
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECZNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 36
ZESZYT 3
1985**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALINSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Dr JERZY B. BROJAN
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy członków Zarządu

Doc. dr ERYK INFELD
Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI
Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr MICHAŁ ŚWIECKI (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Prof. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)
Dr MAREK ZRALEK (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)
Dr MIECZYSLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)
Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Prof. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)
Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASZEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 36, ZESZYT 3

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1985

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Sławkowska 14

Nakład 2105 + 95 egz. Ark. wyd. 7,50. Ark. druk. 6¹/₁₆ + 2wkl. Papier piśmienny kl. III.
70 × 100, 70 g. Oddano do składania w styczniu 1985 r. Podpisano do druku
w lipcu 1985. Druk ukończono w sierpniu 1985. Zam. 55/85 Cena zł 80.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Leszek M. Sokółowski

Obserwatorium Astronomiczne UJ
Kraków

Inflacja Wszechświata

Inflationary Models of the Universe

Abstract: Recent attempts to solve the tuning problem for cosmological parameters, i.e. to explain the horizon and flatness problems in the Friedman cosmology have led to the concept of supercooled phase transitions in the very early universe giving rise to the exponential expansion. The article presents an elementary review of some inflationary models which appeared in the last two years.

1. Wstęp

W ostatnich dwóch latach wielkie zainteresowanie fizyków, zajmujących się kwantową teorią pola oraz kosmologów, wywołały „inflacyjne modele” ewolucji wczesnego Wszechświata. Modele te są przykładem niebanalnego zastosowania teorii cząstek elementarnych do badania globalnych własności Wszechświata, w którym żyjemy. Oczywiście, od roku 1965, kiedy to odkrycie promieniowania relikтового przekonało fizyków, że w ogóle istniał „wczesny Wszechświat”, fizyka cząstek elementarnych była stosowana do opisu najwcześniejszych etapów jego ewolucji, ale zastosowania te przeważnie miały postać mikroskopowego uzasadniania makroskopowego równania stanu czy też ścisłego wyliczania gęstości energii w zależności od temperatury (tzn. liczby bezmasowych w danej temperaturze cząstek). Powstanie chromodynamiki kwantowej oraz teorii oddziaływań elektroślabych Weinberga i Salama pozwoliło na podanie dość szczegółowego przebiegu ewolucji w pierwszej erze (erze hadronowej). Na tym etapie kosmologia była biernym konsumentem wyników osiągniętych w fizyce. Później oddziaływanie zaczęło przybierać charakter wzajemny: dane kosmologiczne nakładają ograniczenia na parametry teorii fizycznych. Na przykład, dane obserwacyjne ściśle ograniczają liczbę rodzajów neutrin i ich masy. Wreszcie Zeldowicz zauważył, że pierwotny Wszechświat był potężnym akceleratorem, który wprawdzie działał przed dwudziestu miliardami lat i tylko przez drobny ułamek sekundy, ale za to dawał energie całkowicie nieosiągalne w ziemskich laboratoriach. Cały Wszechświat jest więc jednym olbrzymim laboratorium testującym teorie fizyczne.

Pierwszym głębokim problemem kosmologicznym, którego rozwiązanie możliwe jest tylko w ramach nowoczesnych teorii cząstek elementarnych, jest problem wyjaśnienia wartości entropii fotonów przypadającej na barion, czyli problem, dlaczego we Wszech-

świecie dominują bariony nad antybarionami. Przypomnijmy, że dane obserwacyjne nie wskazują na istnienie znaczących ilości antymaterii w naszej Galaktyce i w galaktykach pobliskich. Nie można wykluczyć możliwości, że odległe galaktyki zbudowane są całkowicie z antymaterii, ale wówczas natychmiast pojawia się problem, w jaki sposób w gorącej gęstej plazmie wypełniającej młody Wszechświat nastąpiło oddzielenie materii od antymaterii w skali kosmologicznej. Wygląda na to, że mechanizm wiodący do takiego rozdzielenia nie istnieje, a tym samym, że Wszechświat jest zdominowany przez materię.

Wypełniając Wszechświat materię barionową oraz promieniowanie charakteryzujemy w następujący sposób, niezależnie od czasu. Gęstość entropii promieniowania relikowego o temperaturze $T(t)$ jest wprost proporcjonalna do gęstości liczby fotonów n_γ . Jeżeli Wszechświat ewoluuje adiabatycznie, tzn. fotonów nie przybywa, to gęstość fotonów i gęstość liczby barionów n_b maleją z czasem jednakowo. Oznacza to, że entropia fotonów przypadająca na barion,

$$s \equiv \frac{4aT^3}{3k_B n_b} \cong 0,37 \frac{n_\gamma}{n_b} = \text{const},$$

jest wielkością stałą. A zatem s jest parametrem charakteryzującym różne wszechświaty, którego wartość $s \cong 10^9$ została przypisana naszemu Wszechświatowi na początku jego istnienia. Czy tę wartość można jakoś uzasadnić?

Próby wprowadzenia wartości s w oparciu o mikrofizykę podjęte zostały w latach 1978-79 przez wielu fizyków w ramach teorii wielkich unifikacji (Grand Unified Theories — GUT) na podstawie pochodzących jeszcze z 1967 r. idei A. D. Sacharowa. Próby te dalekie są jeszcze od zadowalającego sukcesu, tym bardziej że najprostsza teoria GUT, oparta na grupie symetrii SU(5), została ostatnio wyeliminowana doświadczalnie, ale wydaje się, że właściwa droga została już wskazana.

Podobnie jest z „modelami inflacyjnymi”. Każdy z nich cierpi na jakieś poważne trudności wewnętrzne, bądź też jest zbyt uproszczony, by mógł być realistyczny, ale można wierzyć, że posuwamy się w stronę teorii, która pozwoli nam zrozumieć, dlaczego Wszechświat jest taki, jaki jest. Zacznijmy, jak się to zwykle czyni, od historii: od problemów kosmologicznych, z których zrodziła się idea inflacji, a następnie przejdziemy do zwięzłego omówienia niektórych modeli inflacyjnych.

2. Kłopoty modeli Friedmana

Globalnego czasoprzestrzennego opisu Wszechświata dokonujemy w ramach einsteinowskiej ogólnej teorii względności. Według tej teorii każdy wszechświat jest czterowymiarową czasoprzestrzenią z metryką będącą pewnym rozwiązaniem równań Einsteina przy zadanych własnościach materii. Obecnie powszechnie uważa się, że do obserwowanego Wszechświata najlepiej pasuje czasoprzestrzeń, która jest przestrzennie jednorodna i izotropowa, ale zmienna w czasie. Takie rozwiązanie równań Einsteina znalezione zostało w latach 1922-24 przez matematyka Aleksandra Friedmana z Piotrogradu (obecnie Leningradu); założenia jednorodności i izotropowości wydawały się tak grubym przybliżeniem rzeczywistości, że nazwano je modelem Wszechświata. Tymczasem Wszechświat

okazał się w wielkiej skali (powyżej 100 Mpc) rzeczywiście izotropowy — dowodzą tego pomiary temperatury promieniowania reliktowego w różnych obszarach nieba: $\frac{\Delta T}{T} \lesssim 10^{-4}$.

Dzisiaj istnieje bogata teoria, oparta na rozwiązaniach Friedmana, opisująca ewolucję i własności Wszechświata, ale skromna nazwa „model” nadal się utrzymuje.

Faktycznie istnieje nie jedno, lecz trzy rozwiązania Friedmana. Interwał czasoprzestrzenny (odległość dwu punktów bliskich) dany jest dla nich przez

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [dr^2 + f^2(r)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (1)$$

gdzie

$$f(r) = \begin{cases} \sinh r & \text{dla } k = -1 \\ r & \text{dla } k = 0 \\ \sin r & \text{dla } k = +1. \end{cases}$$

Dla $k = -1$ mamy wszechświat przestrzennie nieskończony (otwarty), dla $k = +1$ — przestrzennie zamknięty (trójwymiarowa sfera), dla $k = 0$ — przestrzennie płaski i otwarty. Indeks k określa znak krzywizny przestrzeni danych równaniem $t = \text{const}$. Funkcję $R(t)$ nazywamy kosmicznym czynnikiem skali. Jeżeli R jest dowolną funkcją, to (1) określa czasoprzestrzeń Robertsona-Walkera (R-W). Rozwiązania Friedmana otrzymujemy, jeżeli R spełnia równania Einsteina.

Bardzo dobrym dwuwymiarowym modelem czterowymiarowej czasoprzestrzeni R-W (1) jest nadymany gumowy globus oraz rozciągana równomiernie nieskończona płaszczyzna. Odległość dwu punktów na globusie zmienia się tylko dlatego, że zmienia się jego promień, tzn. funkcja R (będziemy zakładać, że na globusie i gumowej płaszczyźnie punkty, a w czasoprzestrzeni galaktyki, mają stałe w czasie współrzędne przestrzenne). Rozszerzanie się czy kurczenie globusu nie wyróżnia na jego powierzchni żadnego punktu ani kierunku. To samo mamy w przypadku jednorodnego i izotropowego rozciągania płaszczyzny, z tym, że R nie może być teraz interpretowane jako promień.

Przestrzenna jednorodność powoduje, że początek układu współrzędnych ($r = 0$) możemy umieścić w dowolnym punkcie przestrzeni. Weźmy dwie galaktyki, z których jedna jest w początku układu ($r = 0$), a druga ma $r = r_1$. Ich odległość (przestrzenna) w chwili t wynosi

$$l(t) \equiv \sqrt{-\Delta s^2} = R(t)r_1.$$

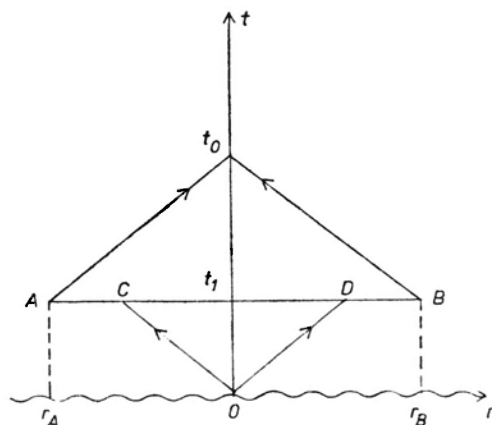
Ponieważ galaktyki te są odległe, nie jest oczywiste, co należy rozumieć przez ich prędkość wzajemną. Zdefiniujemy prędkość względną v jako

$$v \equiv \frac{dl}{dt} = \dot{R}r_1 = \frac{\dot{R}}{R} Rr_1 = \frac{\dot{R}}{R} l.$$

Oznaczając $H(t) \equiv \frac{\dot{R}}{R}$ otrzymujemy słynne prawo Hubble'a: $v = Hl$. Oczywiście „stała Hubble'a” jest funkcją czasu, jednak przy odległościach i przedziałach czasu występujących w astronomii pozagalaktycznej, zmienność H można zaniedbać.

Jak powiedzieliśmy, liczące 60 lat modele Friedmana są najlepiej zgodne z obserwacjami. Nie chroni to ich jednak od poważnych trudności teoretycznych.

Odległość tę nazywamy *promieniem horyzontu* w chwili t_0 , a *horyzontem kosmologicznym* nazywamy stożek świetlny *DOE*. Sens horyzontu jest następujący: obszar czasoprzestrzeni wewnątrz horyzontu jest przyczynowo związany z punktem 0 i może być pod jego wpływem. W szczególności mamy prawo przypuszczać, że wewnątrz horyzontu procesy fizyczne są ze sobą skorelowane, podczas gdy to, co dzieje się na zewnątrz horyzontu, jest zupełnie niezależne od jego wnętrza. Innymi słowy, w każdej chwili t Wszechświat podzielony jest na obszary o rozmiarach liniowych $d_H(t)$ i fizyczna ewolucja każdego z nich przebiega niezależnie od pozostałych.



Rys. 2. Najwcześniejsze (a więc przychodzące z największych odległości) sygnały to mikrofalowe promieniowanie reliktywne wyemitowane w epoce rekombinacji wodoru. Rejestrowane obecnie promieniowanie pochodzi ze sfery o promieniu $\frac{1}{2}AB = R(t_1)r_A$. Okazuje się, że w standardowym modelu Friedmana średnica tej sfery jest około 100 razy większa od średnicy horyzontu CD , a zatem obszary wokół punktów emisji A i B ewoluowały od momentu Wielkiego Wybuchu niezależnie. Dlaczegoż więc panują w nich takie same warunki fizyczne?

W rzeczywistości nie obserwujemy sygnałów emitowanych tuż po Wielkim Wybuchu, najwcześniejsze promieniowanie docierające do nas (promieniowania grawitacyjnego oraz neutrin jeszcze nie jesteśmy w stanie rejestrować) to elektromagnetyczne promieniowanie reliktywne wysyłane w momencie t_1 rekombinacji wodoru (rys. 2). Przychodzące do nas z przeciwnych kierunków na niebie promieniowanie wyemitowane zostało z punktów A i B , których odległość w chwili t_1 wynosiła

$$AB = 2R(t_1)r_A.$$

We wczesnym Wszechświecie wszystkie trzy rozwiązania Friedmana dają $R \sim t^{\frac{1}{2}}$, zatem promień horyzontu wynosi wówczas

$$d_H(t_1) = 2ct_1 = \frac{1}{2}CD.$$

Powstaje pytanie: czy odległość $l(t_1) \equiv AB$ punktów emisji jest większa (jak na rys. 2), czy też mniejsza od promienia horyzontu? Znając R pomiędzy t_1 i t_0 można wyliczyć r_A i okazuje się, że stosunek obu długości jest następujący:

$$\begin{aligned}
 t_1 &\approx 10^6 \text{ lat (rekombinacja): } \frac{l}{d_H} \approx 100, \\
 t_1 &\approx 100 \text{ s (synteza helu): } \frac{l}{d_H} \approx 10^6, \\
 t_1 &\approx 10^{-39} \text{ s } (T \approx 10^{17} \text{ GeV}): \frac{l}{d_H} \approx 10^{28}.
 \end{aligned}$$

Nazwijmy Metagalaktyką tę część Wszechświata, którą obecnie obserwujemy optycznie i radiowo. Wyróżnienie to ma o tyle sens, że wszelkie teorie fizyczne testujemy w oparciu o Metagalaktykę, a nie o cały Wszechświat. Odległość $l = AB$ stanowi wówczas średnicę Metagalaktyki w chwili t_1 . W momencie rekombinacji średnica obszaru przyczynowo spójnego była zatem 100 razy mniejsza od średnicy Metagalaktyki, tzn. radiowe niebo składa się z ok. 10 000 obszarów, które od chwili Wielkiego Wybuchu rozwijały się niezależnie. A mimo to promieniowanie reliktowe dochodzi do nas z każdego kierunku z tą samą temperaturą.

Dla czasów wcześniejszych nie mamy bezpośrednich obserwacji, ale wiadomo np., że w okresie syntezy pierwotnego helu Wszechświat nie mógł być zbyt anizotropowy, mimo że niebo dla tego obszaru podzielone było na 10^{12} nie związanych przyczynowo obszarów.

Wy tłumaczenie paradoksu horyzontu mogłoby być takie: własności Wszechświata są wynikiem specyficznych warunków początkowych zadanych tuż po Wielkim Wybuchu. Wszechświat wyłonił się z początkowej osobiowości jednorodny i izotropowy nie tylko geometrycznie, ale i co do swojej zawartości fizycznej — niezależne obszary od samego początku były identycznie uporządkowane. Jest jednak oczywiste, że nie jest to żadne rozwiązanie problemu, tylko odsunięcie go dalej.

2.2. Problem płaskości

Paradoks horyzontu był znany i dyskutowany od szeregu lat. Znacznie mniej znany jest problem płaskości Wszechświata. Na jego znaczenie zwrócili uwagę dopiero Dicke i Peebles [1]. Aby go przedstawić, wyprowadzimy równanie Einsteina dla czynnika skali R za pomocą modelu newtonowskiego.

