesnej fizyki. Jakkolwiek można mieć zastrzeżenia do Earmanowskiej oceny argumentu dziury, to należy jednak przyznać, że sam ten argument i szeroka dyskusja, którą sprowokował, bardzo poszerzyła naszą wiedzę na temat tego, czym właściwie jest czasoprzestrzeń.

LITERATURA

Adams, R.M. (1979): „Primitive thisness and primitive identity", *The Journal of Philosophy*, 76, s. 5–26.

Augustynek, Z. (1994): „Z ontologii czasoprzestrzeni", *Filozofia Nauki*, 6, s. 5–13.

Barbour, J.B. (1974): „Relative – Distance Machian Theories", *Nature*, 249, s. 328–329, errata *Nature*, 250, s. 606.

Barbour, J.B., Bertotti, B. (1977): „Gravity and Inertia in a Machian Framework", *Nuovo Cimento*, 38B, s. 1–27.

Berkeley, G. (1752): „De motu", w: D.M. Jesseph (red. i tł.), *De motu and the Analyst*, Dordrecht, Kluwer Akademic Press, 1992.

Bondi, H. (1965): *Kosmologia*, Warszawa, PWN.

Butterfield, J. (1987): „Substantivalism and Determinism", *International Studies in the Philosophy of Science*, Vol. 2, No. 1, s. 10–32.

Butterfield, J. (1989): „The Hole Truth", *British Journal for the Philosophy of Science*, 40, s. 1–28.

Crawford, F.S., Cresti, M., Good, M.L., Gottstein, K., Lyman, E.M., Solmitz, F.T., Stevenson, M.L., Ticho, H.K. (1957): „Detection of Parity Nonconservation in Λ Decay", *Physical Review*, 108, s. 1102–1103.

Earman, J. (1979): „Was Leibniz Relationst", w: P. Fench, H. Wettstein (red.), *Studies in Metaphysik*, Midwest Studies in Philosophy, vol. 4, Minneapolis, University of Minnesota Press.

Earman, J. (1986a): „Why Space Is Not a Substance (at Least Not to First Degree)", *Pacific Philosophical Quarterly*, 67, s. 225–244.

Earman, J. (1986b): *A Primer on Determinism*, Dordrecht, D. Reidel.

Earman, J. (1989a): „Remarks on Relational Theories of Motion", *Canadian Journal of Philosophy*, 19, s. 83–87.

Earman, J. (1989b): *World Enough and Space-Time*, Cambridge, MA, MIT Press.

Earman, J., Norton, J. (1987): „What Price Space-Time Substantivalism? The Hole Story", *British Journal for the Philosophy of Science*, 38, s. 515–525.

Einstein, A. (1914a): „Principielles zur verallgemainerten Relativitätstheorie", *Physikalische Zeitschrift*, 15, s. 176–180.

Einstein, A. (1914b): „Die Formale Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie", *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften*.

Einstein, A. (1916): The Foundations of General Relativity, w: W. Perrett, G.B. Jeffrey, (red.), *The Principle of Relativity*, New York, Dover, 1952.

Einstein, A. (1933): *The Origins of the General Theory of Relativity*, Glasgow, The University Press.

Einstein, A. (1949): „Autobiografical Notes", w: P.A. Schlipp (red.), *Albert Einstein: Philosopher – Scientist*, Evanstone Illinois, North Western University Press.

Einstein, A. (1961): *Relativity. The special and General Theory*, New York, Crown Publishers.

Einstein A., Grossman M. (1913):„Entwurf einer verallgemainerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation", *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, 62, s. 225–261.