Rozważmy kulę materii o gęstości ρ i promieniu R , która się rozszerza. Na powierzchni kuli mamy cząstkę o masie m . Cząstka ta ma prędkość $v = \dot{R} = HR$. Całkowita energia cząstki (kinetyczna plus potencjalna grawitacyjna) jest stała

$$E = \frac{m}{2} (HR)^2 - \frac{Gm}{R} \cdot \frac{4\pi}{3} R^3 \rho = \text{const.}$$

Wprowadzając stałą bezwymiarową $k \equiv -\frac{2E}{mc^2}$, otrzymujemy równanie Einsteina dla R , tzw. równanie Friedmana

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{c^2 k}{R^2}. \quad (3)$$

W ogólnej teorii względności mamy to samo równanie, jedynie $k = 0, \pm 1$ interpretujemy nie za pomocą energii, lecz jako indeks k występujący w metryce R-W (1).

Jeżeli $k = 0$, to $\varrho = \varrho_{kr} = \frac{3H^2}{8\pi G}$ jest to tzw. gęstość krytyczna; w takim wszechświecie parametr Hubble'a wyznacza gęstość materii. W kosmologii posługujemy się parametrem Ω

$$\Omega \equiv \frac{\varrho}{\varrho_{kr}} = \frac{8\pi G \varrho}{3H^2},$$

będącym wielkością mierzalną. Równanie Friedmana podaje następujący związek pomiędzy Ω i krzywizną k przestrzeni:

jeśli $k = -1$ to $\Omega < 1$,

jeśli $k = 0$ to $\Omega = 1$,

jeśli $k = +1$ to $\Omega > 1$.

Krzywizna przestrzeni $t = \text{const}$ jest obecnie tak mała, że nie potrafimy bezpośrednio jej zmierzyć. W którym z trzech światów Friedmana żyjemy, możemy stwierdzić mierząc obecną wartość gęstości materii ϱ_0 i stałą Hubble'a H_0 ; obecna wartość Ω_0 określa nam indeks k .

Prowadzone od wielu lat obserwacje dają $0,05 \lesssim \Omega_0 < 10$. Tak duży rozrzut spowodowany jest tym, że wartość H_0 znamy z dokładnością do czynnika 2, a oceny wartości ϱ_0 są jeszcze mniej dokładne — wiarygodna jest tylko dolna granica ϱ_0 , określona przez gęstość materii świecącej. Znajomość jakiejś wielkości z dokładnością do czynnika 10 jest w astronomii rzeczą normalną, w tym jednak przypadku ta niedokładność ma kluczowe znaczenie: wszystkie trzy modele Friedmana są równo prawdopodobne.

Dicke i Peebles sformułowali problem następująco: dlaczego $\Omega_0 \approx 1$, a więc dlaczego $k = 0$? Dlaczego wyniki obserwacji są wieloznaczne? Przecież gdyby Ω_0 równało się 10^{10} lub 10^{-10} , to nawet duży błąd obserwacyjny nie miałby wpływu na określanie typu modelu Friedmana. Dlaczego znajdujemy się w pobliżu krytycznej wartości $\Omega_0 = 1$?

Wątpliwości tego typu nurtowały ludzi już wcześniej i zwykle udzielano na nie odpowiedzi następującej. Parametr Ω jest funkcją czasu (tylko dla $k = 0$ mamy $\Omega \equiv 1$). We wczesnym Wszechświecie $\varrho \sim R^{-4}$, zatem człon z gęstością dominuje nad członem z krzywizną, czyli że $\Omega \rightarrow 1$, gdy $t \rightarrow 0$. Rzeczywiście, powyższe granice Ω_0 dają nam

w epoce rekombinacji: $\Omega = 1 \pm 10^{-2}$,

w epoce nukleosyntezy: $\Omega = 1 \pm 10^{-14}$,

dla $T = 10^{17}$ GeV: $\Omega = 1 \pm 10^{-55}$.

Oznacza to, że nasz Wszechświat, liczący sobie 10^{10} lat, jest w rzeczywistości jeszcze młody. W dalekiej przyszłości wartość Ω odchyli się zdecydowanie od 1 i cały problem zniknie.

Jest to jednak rozumowanie fałszywe. Rozwiązania Friedmana nie posiadają żadnej własnej skali czasu. Wyłaniający się z osobliwości Wszechświat ma tylko jedną skalę

czasu — uniwersalną skalę Plancka, $t_P = \left(\frac{\hbar G}{c^5}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^{-43}$ s, zatem po czasie rzędu t_P należy oczekiwać, że wszechświat zamknięty osiągnie swoje maksymalne rozmiary, zaś wszechświat otwarty rozszerzy się tak, że $\Omega \ll 1$. Ponieważ $t_0 \approx 10^{60} t_P$, więc nasz Wszechświat jest zdumiewająco stary¹.

Problem płaskości można sformułować jeszcze inaczej, nie odwołując się do wieku Wszechświata. Standardowy model Friedmana zakłada, że ewolucja jest adiabatyczna, stąd wynika, że temperatura promieniowania relikтового spełnia związek $TR = \text{const}$. Wprowadzamy bezwymiarowy parametr

$$\varepsilon \equiv \frac{c^2 \hbar^2 k}{(k_B TR)^2} = \text{const},$$

charakteryzujący różne wszechświaty friedmanowskie. Jeżeli $R_0 \approx 10^{10}$ Mpc, $T_0 = 3$ K, to $|\varepsilon| \approx 10^{-58}$. Dlaczego od samego początku w nasz Wszechświat została wbudowana tak mała liczba?

Czytelnik może stwierdzić, że rozwiązanie całego problemu jest banalnie proste. Ponieważ indeks k przyjmuje dokładnie trzy wartości, więc dane obserwacyjne: $\Omega_0 \approx 1$, $\varepsilon \approx 0$, po prostu wskazują na przestrzennie płaski i otwarty model Friedmana z $k = 0$. Takie też było stanowisko Einsteina i de Sittera już w 1932 roku [2]. Model ten nosi odtąd ich nazwiska.

Powyższa odpowiedź jest zadowalająca tylko w odniesieniu do Wszechświata jako całości. Lokalnie sytuacja jest inna. Jeżeli wypełniającą jednorodnie cały Wszechświat materię traktować jako gaz, to jego cząsteczkami nie są chemiczne molekuly, lecz gromady galaktyk. W obszarach o rozmiarach poniżej 10 Mpc rozkład materii jest silnie niejednorodny i $\Omega = \Omega(x) \neq 1$. Niejednorodności gęstości nie są poza tym cechą epoki obecnej; ponieważ galaktyki powstały wskutek grawitacyjnego kurczenia się obszarów o podwyższonej gęstości, zatem zaburzenia $\delta \rho$ musiały istnieć już w bardzo wczesnym Wszechświecie i mieć wówczas ściśle określoną wartość.

Wnoskujemy stąd, że w granicy $t \rightarrow 0$ parametr Ω musi być bliski 1, ale zarazem różnić się od 1 o ściśle określoną wartość. Martin Rees ilustruje to na przykładzie kulistej pomarańczy, której powierzchnia pokryta jest siatką drobnych regularnych fałdek. I znowu: dlaczego Wszechświat ma tak subtelną strukturę?

Poruszamy tu, ściśle związany z problemem płaskości, problem subtelnego dopasowania parametrów kosmologicznych. Weźmy Wszechświat w epoce syntezy helu ($t \approx 100$ s), opisany parametrami H oraz $\Omega = 1 \pm 10^{-14}$ i rozważmy dwa modelowe wszechświaty, w których te parametry przyjmują w tej epoce wartości \bar{H} i $\bar{\Omega}$:

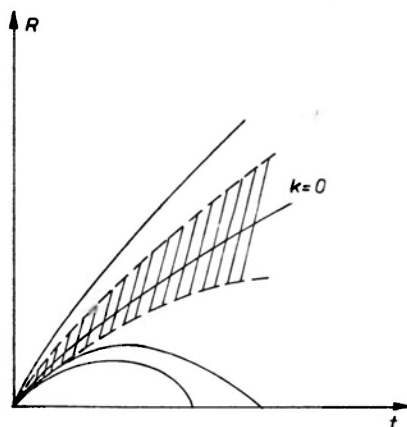
a) niech $\bar{H}^2 \equiv (1 - 10^{-6}) H^2$, wówczas $\bar{\Omega} \approx (1 + 10^{-6}) \Omega > 1$; jest to model zamknięty, który osiągnie maksymalne rozmiary w okresie rekombinacji wodoru: $t \approx 10^{12}$ s

¹ Ten wniosek wyciągamy posługując się wyłącznie planckowską skalą czasu. Gdyby brać pod uwagę spalanie wodoru w hel w gwiazdach, to ponieważ lekkie gwiazdy mają jeszcze przed sobą ok. 10^{14} lat życia w postaci białych karłów, moglibyśmy uważać Wszechświat za bardzo młody. Jednakże nie mamy podstaw, by sądzić, że przeciętny wszechświat spełnia warunki konieczne do tego, aby gwiazdy mogły powstać i zapalić się.

($T \approx 10^4$ K), a następnie zapadnie się po upływie podobnego czasu. W takim świecie nie powstaną oczywiście żadne trwałe struktury, w szczególności wykluczone jest życie;

b) niech $\bar{H}^2 \equiv (1 + 10^{-6})H^2$, wówczas $\bar{\Omega} \approx (1 - 10^{-6})\Omega < 1$; jest to model otwarty, rozszerzający się tak szybko, że zaburzenia gęstości, takie jak w naszym świecie, ulegną rozcieńczeniu i obiekty w rodzaju galaktyk w ogóle nie powstaną.

Widzimy zatem, że obserwowana obecnie wielkoskalowa i drobnoskalowa struktura Wszechświata nakłada bardzo silne ograniczenia na parametry modeli Friedmana.



Rys. 3. Istnienie gwiazd, galaktyk oraz istot żywych ogranicza zbiór dopuszczalnych modeli Friedmana do tych, których ewolucja przebiega w wąskim pasie wokół rozwiązania dla modelu płaskiego. Tuż po Wielkim Wybuchu wszystkie modele ewoluują jednakowo, lecz z upływem czasu różnice narastają. Wszechświat, dla których parametr k istotnie różni się od zera, są wykluczone: jeśli są otwarte, to rozszerzają się i rozrzedzają tak szybko, że nie zdążą w nich powstać żadne struktury i pozostaną jednorodne; jeśli są zamknięte, to czas ich życia pomiędzy Wielkim Wybuchem a zapadnięciem jest zbyt krótki dla powstania gwiazd

Dopuszczalne są tylko modele znajdujące się w wąskim pasie wokół $k = 0$ (rys. 3). Zauważmy, że modele Friedmana stanowią bardzo wąską klasę w zbiorze wszystkich modeli kosmologicznych, tzn. w zbiorze rozwiązań równań Einsteina. Istnienie galaktyk oraz istot żywych nakłada z kolei silne ograniczenia na modele Friedmana. Zaiste nasz Wszechświat jest tworem niezwykle specyficznym.

3. Próby usunięcia trudności: Zasada Antropiczna i model inflacyjny

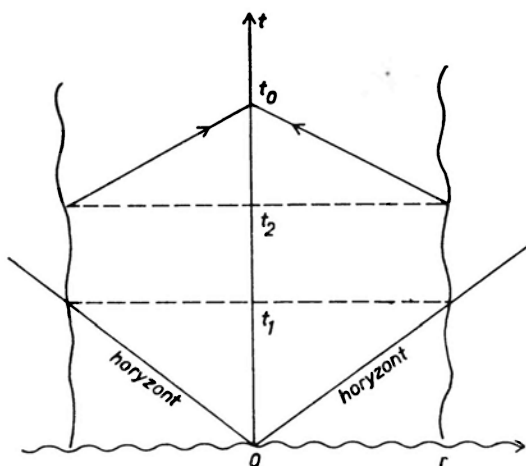
Najpierw próbowano przezwyciężyć te trudności metodami, które powszechnie uznano za „metafizyczne”. Mam tu na myśli Zasadę Antropiczną, którą pierwotnie sformułowano jako wyjaśnienie koincydencji wielkich liczb diracowskich oraz uzasadnienie numerycznych wartości stałych fizycznych, przede wszystkim G [3, 4]. Trawestując słynne powiedzenie Kartezjusza, Carter ujął to słowami: *cogito ergo mundus talis est*.

Pogląd, że Wszechświat nie może być przypadkowy, że musiał być starannie „wyselekcjonowany” po to, by mogło pojawić się w nim życie i obserwatorzy spierający się

dlaczego jest on właśnie taki, był krytykowany wielokrotnie. Podstawowym zarzutem jest, że Wszechświat został przesadnie rozbudowany jak dla tak skromnego celu. Rzeczywiście, nie ma żadnych podstaw by przypuszczać, że istnienie i rozmieszczenie w przestrzeni dalekich galaktyk ma jakikolwiek wpływ na powstanie życia i rozumu; wydaje się, że Droga Mleczna aż nadto wystarcza dla rozwoju życia na Ziemi.

Spór ten mógłby trwać jeszcze długo, gdyby nie pojawienie się z początkiem roku 1981 pracy Alana Gutha [5], w której zaproponował on tzw. „model inflacyjny”².

Zauważmy, że problem horyzontu bierze się stąd, iż kosmiczny czynnik skali R rośnie powoli: jak $t^{\frac{1}{2}}$ od Wielkiego Wybuchu do rekombinacji wodoru oraz jak $t^{\frac{2}{3}}$ po rekombinacji. Skoro więc obecne rozmiary Metagalaktyki są duże, to były też duże wkrótce po Wielkim Wybuchu. Gdyby natomiast czynnik R rósł szybko (np. wykładniczo), to pierwotne rozmiary Metagalaktyki mogłyby być niewielkie, rzędu promienia horyzontu. Wymaga to jednak istotnej modyfikacji standardowego modelu Wszechświata.



Rys. 4. Wprowadzenie ery inflacyjnej, kiedy to Wszechświat rozszerzał się bardzo szybko, rozwiązuje problem horyzontu. Wykładniczy wzrost rozmiarów w czasie tej ery powoduje, że na jej początku promień Metagalaktyki nie przewyższał promienia horyzontu. A zatem już w 10^{-39} s po Wielkim Wybuchu Metagalaktyka jest obszarem przyczynowo spójnym, co pozwala, przynajmniej w zasadzie, wytłumaczyć jej niemal doskonałą jednorodność i izotropowość

Podstawowym założeniem Gutha jest, że w dziejach wczesnego Wszechświata istniała „era inflacyjna”, kiedy to Wszechświat ewoluował silnie nieadiabaticznie. W tym okresie temperatura $T \approx \text{constans}$, natomiast R wzrasta Z razy, $Z \gg 1$. Niech era ta trwa od t_1 do t_2 , a zarówno przed nią, jak i po niej obowiązuje standardowy model ewolucji. Z definicji czynnika Z mamy $R(t_2) = ZR(t_1)$. Oznacza to, że rozmiary $l(t_1)$ Metagalaktyki w chwili t_1 są Z razy mniejsze niż w chwili t_2 . Wartość Z dobieramy tak, by rozmiary Metagalaktyki w chwili t_1 były rzędu promienia horyzontu (rys. 4):

$$l(t_1) = \frac{1}{Z} l(t_2) \approx 2d_H(t_1) = 4ct_1.$$

² Termin „inflacja” zarówno tutaj, jak i w ekonomii pochodzi od łacińskiego *inflatio* — nadymanie, rozdęcie.

Z założenia rozmiary Metagalaktyki dla $t = t_1$ są w modelu inflacyjnym niemal Z razy mniejsze niż w modelu standardowym i Metagalaktyka zawiera się wewnątrz horyzontu. Dla czasów późniejszych, $t > t_1$, Metagalaktyka stale pozostaje wewnątrz horyzontu.

Za chwilę początkową Guth przyjął $t_1 = 10^{-39}$ s, co odpowiada temperaturze $T \approx 10^{17}$ GeV, zatem $Z \approx 10^{28}$. Nie jest to chwila jakkolwiek wyróżniona fizycznie i Guth wybrał ją dość dowolnie, została jednak powszechnie zaakceptowana i we wszystkich pracach dotyczących inflacji „magiczna liczba” 10^{28} służy do testowania fizycznych modeli wytwarzających erę inflacyjną. Czynniki Z jest tak duży, że aby uzyskać go w przebiegu krótkiego czasu od t_1 do t_2 , czynnik skali R musi rosnać wykładniczo. I właśnie ten szybki wzrost wszystkich odległości nazywamy inflacją Wszechświata.

Era inflacyjna została wprowadzona po to, aby rozwiązać problem horyzontu. Czy jej istnienie usuwa problemy związane z płaskością Wszechświata? Tak, jeżeli założyć, że na jej początku i końcu temperatura jest taka sama:

$$T(t_1) = T(t_2).$$

Wówczas $T(t_2)R(t_2) = ZR(t_1)T(t_1)$, zatem parametr ε maleje w ciągu ery inflacyjnej Z^2 razy:

$$\varepsilon(t_1) = Z^2 \varepsilon(t_2) = Z^2 \varepsilon(t_0) \approx 10^{-2} \approx 1.$$

Początkowa wartość $|\varepsilon|$, rzędu 1, jest już całkiem rozsądna, tzn. możemy przyjąć, że odpowiada ona przeciętnemu wszechświatowi friedmanowskiemu. Widzimy, że problemy horyzontu i płaskości są ze sobą ściśle związane i rozwiązanie jednego z nich usuwa drugi.

W erze inflacyjnej następuje wytworzenie dużej ilości entropii. Weźmy komórkę, w której współrzędna radialna zmienia się od 0 do r , tzn. jej rozmiary liniowe wynoszą $R(t)r$. Entropia promieniowania elektromagnetycznego o temperaturze T jest $S \sim R^3 T^3$, zatem na końcu ery inflacyjnej mamy

$$S(t_2) = Z^3 S(t_1).$$

Tak ogromna produkcja entropii powoduje, że w erze inflacyjnej nie ma ściśle zachowanych wielkości. Dla przykładu rozważmy stosunek liczby fotonów n_γ do liczby baryonów n_b . Mamy

$$n_b(t_2) = Z^{-3} n_b(t_1),$$

natomiast dla fotonów

$$n_\gamma(t_2) = n_\gamma(t_1),$$

zatem

$$s(t_2) = s(t_0) \approx \frac{n_\gamma}{n_b} = Z^3 s(t_1).$$

Ponieważ obecnie $s \approx 10^9$, więc $s(t_1) \approx 10^{-75}$. Jest to wynik absurdalny, bowiem zawsze $s \gtrsim 1$. Dochodzimy do ważnego wniosku: warunki początkowe, jakie panowały przed

erą inflacyjną, ulegają w jej okresie zatarciu i wyłaniający się z niej Wszechświat jest w dużym stopniu niezależny od tego, co działo się tuż po Wielkim Wybuchu. Cechy charakteryzujące nasz Wszechświat zostały ukształtowane dopiero po zakończeniu ery inflacyjnej i miała ona na nie niewielki wpływ. W szczególności obecna asymetria materii wobec antymaterii pojawiła się po erze inflacyjnej, czyli łamanie symetrii w GUT zachodzi dla czasów $t > t_2$. Fakt, że ewolucja Wszechświata po erze inflacyjnej bardzo słabo zależy od warunków początkowych oznacza, że założenie, iż dla $t < t_1$ obowiązuje model standardowy ewolucji, jest tylko założeniem upraszczającym, które można odrzucić. Jest to zaleta idei inflacji, którą wykorzystują niektóre z modeli inflacyjnych.

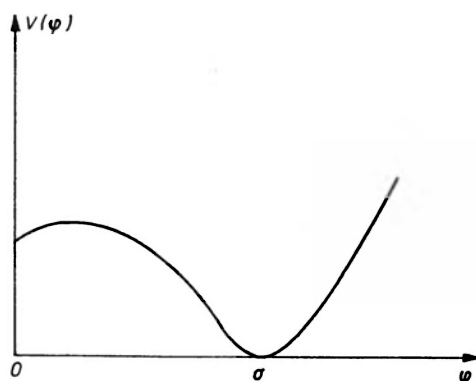
4. Inflacja a przejścia fazowe

Wprowadzenie ery inflacyjnej powoduje, że warunki początkowe wbudowane w nasz Wszechświat w momencie Wielkiego Wybuchu tracą znaczenie i jego cechy charakterystyczne zostają uformowane dopiero po niej. Skoro sama hipoteza inflacji wymaga użycia teorii GUT, w których wprowadza się procesy nie zachowujące liczby barionowej po to, by wytłumaczyć obecną nadwyżkę materii nad antymaterią, to jest logiczne, żeby mechanizmu wywołującego inflację również poszukiwać w obrębie tych teorii. Użycie właśnie teorii GUT a nie chromodynamiki kwantowej czy teorii oddziaływań elektro-słabych Weinberga-Salama jest konieczne ze względu na wartości temperatur tuż po erze inflacyjnej — aż do momentu syntezy barionów wszystkie oddziaływania podlegają wielkiej unifikacji.

Aktualne teorie cząstek elementarnych opierają się na dwu filarach: niezmienniczości względem transformacji cechowania, określającej sposób wprowadzenia oddziaływań, oraz na mechanizmie Higgsa spontanicznego łamania symetrii, nadającym cząstkom przenoszącym oddziaływania masy spoczynkowe. Dla nas istotne będą tylko efekty związane ze spontanicznym łamaniem symetrii przez pole Higgsa. Przypominamy tu zwięźle fakty konieczne do wyjaśnienia procesu inflacji.

W realistycznych teoriach, takich jak GUT z grupą symetrii $SU(5)$, potrzeba aż 24 skalarnych pól Higgsa, na ogół jednak uważa się, że w modelu inflacyjnym wystarczy rozpatrywać tylko jedno takie pole (ostatnio pogląd ten został zakwestionowany [6]). Rozpatrujemy zatem skalarnie kwantowe pole ϕ . Stan jego próżni badamy w przybliżeniu półklasycznym — pole ϕ traktujemy jako klasyczne pole skalarne opisane tzw. potencjałem efektywnym $V(\phi)$. Stan próżni to translacyjnie niezmiennicze rozwiązanie równania pola o najniższej energii. W przybliżeniu półklasycznym w stanie próżni $\phi = \sigma$, gdzie $\sigma \equiv \langle 0|\phi|0\rangle$, a wartość σ określona jest przez minimum potencjału efektywnego. Spontaniczne łamanie symetrii następuje wtedy, gdy stan próżni ma symetrię mniejszą niż lagranżjan tego pola, co można osiągnąć, jeżeli $\sigma \neq 0$. Mechanizm Higgsa opiera się więc na odpowiednim doborze potencjału efektywnego (rys. 5). Potencjał V ma globalne minimum dla $\phi = \sigma$, wówczas $V(\sigma) = 0$, oraz lokalne minimum dla $\phi = 0$, wówczas $V(0) > 0$. Stan $\phi = \sigma$ ze złamaną symetrią (zwierniadlaną lub obrotową) jest zatem stabilnym stanem próżniowym.

Istnieje głęboka analogia pomiędzy polem Higgsa sprzężonym z polem elektromagnetycznym a zjawiskiem nadprzewodnictwa [7]. Podobieństwo matematycznego opisu obu zjawisk sugeruje występowanie analogicznych efektów fizycznych. Nadprzewodnictwo znika powyżej pewnej krytycznej temperatury T_c . „Normalna” teoria pola to teoria zjawisk polowych w temperaturze zera bezwzględnego; można też uprawiać teorię pola w temperaturach skończonych. Nie wdając się w rozważania (jakie przeprowadza się zwykle w termodynamice) na temat możliwości osiągnięcia przez dany układ fizyczny



Rys. 5. Potencjał efektywny dla pola Higgsa konstruuje się w taki sposób, by miał on minimum lokalne dla $\varphi = 0$ oraz minimum globalne dla $\varphi = \sigma \neq 0$. Stan próżni, czyli stan o najniższej energii łamie symetrię, jaką posiada lagranżjan tego pola. Zazwyczaj istnieje nieskończenie wiele różnych stanów próżni

stanu równowagi z otoczeniem i wprowadzenia pojęcia temperatury równowagowej, przyjmijmy czysto formalną definicję [7, 8], że układ kwantów danego pola znajduje się w temperaturze T , jeżeli wartości oczekiwane wszystkich wielkości fizycznych obliczamy jako średnie po zespole kanonicznym Gibbsa

$$\langle A \rangle_T \equiv \frac{\text{Tr}(e^{-H/t} A)}{\text{Tr} e^{-H/t}},$$

gdzie H — hamiltonian układu.

W granicy $T \rightarrow 0$ średnie te przechodzą w wartości próżniowe

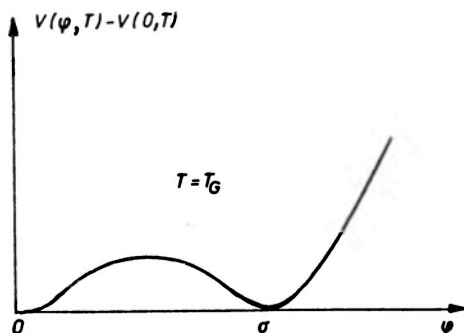
$$\langle A \rangle_0 = \langle 0|A|0 \rangle.$$

W przypadku pola Higgsa parametrem opisującym łamanie symetrii w temperaturze T jest $\sigma(T) \equiv \langle \varphi \rangle_T$. Dla skalarnego pola φ wielkość $\sigma(T)$ nazywamy też gęstością kondensatu Bosego.

Kierując się podobieństwem do nadprzewodnictwa można oczekiwać, że powyżej pewnej temperatury kondensat Bosego znika: $\sigma = 0$. Oznacza to, że symetria lagranżjanu zostaje spontanicznie przywrócona. Innymi słowy, potencjał efektywny osiąga globalne minimum dla $\varphi = 0$. Jeżeli temperatura wzrasta, to przy wartości krytycznej $T = T_G$ następuje przejście fazowe: minimum globalne potencjału zmienia się z $\varphi = \sigma(T_G)$ na

$\varphi = 0$. Jeżeli zmiana jest ciągła, tzn. $\sigma(T_G) = 0$, to mamy przejścia fazowe drugiego rodzaju, natomiast jeżeli mamy przeskok od $\sigma(T_G) \neq 0$ do $\varphi = 0$, to przejście fazowe jest pierwszego rodzaju. Dla modelu inflacyjnego istotne są tylko przejścia pierwszego rodzaju. Wartość temperatury krytycznej T_G silnie zmienia się w zależności od wersji teorii pola. Zazwyczaj $T_G \approx \sigma(0) \equiv \sigma$.

Rozważmy termiczną historię Wszechświata wypełnionego ultrarelatywistycznym gazem cząstek elementarnych o gęstości $\varrho_m \sim T^4$ i polem Higgsa w stanie podstawowym. Historię zaczynamy od temperatury Plancka $T_P = 1,4 \cdot 10^{32} \text{ K} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$, poniżej której, jak się powszechnie uważa, obowiązuje niekwantowa teoria Einsteina.



Rys. 6. Gdy temperatura opadnie do wartości krytycznej T_G , globalne minimum przy $\varphi = 0$ podniesie się na tyle, że staje się równe lokalnemu minimum w $\varphi = \sigma$. Oba minima oddzielone są wysoką barierą potencjału, toteż prawdopodobieństwo przejścia tunelowego pod nią jest małe

1) $T_P > T > T_G$. Pole Higgsa znajduje się w stanie symetrycznym $\varphi = 0$ z gęstością energii $V(0, T) = V(0) = \text{const}$. Gęstość energii jest więc zdominowana przez cząstki elementarne, czyli mamy wówczas normalną erę hadronową z $R \sim t^{1/2}$.

2) $T = T_G$. Minimum globalne potencjału przeskakuje z zera do $\varphi = \sigma \approx T_G$. Jednakże spontaniczne łamanie symetrii (Spontaneous Symmetry Breaking — SSB), polegające na przejściu fazowym pierwszego rodzaju ze stanu $\varphi = 0$ do stanu $\varphi = \sigma$ nie zachodzi: prawdopodobieństwo tunelowania przez barierę potencjału rozdzielającą oba minima jest zbyt małe, by przejście mogło faktycznie nastąpić (rys. 6). Oba minima są sobie równe: $V(\sigma, T_G) = V(0, T_G)$.

3) $T_c < T < T_G$. Globalne minimum potencjału efektywnego występuje dla $\varphi = \sigma$ (rys. 5), jednak prawdopodobieństwo tunelowania do tego stanu jest nadal tak małe, że przejście nie zachodzi. Pole Higgsa zmuszone jest więc pozostawać w symetrycznym stanie $\varphi = 0$, odpowiadającym lokalnemu minimum $V(\varphi, T)$. Jest to przechłodzony stan metatrwały, zwany „fałszywą próżnią” Higgsa. Przechłodzenie to może się utrzymywać do temperatur znacznie niższych od T_G , ale w miarę jak maleje T , obniża się bariera potencjału, pod którą pole musi tunelować aby dotrzeć do $\varphi = \sigma$ i prawdopodobieństwo przejścia fazowego z SSB wzrasta.

Dyfraktometr rentgenowski **DRON-3M**

przeznaczony do prowadzenia w szerokim zakresie rentgenowskich badań strukturalnych różnorodnych materiałów krystalicznych

W DZIEDZINIE

fizyki ciała stałego, chemii, krystalografii, metaloznawstwa oraz innych gałęziach nauki i przemysłu.

Specjalistyczna maszyna cyfrowa wbudowana w urządzenie realizuje:

- programowane sterowanie pracą dyfraktometru,
- wstępne przetwarzanie wyników

PRZEWIDZIANA AUTOMATYCZNA DIAGNOSTYKA PRACY DYFRAKTOMETRU



Eksporter: V/O

Techsnabexport
USSR MOSCOW

ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja-Siennaja pl. 32/34
Telefon: 244-32-85
Teleks: 411328 TSE SU

W okresie tym zmienia się tempo ekspansji Wszechświata. Źródłem pola grawitacyjnego jest całkowita gęstość wszystkich rodzajów materii

$$\varrho = \varrho_m + \varrho_v, \quad \varrho_m = \frac{\pi^2}{30} N(T) T^4,$$

gdzie $N(T)$ — liczba spinowych stopni swobody bezmasowych w temperaturze T cząstek elementarnych, a gęstość energii pola Higgsa wynosi

$$\varrho_v = V(0) = \frac{1}{2} B \sigma^4 = \text{const}.$$

Dla $T \approx \sigma$ otrzymujemy $\varrho_m \approx \varrho_v$, a dla $T < \sigma$ mamy $V(0) > \varrho_m$. W rozpatrywanym okresie dominuje więc stała gęstość energii pola Higgsa i ona steruje ewolucją. Kładąc $\varrho \approx V(0)$ dostajemy równanie Friedmana

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \varrho = \frac{8\pi G}{3} V(0), \quad H = \frac{\dot{R}}{R},$$

zatem $R = \text{const} \cdot e^{Ht}$.

Stała Hubble'a jest tu naprawdę stała i wynosi $H = \left(\frac{8\pi G}{3} V(0) \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{T_G^2}{T_P}$. Wszechświat rozszerza się wykładniczo, przeżywając erę inflacyjną, potrzebną do usunięcia znanych kłopotów. Geometrycznie, Wszechświat opisany jest metryką de Sittera:

$$ds^2 = dt^2 - \text{const} \cdot e^{2Ht} (dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

toteż erę tę często nazywa się erą de Sittera.

Hawking i Moss [9] zwrócili uwagę, że Wszechświat wkracza w erę de Sittera całkowicie niezależnie od warunków początkowych po Wielkim Wybuchu i pierwotnej wartości indeksu k ; jedynym parametrem opisującym tę erę jest stała Hubble'a, wynikająca z wyboru potencjału efektywnego. Fakt ten przypomina proces zapadania grawitacyjnego: końcowym etapem zapadania jest zawsze czarna dziura opisana wyłącznie całkowitą masą i momentem pędu, niezależnie od tego, jakie ciało uległo zapadnięciu i niezależnie od przebiegu jego początkowych etapów. Jest to „kosmologiczne twierdzenie o nieistnieniu włosów” — każdy wszechświat przechodzi przez wspólny etap ewolucji, jakim jest era inflacyjna w czasoprzestrzeni de Sittera.