Einstein A., Grossman M. (1914): „Kovarianzeigenschaften der Feldgleichungen der auf die verallgemainerten Relativitätstheorie gegrundeten Gravitationstheorie", *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, 63, s. 215–225.
Feynman, R.P., (1974): *Feynmana wykłady z fizyki*, t. 1, cz. 2, Warszawa, PWN.
Field, H. (1980): *Science without Numbers*, Princeton, Princeton University Press.
Field, H. (1985): „Can We Dispence with Space-Time", *PSA 1984*, vol. 2, P.D. Asquith, P. Kitcher (red.), East Lansing, Philosophy of Science Association.
Field, H. (1989): *Realism, Mathematics and Modality*, Oxford, Basil Blackwell.
Friedman, M. (1973): „Relativity Principles, Absolute Objects, and Symmetry Group", w: *Space, Time, and Geometry*, P. Suppes (red.), Dordrecht, D. Reidel.
Friedman, M. (1983): *Foundation of Space-Time Theories*, Princeton, Princeton University Press.
Geroch, R. (1972): „Einstein Algebras", *Communication in Mathematical Physics*, 26, s. 271–279.
Gołosz, J. (1997): „O pewnym argumencie na rzecz substancjalizmu", *Filozofia Nauki*, nr 3, s. 15–27.
Gołosz, J. (1999): „On Field's Argument for Substantivalism", *International Studies in the Philosophy of Science*, 1, s. 5–15.
Gołosz, J. (2000): „O tzw. argumencie dziury", *Filozofia Nauki*, 1, s. 35–72.
Hawking, S.W., Ellis, G.F.R. (1973): *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge, Cambridge University Press.
Heller, M. (1991): *Osobliwy Wszechświat*, Warszawa, PWN.
Heller, M. (1993): *Fizyka ruchu i czasoprzestrzeni*, Warszawa, PWN.
Hoefer, C., Ray, C. (1992): Review of Earman (1989), *British Journal for the Philosophy of Science*, 43, s. 573–580.
Hooker, C.A. (1971): „The Relational Doctrines of Space and Time", *British Journal for the Philosophy of Science*, 22, s. 97–130.
Horwich, P. (1978): „On the existence of Times, Space, and Space-Times", *Nous*, 12, s. 396–419.
Infeld, L., Plebański, J. (1960): *Motion and Relativity*, Oxford–Warszawa, Pergamon Press–PWN.
Kant, I. (1768): „Von dem ersten Grunde des Unterschides der Gegenden im Raume", *Vorkritische Schriften*, t. 2, red. A. Buchenau, E. Cassirer, Berlin, 1912.
Kopczyński, W., Trautman, A. (1981): *Czasoprzestrzeń i grawitacja*, Warszawa, PWN.
Kripke, S. (1980): *Naming and Necessity*, Oxford, Basil Blackwell.
Leibniz, G.W. (1969): „Polemika z S. Clarke'iem", w: *Wyznanie wiary filozofa*, Warszawa, PWN.
Lewis, D. (1986): *On the Plurality of the Worlds*, Oxford, Blackwell.
Mach, E. (1883): *Die Mechanik in ihrer Entwiklung*, 9 Auflage, Leipzig, 1993.
Maidens, A. (1992): „Review of Earman (1989b)", *British Journal for the Philosophy of Science*, 43, s. 129–136.
Malament, D. (1982): „Review of Field's Science without Numbers", *The Journal of Philosophy*, 79, s. 523–534.
Malament, D. (1985): „A Modest Remark about Reichenbach, Rotation and Relativity", *Philosophy of Science*, 52, s. 615–620.
Maudlin, T. (1990): „Substances and Space-Time: What Aristotle Would Have Said to Einstein", *Studies in History and Philosophy of Science*, 21, s. 531–561.
Newton, I. (1668?): „De Gravitatione", w: A.R. Hall, M.B. Hall (red.), *Unpublished Scientific Papers of Isaac Newton*. Cambridge: Cambridge University Press (1962).
Newton, I. (1729): *Mathematical Principles of Natural Philosophy*, (tł. A. Motte), Berkeley, University of California Press, 1947. Polskie tłumaczenie Scholium w: *Zagadnienia Filozoficzne w Nauce*, nr VIII, Kraków 1986.
Nerlich, G. (1973): „Hands, Knees, and Absolute Space", *The Journal of Philosophy*, 70, s. 337–351.
Quine, W.V. (1976): *The Ways of Paradox and Other Essays*, Cambridge, MA, Harvard University Press.
Raine, D.J. (1981): „Mach's Principle and Space-Time Structure", *Reports on Progress in Physics*, 44, s. 1151–1195.