Zauważmy, że mimo iż przestrzeń gwałtownie rozszerza się, to gęstość energii pozostaje stała. Mamy tu szczególnie dobitny przykład niezachowania energii w zmiennym polu grawitacyjnym. Dzięki temu obecny Wszechświat nie jest pusty — widzieliśmy bowiem, że pierwotnie istniejąca materia ulega wskutek inflacji rozcieńczeniu do zaniedbywalnych gęstości. Obecnie istniejąca materia pochodzi z energii próżni pola Higgsa.

4) $T = T_c \ll T_G$. Przechłodzony, metatrwały stan fałszywej próżni $\varphi = 0$, a wraz z nim proces inflacji, trwa aż do temperatury T_c , przy której bariera między obu minimami potencjału efektywnego obniża się na tyle, że mocno opóźnione przejście fazowe wreszcie następuje. Zachodzi spontaniczne łamanie symetrii, pole φ przeskakuje do stanu „prawdziwej próżni” $\varphi = \sigma$, odpowiadającego globalnemu minimum V .

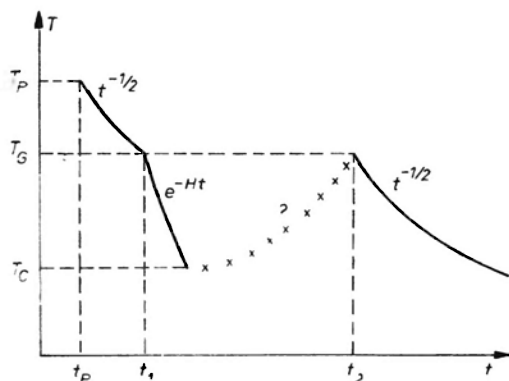
Temu przejściu fazowemu towarzyszy wydzielanie ciepła ukrytego przemiany. Ponieważ $V(\sigma) = 0$ (poprawki temperaturowe możemy obecnie zaniedbać), więc gęstość tego ciepła równa jest $V(0)$ — gęstości energii fałszywej próżni. Energia ta ujawnia się w postaci dużej liczby wykreowanych cząstek elementarnych, które w krótkim czasie termalizują się przez wzajemne oddziaływania. Niedługo po przejściu fazowym przywrócona zostaje równowaga termodynamiczna i Wszechświat ogrzewa się do temperatury T_{RH} . Ponieważ obecnie pole Higgsa nie daje już wkładu do gęstości energii, więc

$$\varrho = \varrho_m = \frac{\pi^2}{30} N(T_{RH}) T_{RH}^4 = V(0) \approx \frac{1}{2} B T_G^4,$$

czyli $T_{RH} \sim \sigma \sim T_G$.

5) $T < T_{RH}$. Dalsza ewolucja sterowana jest przez ultrarelatywistyczne cząstki, czyli wkracamy w erę hadronową standardowego modelu Friedmana z $R \sim t^{1/2}$.

Całą historię wczesnego Wszechświata przedstawia rys. 7.



Rys. 7. Termiczna historia wczesnego Wszechświata. Przed i po erze inflacyjnej obowiązuje model standardowy, w którym $T \sim R^{-1} \sim t^{-1/2}$. Na początku ery inflacyjnej ewolucja jest adiabaticzna i temperatura spada jak $R^{-1} \sim e^{-Ht}$. Gdy $T \approx T_c$ zaczyna się przejście fazowe; równowaga termodynamiczna zostaje złamana i pojęcie temperatury traci sens. Energia fałszywej próżni zostaje zużyta na wykreowanie cząstek elementarnych. Wkrótce po przejściu fazowym cząstki te formują sternalizowaną plazmę ogrzaną do temperatury $T_{RH} \approx T_G$

5. Inflacja „stara” i „nowa”

Hipoteza, że we wczesnym Wszechświecie miało miejsce opóźnione przejście fazowe pierwszego rodzaju od przechłodzonego stanu symetrycznej próżni pola Higgsa, jest nader atrakcyjna, bowiem w dość naturalny sposób zapewnia dwa warunki konieczne do rozwiązania problemu horyzontu i płaskości: istnienie okresu wykładniczego wzrostu przestrzeni, na początku i końcu którego panuje ta sama temperatura. Na tym ogólnym zarysie kończy się jednak zgoda pomiędzy badaczami, zaś w opisie fizycznych warunków występujących podczas ery inflacyjnej i przebiegu samego przejścia fazowego występują

zasadnicze rozbieżności. Przyczyną jest fakt, że kwantowa teoria pola w skończonych temperaturach znajduje się dopiero w początkowym stadium rozwoju. Dalsze poważne komplikacje wynikają stąd, że teorię tę należy rozpatrywać w zakrzywionej, niestacjonarnej czasoprzestrzeni, tu zaś niewiele wiadomo, a jeszcze mniej wyników jest wiarygodnych. (Użycie potencjału efektywnego, co zwykle się czyni, nie poprawia sytuacji, gdyż wiarygodność rachunku zaburzeń, za pomocą którego się go wylicza, jest niewielka). W rezultacie sytuacja zmienia się dość szybko: każda kolejna praca uwzględniająca nowe czynniki podważa wyniki poprzednich i jak dotąd ciąg ten nie wydaje się być zbieżny.

Pomysł inflacji i realizacja jej za pomocą przechłodzenia symetrycznej próżni pola Higgsa pochodzi od Gutha [5]. Skonstruowany przez niego „stary” model inflacyjny miał poważne trudności, dostrzeżone z miejsca przez samego autora [5, 10]. Zakładał on bowiem, że przejście fazowe pola Higgsa zachodzi drogą powstawania (dzięki kwantowemu tunelowaniu) pęcherzyków nowej fazy, w których pole ϕ ma od razu równowagową wartość σ . Wówczas energia przejścia fazowego $V(0)$ byłaby skoncentrowana w ściankach pęcherzyków. Pęcherzyki te rozszerzają się praktycznie z szybkością światła, ale ponieważ przestrzeń wokół nich (będąca w starej fazie) rozszerza się według prawa e^{Ht} , są więc kłopoty z wypełnieniem całego Wszechświata nową fazą. Zamiast tego pojawia się mnóstwo pęcherzyków nowej fazy, najrozmaitszej wielkości, poroździelanych przestrzennie w której $\phi = 0$. Uwolnienie energii przejścia fazowego, kreacja cząstek elementarnych, a w konsekwencji termalizacja Wszechświata, możliwe są tylko dzięki zderzeniom pęcherzyków porównywalnej wielkości, czyli zdarzeniom mało prawdopodobnym. W modelu Gutha przejście fazowe nie może się efektywnie skończyć i prowadzi do Wszechświata, który jest bardzo niejednorodny i anizotropowy. Trudności te nazwano problemem „zgrabnego wyjścia” z ery inflacyjnej.

Jest jeszcze inna trudność, związana z temperaturą, przy której faktycznie zachodzi przejście fazowe. Jeżeli przyjąć, że cała inflacja następuje przed przejściem fazowym (samo przejście trwa krótko i Wszechświat w tym czasie niewiele się powiększy), tzn. że $R(T_c) = ZR(T_G)$, to ponieważ w tym okresie ewolucja jest adiabatyczna: $TR = \text{const}$, otrzymujemy $T_c = \frac{T_G}{Z}$. Biorąc typową dla teorii GUT wartość $T_G \approx \sigma \approx 10^{14}$ GeV dostajemy absurdalnie niską wartość $T_c \approx 10^{-14}$ GeV $\approx 0,1$ K.

Trudności tych unika tzw. „nowy model inflacyjny” wysunięty niemal równocześnie przez Lindego [11] i Albrechta i Steinhardta [12]. W opisie przejść fazowych posługują się oni mechanizmem Coleman–Weinberga dla spontanicznego łamania symetrii [13]. Opis ten jest jeszcze bardzo niepełny. Główna idea polega na tym, że pęcherzyki nowej fazy zawierają pole nie o wartości σ , lecz że tuż po powstaniu pęcherzyka pole w nim ma nierównowagową wartość $\phi = \phi_1$, a następnie przez dość długi czas pole Higgsa narasta do $\phi = \sigma$. Jeżeli przez większą część tego okresu pole w pęcherzyku jest małe, $\phi \ll \sigma$, to ścianki pęcherzyka mają małą energię, a energia jest skoncentrowana w $V(\phi) \approx V(0)$. Dzięki temu przestrzeń w pęcherzyku rośnie wykładniczo, tak jak obszary starej fazy na zewnątrz. Oznacza to, że niemal cała inflacja zachodzi nie przed, lecz w czasie i po przejściu fazowym.

Przedstawmy ten model nieco dokładniej. W teorii GUT z grupą symetrii SU(5)

potencjał efektywny Coleman–Weinberga opisujący łamanie tej symetrii do grupy $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ma w przybliżeniu jednopętlowym w temperaturze T postać

$$V_{CW}(\varphi, T) = \frac{1}{2} B \sigma^4 + B \varphi^4 \left(\ln \frac{\varphi^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2} \right) + \\ + \frac{18}{\pi^2} T^4 \int_0^\infty dx \, x^2 \ln \left\{ 1 - \exp \left[- \left(x^2 + \frac{25g^2}{8} \frac{\varphi^2}{T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}$$

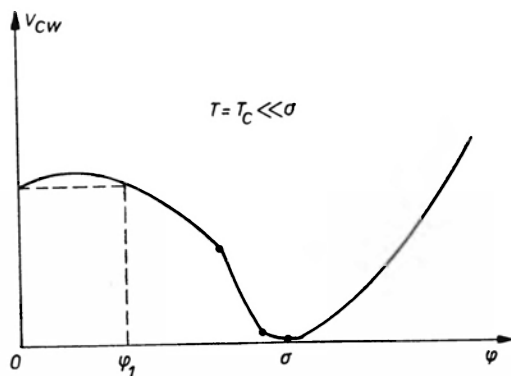
gdzie $\sigma \simeq 4,5 \cdot 10^{14} \text{ GeV}$, $B = \frac{5625}{1024\pi^2} g^4$, a g jest stałą sprzężenia.

Obecność poprawek temperaturowych sprawia, że pomiędzy lokalnym symetrycznym minimum $\varphi = 0$ a globalnym minimum $\varphi = \sigma$ pojawia się dodatkowa bariera, której wysokość jest rzędu T^4 . Rozważmy następujące możliwości.

1) $T \gg T_c \simeq \sigma$. Pole Higgsa znajduje się w symetrycznej fazie $\varphi = 0$, będącej minimum globalnym potencjału.

2) $T \lesssim \sigma$. Potencjał V_{CW} ma obecnie globalne minimum dla $\varphi = \sigma$, ale pole pozostaje w stanie fałszywej próżni — mamy przechłodzenie — bowiem pochodząca od temperatury bariera utrudnia zajście zmiany fazy. Całkowita energia jest zdominowana przez energię próżni, zatem Wszechświat wkracza w erę inflacyjną i ma geometrię świata

de Sittera z $H = \left(\frac{8\pi G}{3} V(0) \right)^{\frac{1}{2}}$.



Rys. 8. Przy $T \approx T_c$ potencjał Coleman–Weinberga jest w pobliżu $\varphi = 0$ na tyle płaski, że może zacząć się przejście fazowe do stanu prawdziwej próżni: najpierw drogą kwantowego tunelowania pod niską już barierą tworzą się pęcherzyki pola o $\varphi \simeq \varphi_1$. Pęcherzyki te rozszerzają się, a jednocześnie w każdym z nich pole powoli wzrasta aż do równowagowej wartości σ . Oprócz narastania pęcherzyków wskutek obejmowania nową fazą coraz to większych obszarów przestrzeni (proces ten jest dla kosmologii nieistotny), każdy pęcherzyk zwiększa wykładniczo swe rozmiary wskutek rozszerzania się przestrzeni w jego wnętrzu. Ten drugi proces powoduje, że obecnie cała Metagalaktyka jest zawarta w jednym pęcherzyku, którego ściany są daleko poza zasięgiem obserwacji

3) $T = T_c \ll \sigma$. Gdy „falszywa próżnia” ulegnie przechłodzeniu do T_c , bariera obniża się na tyle, że stan $\varphi = 0$ staje się niestabilny i zaczyna się przejście fazowe I rodzaju: dzięki kwantowemu tunelowaniu formują się pęcherzyki nowej fazy, w których $\varphi \cong \varphi_1$, oraz $V(\varphi_1, T_c) = V(0, T_c)$ (rys. 8). Temperatura jest na tyle niska, że pochodzące od niej poprawki do V_{CW} możemy zaniedbać, zatem $\frac{dV}{d\varphi} = 4B\varphi^3 \ln \frac{\varphi^2}{\sigma^2}$. Pole w pęcherzykach musi ewoluować w kierunku równowagi $\varphi = \sigma$, ale w pobliżu zera potencjał jest płaski, zatem ewolucja jest bardzo powolna. Poglądowo: potencjał ma tak małą krzywiznę, że pole powoli stacza się z górki do dołka potencjału. Niech ewolucja ta trwa przez czas τ . Przez większą część tego okresu mamy $\varphi \ll \sigma$, zatem $V(\varphi) \approx V(0)$, czyli że gęstość energii w pęcherzyku jest $\rho \approx V(0)$. Oznacza to, że zarówno wewnątrz, jak i na zewnątrz pęcherzyka mamy to samo równanie Friedmana

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3} R^2 V(0),$$

dające inflację, $R \sim e^{HT}$. Era de Sittera trwa zarówno w obszarach starej jak i nowej fazy. Po długim czasie τ , kiedy pęcherzyk osiągnie ogromne rozmiary, pole φ zbliży się do wartości σ i wówczas $\frac{dV}{d\varphi} \approx 8B\sigma^2(\varphi - \sigma)$, czyli potencjał staje się stromy i pole Higgsa bardzo szybko osiąga równowagową wartość σ . Narastanie to nie jest monotoniczne, pole φ wykonuje szybkie tłumione oscylacje [9, 14] wokół σ

$$\varphi(t) = \sigma_0 [1 - e^{-\gamma t} \cos Mt],$$

gdzie M jest masą bozonu Higgsa, a γ — współczynnikiem tłumienia. Oscylujące pole Higgsa wywołuje kreację olbrzymiej liczby cząstek Higgsa, które szybko rozpadają się na cząstki lżejsze, a te ulegają termalizacji wskutek oddziaływań. Odpowiada temu ogrzanie nowo powstałej materii do $T_{RH} \sim \sigma \sim 10^{14}$ GeV.

4) $T < T_{RH}$. Dalsza ewolucja przebiega zgodnie z modelem standardowym. Dla temperatur nieco niższych od T_{RH} zachodzi proces kreacji barionów, określający aktualne warunki we Wszechświecie. Wszelkie ślady sytuacji sprzed ery inflacyjnej zostają ostatecznie zmyte [14]. Jedynym znakiem, że era ta w ogóle istniała, jest globalna jednorodność i płaskość Wszechświata.

Zauważmy, że zasadnicza część inflacji zachodzi po przejściu fazowym, w okresie τ narastania pola φ od φ_1 do σ . Linde [11] założył, że $T_c \approx 2 \cdot 10^6$ GeV oraz że $\tau \sim \frac{1}{T_c}$.

Ponieważ $H \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ GeV, otrzymujemy stąd, że w tym okresie rozmiary pęcherzyka wzrosną $e^{H\tau} \approx e^{H/T_c} \approx e^{7500} \approx 10^{3260}$ razy. Jeżeli początkowe rozmiary pęcherzyka są 10^{-20} cm, to na końcu ery inflacyjnej zostaje on rozdęty do fantastycznych rozmiarów 10^{3260} cm, o wiele rzędów wielkości większych niż aktualne rozmiary Metagalaktyki ($\sim 10^{28}$ cm). Oczywiście tych fantastycznych liczb nie należy brać zbyt poważnie, ważny jest tylko jakościowy wynik: dzięki inflacji pojedynczy pęcherzyk może być większy niż cała Metagalaktyka. Cały obserwowany obecnie Wszechświat jest częścią jednego pęche-

rzyka. Ponieważ pierwotny pęcherzyk był nie większy niż promień horyzontu, więc obecnie pęcherzyk jest przyczynowo związany, a tym samym jednorodność i izotropowość Meta-galaktyki są łatwo zrozumiałe. Dodajmy, że „nowy model” rozwiązuje problem „zgrabnego wyjścia” z ery inflacyjnej drogą odsunięcia go w nieobserwowalne obszary. Ściany pęcherzyka, w którym żyjemy, są daleko poza zasięgiem możliwych obserwacji, zatem wywołane nimi niejednorodności, jak również istnienie innych pęcherzyków, są dla nas zupełnie nieistotne. W tym sensie dopuszczamy, że obecnie nadal istnieją bardzo odległe obszary Wszechświata, w których wciąż trwa inflacja przechłodzonej fałszywej próżni, i że inflacja ta nigdy się nie skończy.

Linde sam uznał swój model za nadmiernie uproszczony. W szeregu następnych prac starał się go ulepszyć [15-17]; np. dokładniejsze rozpatrzenie zależności poszczególnych parametrów Coleman-Weinberga od temperatury znacznie zmienia przebieg przejścia fazowego, albo czyniąc model inflacyjny łatwy do zrealizowania, albo go całkowicie wykluczając. Okazuje się bowiem, że kluczowe znaczenie ma tutaj dokładny typ teorii pola [17]; obliczenia wykonane dla grupy SU(5) mogą dawać wyniki całkiem inne niż w bardziej realistycznych teoriach.

Rozmiary inflacji w „nowym modelu” liczyli również Steigman i Turner [18]; rachunki te są elementarne, więc je przedstawimy. Świeżo powstały pęcherzyk nowej fazy zawiera pole $\phi = \phi_1$. Ewolucja klasycznego pola ϕ w pęcherzyku opisana jest równaniem

$$a \frac{d^2 \phi}{dt^2} + 3aH \frac{d\phi}{dt} + \frac{dV}{d\phi} = 0,$$

gdzie $a = \frac{15}{2}$ dla łamania symetrii SU(5). Dla niskich temperatur, $T \ll \sigma$, oraz dla małych wartości pola Higgsa, $\phi \ll \sigma$, potencjał efektywny przybliżamy przez

$$V_{cw} = V(0) - \frac{\lambda}{4} \phi^4,$$

Tempo ewolucji jest małe: $\dot{\phi}/\phi \ll H$, możemy więc zaniedbać $\ddot{\phi}$. Na początku klasycznej ewolucji $t = t_c$, $T = T_c$, $\phi = \phi_1 \ll \sigma$. Mamy zatem

$$3aH\dot{\phi} - \lambda\phi^3 = 0.$$

Całkując to równanie od t_c do t dostajemy

$$\frac{1}{\phi^2(t)} = \frac{1}{\phi_1^2} - \frac{2\lambda}{3aH}(t - t_c).$$

Przybliżenie wiodące do tego wyniku załamuje się przy $\phi \sim \sigma$, możemy jednak przyjąć, że jest ono słuszne co do rzędu wielkości. Po czasie τ mamy $\phi(t_2) = \phi(t_c + \tau) = \sigma$. Zaniedbując $1/\sigma^2$ w porównaniu z $1/\phi_1^2$ mamy

$$0 \cong \frac{1}{\phi_1^2} - \frac{2\lambda}{3aH}, \quad \text{a stąd} \quad H\tau \approx \frac{3aH^2}{2\lambda\phi_1^2}.$$

Dolną granicę czynnika inflacji Z można oszacować inaczej. Promień horyzontu w chwili $t = t_G$ (początek ery inflacyjnej) wynosi

$$l_H(t_G) = R(t_G) \int_0^{t_G} \frac{dt}{R} \approx ct_G \quad \text{dla} \quad R \sim t^{\frac{1}{2}}.$$

Z wartości t_G wyznaczamy H . Przed erą inflacyjną $T \sim 1/R$, więc $T = \text{const} \cdot t^{-\frac{1}{2}}$. Dla $t = t_P = 1/T_P$ mamy $T = T_P$, zatem $T = T_P^{\frac{1}{2}} t^{-\frac{1}{2}}$. Stąd $t = T_P T^{-2}$ czyli $t_G = T_P/T_G^2$. Stała Hubble'a $H \approx T_G^2/T_P$, więc rozmiar obszaru przyczynowo związanego jest $l_H(t_G) \approx ct_G \approx 1/H$. Ten obszar zostaje rozdęty przez inflację do rozmiarów

$$d(t_2) = Z \cdot \frac{1}{H} = e^{H\tau} \frac{1}{H}.$$

Po zakończeniu inflacji Wszechświat ogrzewa się do temperatury $T_{RH} \approx T_G$ i dalej ewoluuje adiabatycznie: $TR = \text{const}$. W chwili obecnej rozważany obszar ma średnicę d_0 równą

$$d_0 = d(t_2) \frac{R_0}{R(t_2)} = \frac{Z}{H} \frac{T_G}{T_0}.$$

Obecna średnica Metagalaktyki $d_M \approx 10^4 \text{ Mpc} \approx 10^{28} \text{ cm}$ musi być mniejsza, zgodnie z ideą modelu inflacyjnego, od d_0 . $T_0 = 3 \text{ K}$ jest oczywiście temperaturą promieniowania relikowego. Minoryzując d_0 przez d_M mamy

$$Z = H \frac{T_0}{T_G} d_0 > H \frac{T_0}{T_G} d_M \cong \frac{T_G^2 T_0}{T_P T_G} d_M \approx 10^{29} \frac{T_G}{T_P}.$$

Przyjmując $T_G \sim 10^{15} \text{ GeV}$ dostajemy $Z > 10^{25}$. Pierwotna wartość Z podana przez Gutha była wyższa, ponieważ rozpatrywał on wyższą temperaturę T_G .

6. Inflacja a krzywizna

Zarówno stary, jak i nowy model inflacyjny właściwie ignorują fakt, że wszystko rozgrywa się w czasoprzestrzeni silnie zakrzywionej. Konsekwentne i pełne uwzględnienie tego faktu jest (jak już wspominaliśmy) jak dotąd niemożliwe, ale nawet częściowe wzięcie pod uwagę krzywizny powoduje radykalną zmianę obrazu inflacji.

Po pierwsze, krzywizna określa dolny kres temperatur T_c , do jakich trwać może przechłodzenie fałszywej próżni. Jest to skutkiem tego, że czasoprzestrzeń de Sittera, właściwa Wszechświatowi w erze inflacyjnej, wypełniona jest równowagowym promienio-

waniem o temperaturze $T_H = \frac{H}{2\pi}$ [19]. Od czasu sławnej pracy Hawkinga z 1974 r. wiadomo, że czarna dziura jest „czarna” tylko w ramach teorii zjawisk niekwantowych; jeżeli natomiast rozpatrzyć efekty kwantowe, to czarna dziura „świeci”: jej horyzont zdarzeń kreuje strumień cząstek elementarnych, który w dużych odległościach od hory-

zontu ujawnia się w postaci gazu w stanie równowagi termicznej. Dla czarnej dziury Schwarzschilda gaz ten ma temperaturę $1/8\pi M$, gdzie M jest masą dziury. W 1977 r. Gibbons i Hawking wykazali, że podobnie działa horyzont kosmologiczny w przestrzeni de Sittera. Oznacza to, że w przestrzeni tej nie może istnieć (przez dłuższy czas) żaden obiekt chłodniejszy niż T_H . W szczególności przechłodzenie w erze inflacyjnej nie może

zejść poniżej $\frac{H}{2\pi} \approx 10^9$ GeV; wyklucza to rozważaną przez Lindego wartość $T_c = 2 \cdot 10^6$ GeV i wynikającą z niej kolosalną wartość czynnika inflacji.

Po drugie, krzywizna może jakościowo zmienić przebieg przejścia fazowego. Hawking i Moss [9], którzy pierwsi zwrócili uwagę na rolę krzywizny, doszli do wniosku, że przemiana fazowa w przestrzeni de Sittera zachodzi jednocześnie w całej przestrzeni — Wszechświat jednorazowo zmienia stan — nie ma żadnego tworzenia się pęcherzyków nowej próżni, zaś inflacja zachodzi przed przejściem fazowym.

Dalsze prace [20, 16, 21] potwierdziły pogląd, że kwantowe fluktuacje pola Higgsa wzbudzone polem grawitacyjnym spowodują destabilizację przechłodzonej próżni $\varphi = 0$ i wywołają przejście fazowe na tyle wcześnie, że inflacja może być niewystarczająca. Stabilność stanu $\varphi = 0$ sprawdzamy badając ewolucję czasową małych zaburzeń $\delta\varphi$ tego stanu pola Higgsa. Zaburzenia te podlegają równaniu Kleina–Gordona

$$(\square + M^2)\delta\varphi = 0,$$

gdzie M jest efektywną masą cząstek związanych z polem $\delta\varphi$. W przestrzeni de Sittera M^2 jest liniową funkcją składową krzywizny oraz wielkości $\langle\varphi^2\rangle$, opisującej fluktuacje pola φ . Okazuje się, że $\langle\varphi^2\rangle$ jest rosnącą funkcją czasu, wskutek czego poniżej temperatury $T_* \approx \sqrt{T_G H}$ dostajemy $M^2 < 0$, co wskazuje, że rozwiązania równania Kleina–Gordona mogą rosnąć wykładniczo w czasie — zaburzenia czynią fałszywą próżnię stanem niestabilnym. Wynik ten podsumowano zwięźle: dla bezmasowego pola skalarnego sprzężonego minimalnie (tzn. w równaniu Kleina–Gordona pochodne cząstkowe zastępujemy kowariantnymi) z polem grawitacyjnym, efekty grawitacyjne dalekie są od minimalności [21].

Problem, czy przejście fazowe zachodzi poprzez tworzenie małych pęcherzyków, które potem narastają i mogą się wzajemnie przenikać, czy też drogą jednorodnego tunelowania całego Wszechświata do stanu nowej próżni, próbowali rozstrzygnąć Mottola i Lapedes [22]. Stosując potencjał efektywny Colemana–Weinberga rozpatrywali różne rozwiązania równań euklidesowej teorii pola w przestrzeni de Sittera i dla każdego z rozwiązań wyliczyli odpowiadające mu działanie A . Prawdopodobieństwo zajścia przejścia fazowego opisanego danym rozwiązaniem wynosi e^{-A} , zatem działanie najmniejsze wskazuje nam przebieg zmiany fazy. Obliczenia sugerują, że najbardziej prawdopodobne jest jednorodne tunelowanie całego Wszechświata do stanu nowej fazy, bez tworzenia się pęcherzyków. Czas od początku ery inflacyjnej do momentu tunelowania autorzy oceniają na

$\Delta t \simeq \frac{A}{3H} \cdot 10^{-32}$ s, zatem inflacja przed przejściem fazowym wynosi

$$Z = e^{H\Delta t} \approx e^{138} \approx 10^{60}.$$

Proces inflacji jest więc bardzo wydajny. Po przejściu fazowym Wszechświat wypełniony jest jednorodnym polem Higgsa o wartości $\varphi_1 \approx 10^{-5} \sigma$. Dalsza ewolucja pola φ dana jest równaniem euklidesowej teorii pola, a więc różni się od ewolucji podanej przez Lindego [11] oraz Steigmana i Turnera [18]. Rachunki numeryczne wskazują, że przez

$\tau \sim \frac{1,5}{H}$ trwa jeszcze inflacyjne rozszerzanie, a potem pole φ bardzo szybko zbliża się do równowagowej wartości σ i przez krótki czas wykonuje gwałtowne oscylacje tłumione wokół tej wartości. Oscylujące z częstością $\nu \approx 10^{14} \text{ GeV} = 10^{38} \text{ s}^{-1}$ klasyczne pole φ działa jak zewnętrzne źródło energii dla kreowanych z próżni cząstek Higgsa; energia próżni zmienia się w te cząstki w ciągu około 10^{-35} s i po czasie tego samego rzędu bozony Higgsa rozpadają się na cząstki lżejsze, które dochodzą do stanu równowagi termicznej bardzo szybko, bo już po czasie 10^{-37} s . Są to, jak widać, czasy krótkie w porównaniu z okresem Δt trwania ery inflacyjnej. Temperatura, do jakiej ogrzewa się Wszechświat, jest $T_{RH} \approx 10^{13} \cdot 10^{14} \text{ GeV}$. Dalsza ewolucja ma już charakter standardowy, a przy temperaturze około $1/10 T_{RH}$ następuje wytworzenie się nadwyżki barionów nad antybarionami.

7. Inflacja chaotyczna

We wszystkich dotychczasowych pracach przyjmowano, że inflacja jest wynikiem przechłodzenia wysokotemperaturowego stanu próżni pola Higgsa i że towarzyszyć jej musi w pewnym momencie przejście fazowe do stanu prawdziwej próżni. Założenie to zostało zakwestionowane w nader oryginalnej pracy Lindego [23]. Rozumowanie jego jest równie proste, co pomysłowe.

Chodzi o to, by otrzymać obecnie obserwowany Wszechświat jednorodny i izotropowy za pomocą inflacyjnej ekspansji chaotycznych warunków początkowych. Jednakże wynikiem inflacji nie ma być Wszechświat globalnie jednorodny i izotropowy, wystarczy by były takie obszary, których aktualne rozmiary są większe niż obecna średnica Metagalaktyki. Do tego zaś celu spontaniczne łamanie symetrii i przejścia fazowe nie są, jak się okazuje, wcale konieczne.

Weźmy bezmasowe pole skalarnie z lagranżjanem

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi) \partial^\mu \varphi - \frac{1}{4} \lambda \varphi^4, \quad \lambda < 10^{-2}.$$

Ewolucję tego pola badamy dla $t > t_P$. Nie jest to jedyny warunek konieczny, aby uniknąć efektów kwantowej grawitacji. Drugim warunkiem jest, że gęstość energii jakiegokolwiek materii nie może przewyższyć gęstości Plancka $\rho_P = M_P^4$, gdzie $M_P = T_P = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$ jest masą Plancka. Minimum potencjału, czyli stabilny stan próżni, jest oczywiście dla $\varphi = 0$, co nie oznacza wszakże, że dla $t \approx t_P$ mamy właśnie ten stan. Ingeruje tu bowiem energetyczna zasada nieoznaczoności: $\Delta E \cdot \Delta t \geq 1$. Dla $\Delta t \approx t_P = 1/M_P = 5 \cdot 10^{-44} \text{ s}$ dostajemy $\Delta E \sim M_P$. Jeżeli błąd wyznaczenia długości jest $\Delta l \sim c \Delta t \sim 1/M_P$, to błąd wyznaczenia

gęstości energii jest $\frac{\Delta E}{(\Delta l)^3} \sim M_P^4$, a zatem potencjał V znamy tylko z dokładnością $\Delta V \approx V(\varphi) = \Delta \rho$. Ponieważ $V = \frac{1}{4} \lambda \varphi^4$, więc wartość φ pola znamy tylko z dokładnością

do $\Delta\varphi$, gdzie $\lambda(\Delta\varphi)^4 \lesssim M_P^4$. Oznacza to, że faktycznie pole φ zawiera się w przedziale od $-\Delta\varphi$ do $+\Delta\varphi$, tzn.: $-\lambda^{-1/4}M_P < \varphi < +\lambda^{-1/4}M_P$. Jeśli $\lambda \ll 1$, to możliwe są wartości $\varphi \gg M_P$. Mamy zatem dla $t \approx t_P$ chaotyczne warunki początkowe: otwarty Wszechświat składa się z nieskończonej liczby niezależnych domen, w każdej z nich mamy niemal stałe pole $\varphi \approx \varphi_0 = \text{const}$, wartości φ_0 spełniają warunek $|\varphi_0| < \lambda^{-1/4}M_P$. Domeny muszą być dostatecznie duże, by energia kinetyczna pola $(\text{grad}\varphi)^2 < M_P^4$, zatem ich średnica $l \gg 1/M_P = 10^{-33}$ cm. Warunki początkowe są nierównowagowe: w każdej domenie z $\varphi_0 \neq 0$ pole będzie ewoluować w kierunku $\varphi = 0$, czyli minimum potencjału. Ewolucja klasycznego jednorodnego pola w jednej domenie z warunkiem początkowym $\varphi = \varphi_0$ dla $t = t_P$ dana jest równaniem

$$\square\varphi + \frac{dV}{d\varphi} = 0.$$

Jednorodność i izotropowość sugerują, że mamy w domenie geometrię de Sittera, zatem równanie to redukuje się do

$$\ddot{\varphi} + 3\frac{\dot{R}}{R}\dot{\varphi} + \lambda\varphi^3 = 0.$$

Dopóki $\varphi \approx \varphi_0$, to $V \approx \text{const}$ i stała Hubble'a wynosi $H = \left(\frac{8\pi}{3} \frac{1}{M_P^2} V(\varphi_0)\right)^{1/2} = \frac{(2\pi\lambda)^{1/2}}{3^{1/2}} \frac{\varphi_0^2}{M_P^2}$.