Raine, D.J., Heller, M. (1981): *The Science of Space-Time*, Tucson, Pachart Publishing House.
Reichenbach, H. (1957): *The Philosophy of Space and Time*, New York, Dover.
Schutz, B.F. (1995): *Wstęp do ogólnej teorii względności*, Warszawa, PWN.
Sklar, L. (1976): *Space, Time and Spacetime*, Berkeley, University of California Press.
Stachel, J. (1986): „What a Physicist Can Learn from the Discovery of General Relativity", *Proceedings of the Fourth Marcel Grossman Meeting on Recent Development in General Relativity*, R. Ruffini (red.), Amsterdam, North Holland.
Teller, P. (1991): „Substance, Relations and Arguments about the Nature of Space-Time", *The Philosophical Review*, Vol. C No. 3, s. 363–397.
Toretti, R. (1992): „Review of Earman (1989b)", *The Philosophical Review*, Vol. 101, s. 793–795.
Wald, R.M. (1984): *General Relativity*, Chicago, University of Chicago Press.

Skorowidz nazwisk

Adams, R.M. 47, 113
Augustynek, Z. 113
Arystoteles 20, 23, 82, 95, 98, 99

Barbour, J.B. 24, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 113
Bertotti, B 24, 27, 28, 29, 30, 31, 113
Berkeley, G. 27, 113
Bondi, H. 41, 55, 113
Butterfield, J. 65, 73, 82, 96, 100, 101, 102, 113

Clarke, S. 45, 46, 48, 114
Crawford, F.S. 52, 113

de Sitter, W. 34, 63
Duns Szkot 47

Earman, J. *passim*
Einstein, A. 7, 11, 26, 27, 31–35, 39, 41, 42, 64–67, 69, 71, 75, 83, 85, 87–91, 99, 106, 113, 114
Ellis, G.F.R. 83, 84, 85, 99, 100, 111, 114
Euklides 18, 28–30

Feynman, R.P. 52, 114
Field, H. 56–64, 109, 110, 114
Friedman, M. 12, 13, 32, 35, 37, 71

Galileusz 19, 37
Geroch, R. 7, 11, 106, 107, 111, 114
Gołosz, J. 38, 76, 114
Grossman M. 65, 113, 114

Hawking, S.W. 83–85, 99, 100, 111, 114
Huygens, C. 24, 31
Heller, M. 8, 30, 31, 33, 107, 114
Hoefer, C. 27, 37, 41, 58, 85, 114
Hooker, C.A. 10, 114
Horwich, P. 14, 47, 114

Infeld, L. 38, 114

Kant, I. 49–55, 110, 114
Kopczyński, W. 38, 59, 83, 114
Kripke, S. 102, 103, 114

Laplace, P.S. 35, 36, 74, 81, 82
Lagrange, J.L. 28–30
Lee, T.D. 54, 55
Leibniz, G.W. 12–14, 18, 20–24, 27, 31, 39, 42, 45–49, 68, 72, 74, 80, 84, 93, 94, 100, 102, 105–107, 110, 113, 114
Lewis, D. 48, 100–102, 114
Lorentz, H.A. 83, 95

Mach, E. 18, 20–24, 27, 28, 30, 31, 34, 39–42, 80, 100, 113, 114
Maidens, A. 17, 114
Malament, D. 33, 39–41, 58, 114
Maudlin, T. 72, 90–93, 97, 99, 114
Minkowski, H. 66, 70, 78–80, 82, 95

Newton, I. 9, 10, 13, 18–20, 22–27, 29–33, 36–37, 42, 69, 70, 75, 77, 114
Nerlich, G. 50–52, 114
Norton, J. 67–79, 82, 90, 92, 97, 99, 100, 110, 111, 113

Plebański, J. 38, 114

Quine, W.V. 60, 114

Raine, D.J. 41, 42, 114, 115
Ray, C. 27, 37, 41, 58, 85, 114
Reichenbach, H. 12, 13, 31, 64, 114, 115

Schutz, B.F. 32, 115
Sklar, L. 15, 36–38, 42, 45, 77, 115
Stachel, J. 66, 67, 115