Widać, że domena jest czasoprzestrzenią de Sittera tylko w przybliżeniu. Jeżeli $\varphi_0^2 \gg \frac{M_P^2}{6}$, to istnieje rozwiązanie malejące wykładniczo (czas liczymy od momentu t_P)

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{\lambda}M_P}{(6\pi)^{1/2}} t\right) \quad \Delta t \equiv (6\pi)^{1/2} / \sqrt{\lambda}M_P$$

— charakterystyczny czas, po którym pole φ zmaleje e razy, jest to skala czasu, w którym stosuje się przybliżenie $\varphi \approx \text{const}$ oraz $R \sim e^{Ht}$, czyli mamy erę de Sittera. Dla $\lambda \ll 1$ mamy

$\Delta t \approx \frac{t_P}{\sqrt{\lambda}} \gg t_P$, zatem pole φ ewoluuje powoli i domena w której $\varphi_0 \gg M_P$, nadyma się inflacyjnie. Czynniki inflacji wynosi

$$Z = e^{H\Delta t} = \exp\left(\frac{2\pi\varphi_0^2}{M_P^2}\right).$$

Widzimy zatem, że domeny, które pierwotnie były najdalej od stanu równowagi ($|\varphi_0| \sim \lambda^{-1/4}M_P$) ulegają największej inflacji, zatem większa część objętości obecnego Wszechświata zawarta jest właśnie w tych domenach. Każda z tych domen staje się niezależnym od innych miniwszechświatem o rozmiarach większych od obecnych rozmiarów Metagalaktyki. Z kolei domeny, w których pierwotnie $|\varphi_0| < M_P$, rozszerzają się niewiele, jeśli w ogóle. W pierwotnym Wszechświecie te domeny, jako bliskie stanu równowagi, musiały dominować. Proces inflacji odwrócił tę proporcję i spowodował, że te domeny

utraciły znaczenie i o strukturze obecnego Wszechświata decydują pierwotnie najradsze domeny maksymalnie nierównowagowe. Dla $|\varphi_0| \approx \lambda^{-\frac{1}{4}} M_P$ dostajemy $Z = \exp\left(\frac{2\pi}{\sqrt{\lambda}}\right)$. Warunek Gutha $Z \geq 10^{28} \approx e^{65}$ daje ograniczenie na stałą sprzężenia: $\lambda < 10^{-2}$.

8. Zamiast zakończenia: inflacja pierwotna i supersymetryczna

Linde [23] nie był pierwszym, który zaproponował przesunięcie początku ery inflacyjnej aż do czasu Plancka („inflacja pierwotna”); znacznie wcześniej uczynili to fizycy rozpatrujący proces inflacji w ramach teorii supersymetrii (pieszczotliwie SUSY) i supergrawitacji (SUGRA). Jakikolwiek omówienie ich prac wymagałoby wstępnego przedstawienia obu tych teorii, co poważnie wykraczałoby poza ramy tego artykułu. Przyczyną konstruowania modeli inflacji supersymetrycznych w ramach poszczególnych teorii supergrawitacji jest to, że „normalne” modele inflacji, konstruowane w ramach teorii GUT mają następujące nieprzewidywane, jak się wydaje, trudności:

a) dokładniejsze uwzględnienie krzywizny przestrzeni wskazuje, że kwantowe fluktuacje wymuszają przejście fazowe tak szybko, iż wielkość inflacji staje się zbyt mała;

b) przejście fazowe może nie następować bezpośrednio do stanu stabilnego, co może unicestwić sukcesy dotychczasowych modeli [6];

c) inflacja jest w jednym aspekcie zbyt efektywna — produkuje zbyt duże fluktuacje gęstości. Dokładniejsze badania [24] ujawniają, że fluktuacje pola φ wywołane istnieniem horyzontu kosmologicznego w czasoprzestrzeni de Sittera wzbudzają zaburzenia gęstości materii, które wprawdzie mają widmo takie, jakie jest wymagane przez teorię powstawania galaktyk, ale mają zbyt dużą amplitudę. Zaburzenia te wywołują zmiany temperatury promieniowania relikowego w obszarach o rozmiarach kątowych dużo większych od 1° ,

oceniane na $\frac{\Delta T}{T} \gg 1$. Jest to w jawnej sprzeczności z danymi obserwacyjnymi, które cytowaliśmy na początku.

Coraz powszechniejsze jest przekonanie, że powyższe trudności, jak i te, o których nie wspominaliśmy (nadmierna produkcja monopolu, subtelne dopasowywanie parametrów teorii itp.) są właściwe tylko modelom inflacyjnym opartym na zwyczajnych teoriach GUT, że pierwotna inflacja supersymetryczna może ich uniknąć. Liczba prac w tym duchu jest ogromna; zwolennikiem tego podejścia stał się też Linde [25].

Trudno zgadywać, dokąd doprowadzi nas idea inflacji, można za to zgodzić się z Den-nisem Sciamą [26], który w 1982 r. argumentował za tą ideą w sposób następujący: „trudno przypuścić, aby wszystkie te spekulacje miały okazać się błędne i prowadzące donikąd”.

Literatura

- [1] R. H. Dicke, P. J. Peebles, rozdz. 9 w: *General Relativity, An Einstein Centenary Survey*, red. S. Hawking i W. Israel, Cambridge 1979.
- [2] A. Einstein, W. de Sitter, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **18**, 213 (1932).

- [3] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **126**, 1875 (1961).
- [4] B. Carter, *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, red. M. Longair, s. 291, Reidel — Dordrecht 1974.
- [5] A. Guth, *Phys. Rev.* **D23**, 347 (1981).
- [6] J. Breit, S. Gupta, A. Zaks, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1007 (1983).
- [7] A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.* **42**, cz. 1, 389 (1979).
- [8] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D9**, 3357 (1974).
- [9] S. Hawking, I. Moss, *Phys. Lett.* **110B**, 35 (1982).
- [10] A. Guth, E. Weinberg, *Phys. Rev.* **D23**, 876 (1981).
- [11] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **108B**, 389 (1982).
- [12] A. Albrecht, P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1220 (1982).
- [13] S. Coleman, E. Weinberg, *Phys. Rev.* **D7**, 1888 (1973).
- [14] A. D. Dolgov, A. D. Linde, *Phys. Lett.* **116B**, 329 (1982).
- [15] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **114B**, 431 (1982).
- [16] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **116B**, 335 (1982).
- [17] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **116B**, 340 (1982).
- [18] G. Steigman, M. S. Turner, *Phys. Lett.* **128B**, 295 (1983).
- [19] G. W. Gibbons, S. W. Hawking, *Phys. Rev.* **D15**, 2738 (1977).
- [20] A. Vilenkin, *Phys. Lett.* **115B**, 91 (1982).
- [21] A. Vilenkin, L. H. Ford, *Phys. Rev.* **D26**, 1231 (1982).
- [22] E. Mottola, A. Lapedes, *Phys. Rev.* **D27**, 2285 (1983).
- [23] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **129B**, 177 (1983).
- [24] J. M. Bardeen, P. J. Steinhardt, M. S. Turner, *Phys. Rev.* **D28**, 679 (1983).
- [25] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **132B**, 317 (1983).
- [26] D. Sciama, ICTP Preprint IC/82/182 (1982).

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Zderzeniowy przekaz energii wzbudzenia w parach atomowych w obecności promieniowania laserowego *

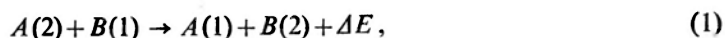
Excitation Energy Transfer by Collisions in Atomic Vapours in the Presence of Laser Light

Abstract: A brief review of processes due to radiative collisions and to collisions between excited atoms occurring in metallic vapours in the presence of respectively strong and weak laser radiation is given.

1. Wstęp

W spektroskopii atomowej i cząsteczkowej nieomal od początku naszego stulecia są znane, ale obecnie rzadko stosowane, pojęcia zderzenia pierwszego i drugiego rodzaju. Przypomnę, że w zderzeniu pierwszego rodzaju szybki elektron przekazuje część swojej energii kinetycznej atomowi, natomiast w zderzeniu drugiego rodzaju wzbudzony atom przekazuje swoją energię wewnętrzną elektronowi lub innemu atomowi. Oczywiście w tej definicji atom może być zastąpiony przez jon lub cząsteczkę.

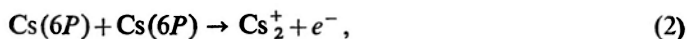
Zderzenie drugiego rodzaju, schematycznie przedstawione na rys. 1, prowadzi do zjawiska fluorescencji uczulonej. Stosując nazewnictwo współczesne i oznaczenia takie jak na rys. 1, powiedzielibyśmy, że fluorescencję uczuloną obserwuje się dzięki procesowi zderzeniowego przekazu energii wzbudzenia od atomu A do atomu B , przy czym nadmiar energii ΔE jest unoszony przez partnerów zderzenia w postaci energii kinetycznej. Częstości promieniowania wzbudzającego ω i promieniowania emitowanego ω' są zwykle bardzo bliskie. Im mniejsze jest $\Delta E = \hbar(\omega - \omega')$, tym większy jest przekrój czynny dla procesu



gdzie $X(i)$ oznacza atom X w stanie i , przy czym $X = A, B$ oraz $i = 1, 2$. Fluorescencja uczulona była przedmiotem badań w latach dwudziestych i na początku lat trzydziestych [1]. Wówczas też po raz pierwszy obserwowano tak zwaną jonizację uczuloną, którą dzisiaj

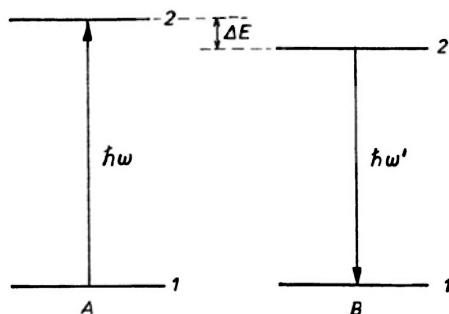
* Na podstawie wykładu wygłoszonego na XXVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku, we wrześniu 1984 r.

nazywamy jonizacją asocjatywną. Tak więc już w roku 1931 obserwowano, że w wyniku zderzenia dwóch wzbudzonych atomów cezu tworzy się jon cząsteczki Cs_2^+ [2]



gdzie e^- oznacza elektron; stan $6P$ jest pierwszym stanem wzbudzonym atomu cezu.

W miarę upływu lat odkrywano różne procesy zderzeniowego przekazu energii wzbudzenia, które ogromnie wzbogacają widmo fluorescencji. Wprowadzenie do badań spektroskopowych laserów doprowadziło w latach siedemdziesiątych do odkrycia między



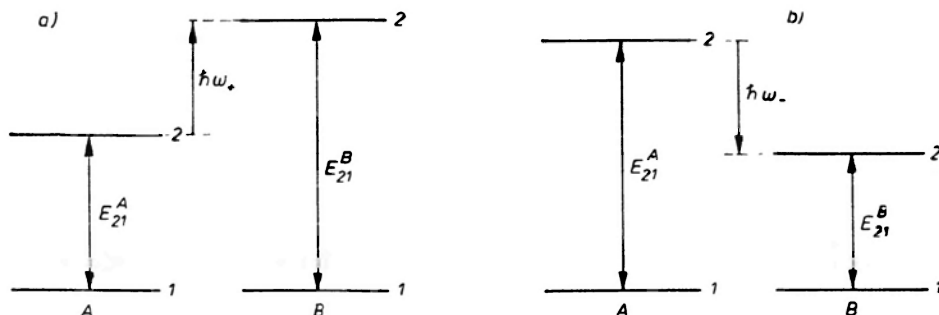
Rys. 1. Ilustracja zderzeniowego przekazu energii wzbudzenia atomu A atomowi B , prowadzącego do fluorescencji uczulonej

innymi nowej klasy zderzeń indukowanych promieniowaniem elektromagnetycznym. Poza tym wzbudzanie za pomocą lasera jest tak wydajne, że osiąga się dużą koncentrację atomów wzbudzonych. Przy nasyceniu przejścia kwantowego między dwoma stanami i przy założeniu, że wagi statystyczne tych stanów są sobie równe jest ona taka, jak koncentracja atomów w stanie podstawowym. Dochodzą więc także procesy spowodowane zderzeniami między samymi atomami wzbudzonymi. Wobec takiej mnogości procesów zderzeniowego przekazu energii wzbudzenia pojęcie fluorescencji uczulonej okazuje się zbyt wąskie i często zastępuje się je przez fluorescencję indukowaną promieniowaniem laserowym. W literaturze anglojęzycznej używa się skrótu LIF, pochodzącego od pełnej nazwy: Laser Induced Fluorescence.

W tym artykule ograniczę się do omówienia zderzeń promienistych i zderzeń atomów wzbudzonych, zachodzących w obecności promieniowania laserowego o odpowiednio dużej i małej mocy.

2. Zderzenia promieniste

Zderzenie promieniste jest to proces, w którym zderzające się atomy absorbują lub emitują promieniowanie o częstości znacznie odbiegającej od częstości charakterystycznych dla tych atomów. Występowanie zderzeń tego rodzaju zostało przewidziane teoretycznie w 1972 r. przez Gudzenkę i Jakowlenkę [3]. Po raz pierwszy były one obserwowane w 1976 r. przez Harrisa i jego współpracowników w Uniwersytecie Stanforda [4]. Na

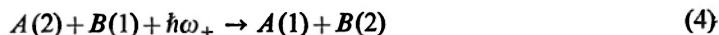


Rys. 2. Ilustracja zderzeń promienistych indukowanych promieniowaniem laserowym o częstotliwości ω_+ (a) lub ω_- (b), w których są: a) pochłaniane fotony o energii $\hbar\omega_+$ i b) emitowane fotony o energii $\hbar\omega_-$

rys. 2a schematycznie przedstawiono proces, w którym atom A w stanie wzbudzonym 2 zderza się z atomem B w stanie podstawowym 1 w obecności promieniowania laserowego o częstotliwości ω_+ . Po zderzeniu atom B jest w stanie o energii przewyższającej przekazaną mu energię wzbudzenia atomu A o wartość energii kwantu promieniowania $\hbar\omega_+$, przy czym częstotliwość ω_+ spełnia warunek

$$\omega_+ = \frac{1}{\hbar} (E_{21}^B - E_{21}^A), \quad (3)$$

gdzie E_{21}^A i E_{21}^B oznaczają wartości energii wzbudzenia atomów A i B do stanu 2. W doświadczeniu wykonanym w Uniwersytecie Stanforda [5] atomami A były atomy strontu, a atomami B — atomy wapnia. Dużą koncentrację atomów Sr w stanie 2, szacowaną jako $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, zapewniało wzbudzenie promieniowaniem laserowym o natężeniu 10^4 W/cm^2 . Koncentracja atomów Sr w stanie podstawowym wynosiła $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a atomów Ca było $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Długość fali λ_+ promieniowania indukującego zderzeniowy przekaz energii wynosiła 497,68 nm. Promieniowanie to miało natężenie $5 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$. Przekrój czynny dla procesu



mierzono w funkcji λ_+ . Szerokość połowkowa znalezionej w ten sposób krzywej, pokazanej na rys. 3, wynosi 0,35 nm (14 cm^{-1}).

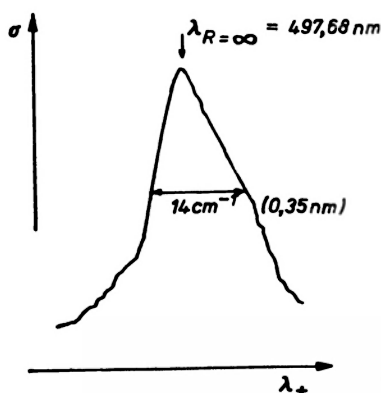
Inny przykład zderzenia promienistego, tym razem indukowanego promieniowaniem laserowym o częstotliwości ω_- , to przekaz energii wzbudzenia atomu A atomowi B , któremu towarzyszy emisja fotonu o energii $\hbar\omega_-$, unoszącego nadmiar przekazanej energii w stosunku do energii atomu B w stanie 2. To zderzenie jest zilustrowane na rys. 2b. Częstotliwość promieniowania laserowego ω_- spełnia warunek

$$\omega_- = \frac{1}{\hbar} (E_{21}^A - E_{21}^B). \quad (5)$$

Należy podkreślić, że niedopasowanie stanów 2 atomów A i B uczestniczących w procesie (4) i w procesie



leży w obszarze częstości optycznych, jest więc bardzo duże. Przekrój czynny charakteryzujący procesy (4) i (6) przyjmuje wartości od 10^{-18} do 10^{-13} cm^2 dla promieniowania laserowego o natężeniu zmieniającym się od 10^5 do 10^{10} W/cm^2 . W nieobecności promieniowania laserowego o częstości ω_+ lub ω_- zderzenie promieniste nie mogłoby w ogóle wystąpić z powodu niespełnienia zasady zachowania energii lub reguł wyboru, względnie obu tych warunków jednocześnie.



Rys. 3. Zależność wartości przekroju czynnego od długości fali promieniowania laserowego indukującego proces (4). Tutaj $\lambda_{R=\infty}$ oznacza długość fali światła, którego częstość spełnia warunek (3) dla atomów A i B oddalonych o $R = \infty$. Rysunek zaczerpnięto z pracy [5]

Jeżeli założymy, że do opisu struktury atomów A i B da się zastosować model sprzężenia $L-S$, to dla zderzeń promienistych obowiązują następujące reguły wyboru:

$$\Delta S^A, \Delta S^B = 0,$$

gdzie S jest spinem atomu, oraz

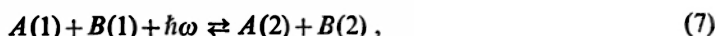
$$\Delta L^B = 0, 2 \quad \text{dla} \quad \Delta L^A = 1$$

i

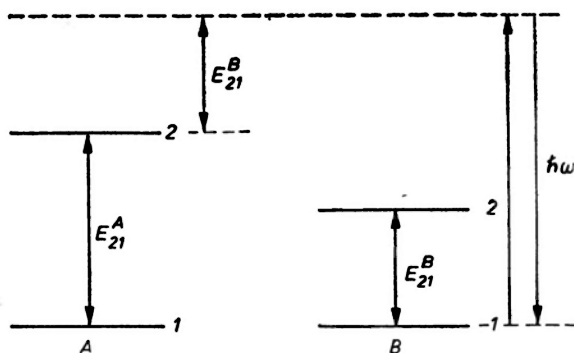
$$\Delta L^A = 0, 2 \quad \text{dla} \quad \Delta L^B = 1,$$

gdzie L jest momentem orbitalnym atomu. Oznacza to, że w zderzeniu promienistym nie ma przekazu energii, który zmusiłby atom A lub B do przejścia między stanami o różnej krotności, ponieważ spin atomu nie może się zmienić. Reguły dotyczące momentu orbitalnego atomu pozwalają, by w zderzeniach promienistych był obsadzany stan, który jest wzbroniony przy jednofotonowym wzbudzeniu atomu ze stanu podstawowego.

Do zderzeń promienistych należy także proces



czyli wzbudzenie pary atomów jednym fotonem i proces odwrotny do niego, mianowicie deekscytacja dwóch zderzających się atomów, której towarzyszy emisja fotonu o energii równej sumie energii wzbudzenia partnerów zderzenia. Ten drugi proces nazwano fluorescencją zderzeniową. Oba są zilustrowane na rys. 4. Procesy te zostały przewidziane przez Gudzenkę i Jakowlenkę [6] w roku 1974 i nieco później obserwowane w Uniwersytecie Stanforda [7-8]. W zderzeniu promienistym, w którym para atomów zostaje



Rys. 4. Wzbudzenie atomów A i B jednym fotonem o energii $\hbar\omega$ i fluorescencja zderzeniowa

wzbudzona jednym fotonem, każdy z atomów unosi swoją część energii tego fotonu. Mamy więc do czynienia z sytuacją, w której energia jednego fotonu zostaje przekazana dwóm, w ogólności różnym, zderzającym się atomom. Po zderzeniu mają one energie wewnętrzne równe odpowiednio E_{21}^A i E_{21}^B . Częstość ω promieniowania laserowego spełnia warunek

$$\omega = \frac{1}{\hbar}(E_{21}^A + E_{21}^B), \quad (8)$$

natomiast może nie koincydować z żadną częstością charakterystyczną dla atomu A czy B . Ponadto energia kwantu $\hbar\omega$ może być większa od energii jonizacji jednego z tych atomów lub każdego z nich [9].

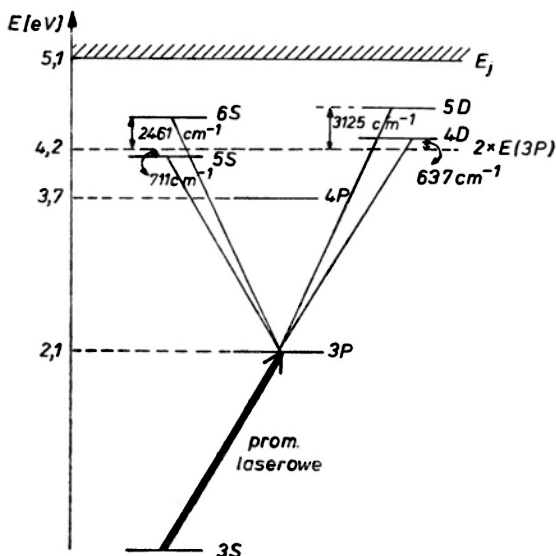
Wzbudzenie pary atomów jednym fotonem może posłużyć do uzyskania inwersji obsadzeń w zespole atomów o mniejszej koncentracji [10]. Warunek równowagi dla procesu wzbudzenia pary atomów ma postać:

$$N_2^A N_2^B = N_1^A N_1^B, \quad (9)$$

gdzie N_i^X oznacza koncentrację atomów $X = A, B$ w stanie $i = 1, 2$. Do warunku (9) dochodzi się w podobny sposób, jak do warunku na wzmocnienie promieniowania w ośrodku laserującym. Jeżeli atomów B w stanie podstawowym 1 jest więcej niż w stanie wzbudzonym 2, a tak jest wówczas, gdy atomów B jest więcej od atomów A , to zgodnie z warunkiem (9) dla atomów A uzyskamy inwersję obsadzeń. Ten sposób jest wygodny zwłaszcza wtedy, gdy stan 2 w atomie A jest stanem wzbronionym dla jednofotonowego wzbudzenia ze stanu 1. W 1980 r. w doświadczeniu wykonanym w Stanford [11] uzyskano

inwersję obsadzeń stanów w atomach baru, które były wzbudzane łącznie z atomami talu promieniowaniem o długości fali $\lambda_L = 386,7$ nm. W uzyskanej dzięki temu akcji laserowej generowano promieniowanie o długości fali $\lambda = 1,5$ μm .

Fluorescencja zderzeniowa, czyli proces symbolicznie zapisany w równaniu (7) po prawej stronie, może przebiegać spontanicznie, ale wtedy przekrój czynny jest rzędu 10^{-20} cm^2 . W obecności promieniowania laserowego o częstotliwości ω spełniającej warunek (8) przekrój czynny ma wartość $\sigma_f = 3,4 \cdot 10^{-24} \cdot I_L$ cm^2 , gdzie I_L oznacza natężenie promieniowania laserowego wyrażone w W/cm^2 . Jak widać, omówione zderzenia grają znaczącą rolę, gdy mamy do czynienia z promieniowaniem o natężeniu rzędu 10^{10} W/cm^2 .

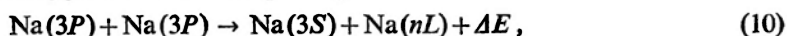


Rys. 5. Uproszczony schemat stanów energetycznych atomu sodu. E_J oznacza energię jonizacji atomu. Wartości ΔE podano w cm^{-1} , przy czym 1 eV odpowiada 8065 cm^{-1}

3. Zderzenia atomów wzbudzonych

Inną grupę procesów zderzeniowego przekazu energii wzbudzenia w obecności promieniowania laserowego obserwuje się wtedy, gdy natężenie tego promieniowania jest o wiele rzędów wielkości mniejsze.

W roku 1976 w Pizie, w laboratorium CNR kierowanym przez prof. Adriano Gozziniego — laureata Medalu Mariana Smołuchowskiego za rok 1981, po raz pierwszy obserwowano proces, w którym dwa wzbudzone atomy w zderzeniu przekazują całą swoją energię wewnętrzną jednemu z nich [12-14]



gdzie nL oznacza wysoko położone stany atomu sodu, a ΔE jest różnicą między podwojoną wartością energii stanu $3P$ i energią stanu nL . Na rys. 5 przedstawiono uproszczony schemat stanów energetycznych atomu sodu, uwzględniający tylko te stany nL ($5S$, $6S$, $4D$, $5D$), dla których zostały wyznaczone wartości przekroju czynnego na ich obsadzenie

w procesie zderzenia atomów wzbudzonych. Proces (10) wzbudził ogromne zainteresowanie i wywołał szeroko zakrojoną dyskusję [15]. W USA nadano mu przyjemnie brzmiącą nazwę: „energy pooling collision” [16]. Słowo „pool” oznacza tu pulę, bank w grze, do którego gracze wnoszą wkład, a po rozgrywce wszystko zabiera wygrywający.

Do wzbudzania atomów sodu w parze o koncentracji 10^{12} - 10^{15} cm $^{-3}$ stosowano promieniowanie laserowe o natężeniu rzędu 1 W/cm 2 . Przekrój czynny dla procesu (10) z dużą wiarygodnością wyznaczono dopiero w roku 1983 [17-18]. Wynosi on odpowiednio [17]^b

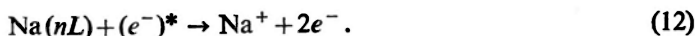
$$\begin{aligned}\sigma_{4D} &= 2,3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2, & \sigma_{5D} &= 3,8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2, \\ \sigma_{5S} &= 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2, & \sigma_{6S} &= 2,3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2.\end{aligned}$$

Dokładność wyznaczenia wartości σ jest oszacowana jako równa 35%. W pomiarach wykonanych w USA [17] i we Włoszech [18] zastosowano różne techniki określenia koncentracji atomów Na(3P), pokonując skutecznie największą trudność i przyczynę grubych błędów w dotychczasowych pomiarach. Wyniki uzyskane w obu grupach badawczych są w granicach błędu jednakowe. Potwierdza się, że $\sigma_{5S} < \sigma_{4D}$, mimo że ΔE dla stanu 5S jest dodatnie, a dla stanu 4D ujemne. Ponadto, przy pięciokrotnie większym deficycie energii dla stanu 5D w stosunku do stanu 4D, przekrój czynny maleje aż o dwa rzędy wielkości. Należy stąd wnosić, że przekrój czynny dla procesu (10) silnie zależy od $|\Delta E|$.

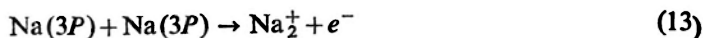
Zostało wykazane [17, 19], że proces przekazu energii w zderzeniu dwóch atomów wzbudzonych jest etapem poprzedzającym fotojonizację



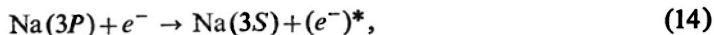
lub jonizację przez zderzenie z szybkim elektronem (będziemy go oznaczać $(e^-)^*$):



Powolne elektrony, które pojawiają się w parze atomowej, w literaturze anglojęzycznej są nazywane „seed electrons”, czyli elektronami pierwotnymi lub zarodkowymi. Proces jonizacji asocjatywnej



także dostarcza elektronów pierwotnych. Przekrój czynny dla tego procesu, wyznaczony w takich samych warunkach, w jakich wyznaczono wyżej podane przekroje czynne dla procesu (10), wynosi $\sigma_{j.a.} = 5,1 \cdot 10^{-16}$ cm 2 [18]. Elektrony pierwotne grają bardzo ważną rolę w lawinowo rozwijającym się procesie jonizacji. Wskutek tzw. zderzeń superelastycznych (dawniej nazywanych zderzeniami drugiego rodzaju) z atomami sodu wzbudzonymi do stanu 3P



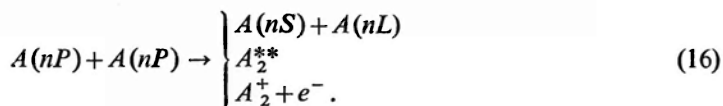
uzyskują energię dostateczną (tj. powiększoną o 2,1 eV) do tego, by w kolejnym zderzeniu, np. typu (12), zjonizować atomy sodu znajdujące się w stanie nL .

Wydaćność obsadzania stanów nL w procesie (10) jest na tyle duża, że znalazł on praktyczne zastosowania. W 1980 r. doniesiono [20] o produkcji tzw. śniegu laserowego [21] w mieszaninie sodu i wodoru, czyli o formowaniu się makrocząstek z cząsteczek NaH, które z kolei są produktem reakcji chemicznej wyzwolonej promieniowaniem laserowym o częstości dostrojonej do przejścia $3S \rightarrow 3P$ w atomach sodu. Zgodnie z zasadą zachowania energii, w reakcjach prowadzących do powstania cząsteczek NaH muszą uczestniczyć atomy sodu wzbudzone do stanów nL o energii znacznie przewyższającej energię stanu $3P$. Zatem procesem wyjściowym do produkcji śniegu laserowego w mieszaninie sodu i wodoru jest właśnie przekaz energii w zderzeniu dwóch atomów wzbudzonych. Drugi przykład, to uzyskanie akcji laserowej w podczerwieni o długości fali $3,4 \mu\text{m}$, w przejściu między stanami $5S \rightarrow 4P$ [22]. Położenie stanu $4P$ zaznaczono na rys. 5. W tym przypadku stan $5S$ był obsadzany w procesie zderzeniowego przekazu energii (10), bowiem akcję laserową obserwowano tylko wtedy, gdy pary sodu oświetlano promieniowaniem o częstości rezonansowej z częstością przejścia $3S \rightarrow 3P$.

Zderzenie dwóch wzbudzonych atomów sodu może również prowadzić do utworzenia cząsteczki Na_2^{**} w wysoko położonym stanie elektronowym [23]



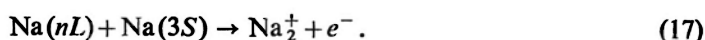
Fioletowe pasmo rozmyte cząsteczki Na_2 , obserwowane w warunkach laserowego wzbudzenia atomów sodu do stanu $3P$, zostało po raz pierwszy zarejestrowane w 1977 r. we wspomnianym już laboratorium CNR w Pizie [13]. Pochodzenie tego pasma przypisano [23] procesowi przejścia kwantowego między stanem związanym i niezwiązanym w cząsteczce Na_2 , przy czym stan górny, ten związany, obsadzany jest wskutek zderzeń (15). Opisane wyżej procesy obserwuje się wtedy, gdy gęstą parę atomową sodu oświetla się promieniowaniem laserowym dostrojonym do przejścia między stanem podstawowym i pierwszym wzbudzonym, dzięki czemu uzyskuje się dużą koncentrację atomów wzbudzonych. Ponieważ te same procesy obserwowano następnie w innych laboratoriach dla atomów innych pierwiastków alkalicznych, więc ogólnie można je opisać w następujący sposób



Wszystkie one zachodzą jednocześnie, lecz z różnymi prawdopodobieństwami i prowadzą do ogromnego wzbogacenia widma fluorescencji.