Teller, P. 37, 57, 58, 115
Toretti, R. 115
Trautman, A. 38, 59, 83, 114

Wald, R.M. 65, 83–85, 115

Yang, C.N. 54, 55

Skorowidz rzeczowy

absolutna przestrzeń 15, 22, 23
absolutne elementy (obiekty) 17–20, 81
absolutne przyśpieszenie 19, 22, 23, 25, 31, 32, 36–38, 42
absolutny czas 22, 23
absolutystyczna koncepcja ruchu 14, 15, 22–27, 31–43
algebra Leibniza (Einsteina) 106, 107
argument dziury 65–77, 85–104
atrybutywizm 13, 14, 48, 49, 55, 87
aktywna (czynna) interpretacja odwzorowania 21, 39, 65, 66, 70–72, 93–94

bierna interpretacja odwzorowania 21, 70–72

czasoprzestrzeń Arystotelesa 20, 82, 95, 98, 99
czasoprzestrzeń neonewtonowska (Galileusza) 19, 23, 25, 37, 82
czasoprzestrzeń Leibniza 18, 20–23, 27, 39, 80, 100, 102
czasoprzestrzeń Macha 18, 20–23, 27, 28, 31, 80, 100
czasoprzestrzeń Maxwella 19, 27, 80
czasoprzestrzeń Newtona (pełna) 19, 20, 22, 25, 95
czasoprzestrzeń Minkowskiego 66, 82, 95

determinizm 73–76
determinizm Laplace'a w najsłabszej postaci 35, 36, 74
determinizm minimalny 82
determinizm minimalny w sensie Laplace'a 81, 82
determinizm w sensie Laplace'a 74, 81
duplikat 101
dyfeomorficzne odwzorowanie (dyfeomorfizm) 65
dynamiczne elementy (obiekty) 17, 20, 81
dynamika Newtona 19, 24, 27, 75

enancjomorficzny obiekt 91
esencjalizm 90–100
esencjalne własności czasoprzestrzeni 90–100, 110, 111

haecceitas 47
hipersubstancjalizm 10, 58, 80

inercjalny układ odniesienia 19, 32
instrumentalizm 86, 87
izometria 90, 94
izomorfizm 89

klasa równoważności Leibniza 84, 106, 107
koneksja afiniczna 19, 32, 70, 78, 90
konforemna równoważność 33

Lagrange'a funkcja 28–30
linie geodezyjne 32, 35
lokalna teoria czasoprzestrzeni 69–74

manewr reprezentacjonistyczny 37, 38, 43, 46, 51, 84, 88, 105
metryka 18, 33, 34, 42, 65–68, 70, 83, 90–100
model Leibniza 106

niezachowanie parzystości 52–55
niezgodne odpowiedniki 49
niezmienniki 18, 22
nominalizm 56

odwzorowanie absolutne 81
ogólna teoria względności 31–35, 63, 65–69, 73, 75, 76, 78, 80, 83–85
ogólna współzmienniczość teorii fizycznych interpretowana aktywnie 66, 70, 93
ogólna współzmienniczość teorii fizycznych interpretowana biernie 70
orientowalność przestrzeni 50

pola fizyczne 10, 56–64

radykalny lokalny indeterminizm 73
realizm modalny 48, 101
realizm naukowy 9, 11, 60
relacja możliwej łączności przyczynowej 33
relacjonizm 11–14, 22, 27–31, 35–37, 40–43, 46, 49, 50, 63, 64, 87, 105, 106
relacjonistyczna koncepcja ruchu 14, 15, 28, 29, 31, 33, 34, 36–43
rozmaitość różniczkowa 17
równania Einsteina pola grawitacyjnego 34, 35, 65–67, 83, 93
równoczesność 18, 23
równoważność Leibniza 72, 74, 84, 105, 106, 107
siły bezwładności 26, 32, 35, 37
strukturalizm 88–90
substancjalizm 9, 22, 35–38, 42, 43, 45–48, 63, 67, 68, 77
substancjalizm rozmaitościowy 10, 11
symetria dynamiczna teorii 18
symetrie czasoprzestrzenne 18
szczególna teoria względności 14, 70, 75, 78, 79, 95, 97, 99

transświatowa identyfikacja obiektów 101

warunek pełności 69, 70
własności jakościowe i niejakościowe indywiduów 47

zasada identyczności przedmiotów nieodróżnialnych 46–48
zasada Macha 27, 31, 34, 40–42, 115
zasada racji dostatecznej 46–48
zdarzenie 9