W tym przeglądzie procesów wywołanych przez zderzenia nie można pominąć informacji o tym, że przekaz energii wzbudzenia jest czynnikiem, który umożliwia uzyskanie niskotemperaturowej plazmy. W 1976 r. po raz pierwszy doniesiono o obserwacji 100% jonizacji przy oświetlaniu gęstej pary sodu (10^{16} cm^{-3}) promieniowaniem laserowym o mocy 10^6 W , dostrojonym do wzbudzania atomów sodu do stanu $3P$ [24]. Nieco później jonizację obserwowano także przy oświetlaniu par metali promieniowaniem laserowym o mocy od 1 do 100 mW [25-26]. W tym miejscu należy przypomnieć, że na początku lat siedemdziesiątych nikt by nie uwierzył, że promieniowanie laserowe o tak małej mocy,

dostrojone do przejścia rezonansowego w atomie, może doprowadzić do jonizacji i w konsekwencji do stanu plazmy w oświetlanym ośrodku. Wówczas prawie wyłącznie rozważano możliwość jonizacji wielofotonowej, która wymaga promieniowania o mocy większej o kilka rzędów wielkości. Interesującym może być porównanie plazmy uzyskanej w parach sodu za pomocą promieniowania o mocy rzędu 10^6 W [24] i rzędu 1 mW [26], dostrojonego do przejścia $3S \rightarrow 3P$. W pierwszym przypadku obserwowano wyłącznie jony atomowe, w drugim zaś wyłącznie jony cząsteczkowe, musiały więc działać różne mechanizmy jonizacji. Prawdopodobnie wspomniana wcześniej jonizacja lawinowa prowadzi do produkcji jonów atomowych, natomiast przy zastosowaniu lasera o małej mocy procesem dominującym jest jonizacja asocjatywna, taka jak (13) lub



Warto nadmienić, że jony cząsteczkowe uzyskane w takich warunkach są trwałe, w przeciwieństwie do jonów, jakie tworzą się w wyładowaniu elektrycznym i natychmiast są niszczone na przykład w procesie fotodysocjacji [26]



Badania procesów wywołanych przez zderzenia atomów i cząsteczek w obecności promieniowania laserowego lub indukowanych tym promieniowaniem trwają nadal, można więc oczekiwać odkrycia nowych typów zderzeń, jak również możliwości wykorzystania zderzeń już poznanych.

Literatura

- [1] A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press 1961.
- [2] K. Freudenberg, *Z. Phys.* **67**, 417 (1931).
- [3] L. I. Gudzenko, S. I. Yakovlenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 1686 (1972).
- [4] S. E. Harris, R. W. Falcone, W. R. Green, D. B. Lidow, J. C. White, J. F. Young w: *Tunable Lasers and Applications*, red. A. Mooradian, T. Jaeger, P. Stoketh, Springer-Verlag, New York 1976, str. 193.
- [5] R. W. Falcone, W. R. Green, J. C. White, J. F. Young, S. E. Harris, *Phys. Rev.* **A15**, 1333 (1977).
- [6] L. I. Gudzenko, S. I. Yakovlenko, *Phys. Lett.* **A46**, 475 (1974).
- [7] J. C. White, G. A. Zdasiuk, J. F. Young, S. E. Harris, *Opt. Lett.* **4**, 137 (1979).
- [8] J. C. White, G. A. Zdasiuk, J. F. Young, S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1709 (1978).
- [9] R. Hotop, K. Niemax, *J. Phys.* **B13**, L93 (1980).
- [10] R. W. Falcone, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 150 (1979).
- [11] R. W. Falcone, G. A. Zdasiuk, *Opt. Lett.* **5**, 155 (1980).
- [12] M. Allegrini, G. Alzetta, A. Kopystyńska, L. Moi, G. Orriols, *Opt. Commun.* **19**, 96 (1976).
- [13] M. Allegrini, G. Alzetta, A. Kopystyńska, L. Moi, G. Orriols, *Opt. Commun.* **22**, 329 (1977).
- [14] A. Kopystyńska, P. Kowalczyk, *Opt. Commun.* **25**, 351 (1978).
- [15] A. Kopystyńska, L. Moi, *Phys. Rep.* **92**, 135 (1982).
- [16] G. H. Bearman, J. J. Leventhal, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1227 (1978).
- [17] J. Huennekens, A. Gallagher, *Phys. Rev.* **A27**, 771 (1983).
- [18] M. Allegrini, P. Bicchi, L. Moi, *Phys. Rev.* **A28**, 1338 (1983).
- [19] J. Huennekens, A. Gallagher, *Phys. Rev.* **A28**, 1276 (1983).

- [20] T. Yabuzaki, T. Sato, T. Ogawa, *J. Chem. Phys.* **73**, 2780 (1980).
- [21] K. Ernst, *Postępy Fizyki* **32**, 605 (1981).
- [22] W. Müller, I. V. Hertel, *Appl. Phys.* **24**, 33 (1981).
- [23] A. Kopystyńska, P. Kowalczyk, *Opt. Commun.* **28**, 78 (1979).
- [24] T. B. Lucatorto, T. J. McIlrath, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 428 (1976).
- [25] A. C. Tam, W. Happer, *Opt. Commun.* **21**, 403 (1977).
- [26] M. E. Koch, K. K. Verma, W. C. Stwalley, *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 627 (1980).

Bryce S. DeWitt

University of Texas
Austin, Texas
USA

Kwantowa grawitacja *

Quantum Gravity

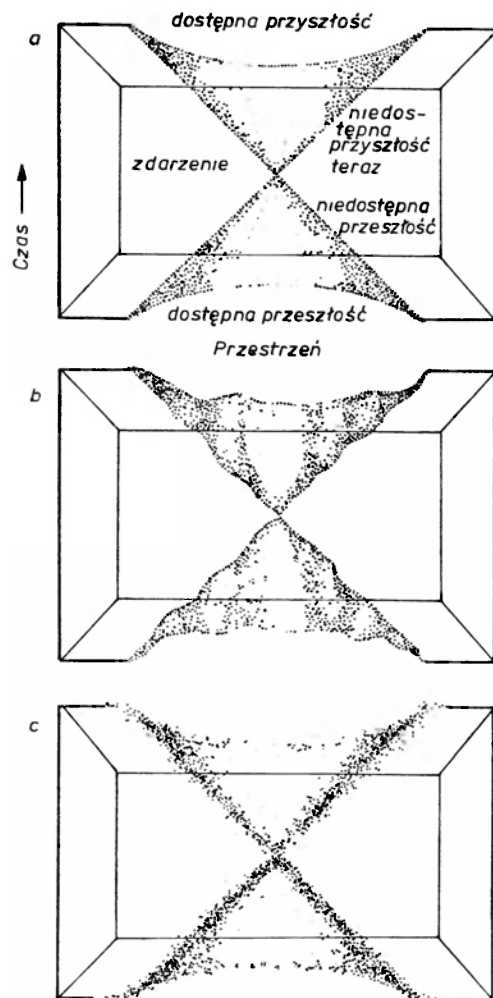
Abstract: In a quantum-mechanical theory of gravitation the very geometry of space and time would be subject to continual fluctuations, and even the distinction between past and future might become blurred.

Spośród wszystkich sił przyrody grawitacja wydaje się mieć szczególny status. Pozostałe siły, takie jak elektromagnetyzm, *działają w czasoprzestrzeni*, służącej wyłącznie jako arena dla zjawisk fizycznych. Grawitacja jest zupełnie inna. Nie jest ona siłą nałożoną na bierne tło czasu i przestrzeni lecz przeciwnie, stanowi odkształcenie samej czasoprzestrzeni. Pole grawitacyjne jest „krzywizną” czasoprzestrzeni. Taka jest idea grawitacji, idea, do jakiej Einstein doszedł, według jego własnych słów, największym wysiłkiem swego życia.

Jakościowa różnica pomiędzy grawitacją i innymi siłami staje się jeszcze bardziej widoczna, kiedy usiłuje się sformułować teorię grawitacji zgodną z regułami mechaniki kwantowej. Świat kwantowy nie pozostaje nigdy w bezruchu. Na przykład w kwantowej teorii elektromagnetyzmu, wartość pola elektromagnetycznego ciągle fluktuuje. We wszechświecie rządzonym przez kwantową grawitację krzywizna czasoprzestrzeni, a nawet sama jej struktura, podlegałaby fluktuacjom. Możliwe byłoby zatem, że kolejność zdarzeń oraz sens przeszłości i przyszłości podlegałyby zmianie.

Można by przypuszczać, że gdyby zjawiska takie istniały, to z pewnością zostałyby już zaobserwowane. Okazuje się jednak, że wszelkie bezpośrednie kwantowe efekty grawitacji byłyby ograniczone do skrajnie małej skali, na którą po raz pierwszy zwrócił uwagę Max Planck w 1899 r. W tym to roku Planck wprowadził swoją stałą, zwaną kwantem działania i oznaczaną \hbar . Usiłował on wtedy wytłumaczyć widmo promieniowania ciała doskonale czarnego, tzn. widmo światła uciekającego małym otworem z gorącej wnęki. Przy okazji zauważył, że jego stała, w połączeniu z prędkością światła i newtonowską stałą grawitacji wyznacza absolutny układ jednostek. Te właśnie jednostki tworzą skalę dla kwantowej grawitacji.

* Artykuł, opublikowany w *Scientific American* 249, no. 6 (December), 104 (1983), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1983 by Scientific American, Inc. All rights reserved.] (przyp. Red.).



Rys. 1. Stożek świetlny, określający obszary wszechświata dostępne z danego punktu w czasoprzestrzeni, staje się w kwantowej grawitacji pojęciem źle zdefiniowanym. (a) Stożek, będący powierzchnią w czterowymiarowej czasoprzestrzeni przedstawiamy na rysunku, w którym jeden wymiar przestrzenny został usunięty. (b) Jeśli grawitacja jest skwantowana, to kształt stożka może gwałtownie fluktuować na małych odległościach. (c) W rzeczywistości fluktuacje nie są bezpośrednio obserwowalne, lecz powodują rozmazanie stożka. Wskutek tego na pytanie, czy dane dwa punkty w czasoprzestrzeni można połączyć sygnałem nie szybszym od światła, istnieje tylko probabilistyczna odpowiedź

Jednostki planckowskie są bardzo odległe od codziennej fizyki. Na przykład jego jednostka długości wynosi $1,61 \cdot 10^{-33}$ cm, czyli 21 rzędów wielkości mniej niż średnica jądra atomowego. Z grubsza biorąc stosunek tych dwu wielkości jest taki sam jak rozmiarów człowieka i naszej Galaktyki. Jeszcze bardziej fantastyczna jest jednostka czasu Plancka: $5,36 \cdot 10^{-44}$ s! Eksperymentalne badanie zjawisk zachodzących w tej właśnie skali odległości i czasu wymagałoby, przy użyciu obecnej technologii, akceleratorów cząstek elementarnych o rozmiarach Drogi Mlecznej!

Ponieważ eksperyment nie daje nam na razie żadnych wskazówek, to kwantowa grawitacja ma charakter nadzwyczaj spekulatywny. Tym niemniej jest ona w swych założeniach dość konserwatywna. Bierze ona za punkt wyjścia istniejącą, dobrze potwierdzoną teorię i po prostu wyciąga z niej najdalej idące wnioski logiczne. W swej istocie nie jest ona niczym więcej niż próbą połączenia w jedną spójną całość trzech oddzielnych teorii: szczególnej teorii względności, einsteinowskiej teorii grawitacji i mechaniki kwantowej. Synteza taka nie została jeszcze osiągnięta, ale za to fizycy nauczyli się dużo z dotychczasowych prób. Co więcej, skonstruowanie wartościowej teorii kwantowej grawitacji wydaje się jedyną znaną drogą do zrozumienia pochodzenia Wielkiego Wybuchu i ostatecznego losu czarnych dziur, czyli zjawisk oznaczających początek i koniec Wszechświata.

Spośród trzech teorii wchodzących w skład kwantowej grawitacji, jako pierwsza pojawiła się szczególna teoria względności. Jest to teoria łącząca czas i przestrzeń dzięki postulatowi (potwierdzonemu doświadczalnie) głoszącemu, że prędkość światła jest taka sama dla wszystkich obserwatorów poruszających się w pustych obszarach przestrzeni, wolnych od zewnętrznych sił. Konsekwencje tego postulatu (wprowadzonego przez Einsteina w 1905 r.) obrazujemy na diagramie czasoprzestrzennym, czyli wykresie zawierającym krzywe przedstawiające położenia ciał w przestrzeni jako funkcje czasu. Krzywe te nazywamy liniami świata.

Dla prostoty pomijać będę dwa wymiary przestrzenne, wówczas linia świata może być narysowana na dwuwymiarowym wykresie, na którym odległości przestrzenne mierzymy poziomo, a przedziały czasu — pionowo. Pionowa linia prosta jest wtedy linią świata obiektu spoczywającego w tym układzie odniesienia, w którym wykonujemy pomiary. Pochylona linia prosta jest linią świata ciała poruszającego się ruchem prostoliniowym jednostajnym w danym układzie odniesienia. Zakrzywiona linia świata przedstawia ciało doznające przyspieszenia.

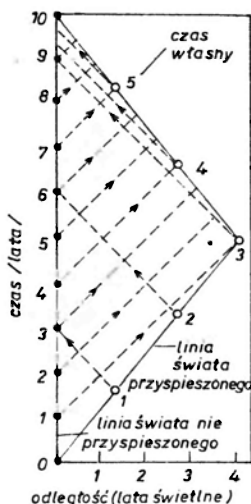
Punkt na diagramie czasoprzestrzennym określa zarówno położenie w przestrzeni jak i chwilę czasu i nazywany jest zdarzeniem. Odległość przestrzenna dwu zdarzeń zależy od wyboru układu odniesienia i podobnie jest z przedziałem czasu. Jest bowiem tak, że pojęcie równoczesności zależy od układu odniesienia. Dwa zdarzenia, które w wybranym układzie łączy linia pozioma, są w tym układzie równoczesne, a nierównoczesne w innych układach.

Aby znaleźć związek pomiędzy układami odniesienia, które się względem siebie poruszają, należy wprowadzić wspólną jednostkę do mierzenia czasu i przestrzeni. Prędkość światła służy tu jako przelicznik, wiążąc daną odległość z czasem, w jakim sygnał świetlny przebywa tę odległość. Jako wspólną jednostkę dla czasu i przestrzeni przyjmuję tu metr; jeden metr czasu jest równy około $3,33 \cdot 10^{-9}$ s.

Gdy odległości czasowe i przestrzenne mierzymy w tych samych jednostkach, to linia świata fotonu (kwantu światła) jest nachylona pod kątem 45 stopni do pionu. Linia świata dowolnego ciała materialnego jest zawsze nachylona do pionu pod kątem mniejszym niż 45°, co jest graficznym sformułowaniem faktu, że jego prędkość jest zawsze mniejsza od prędkości światła. Gdyby linia świata jakiegoś ciała lub sygnału tworzyła z pionem kąt większy niż 45°, to dla pewnych obserwatorów to ciało czy sygnał poruszałoby się

w tył w czasie. Ustawiając sztafetę szybszych od światła sygnałów można by przysyłać informację we własną przeszłość, łamiąc tym samym zasadę przyczynowości. Jeden z postulatów szczególnej teorii względności wyklucza istnienie takich sygnałów.

Rozważmy dwa zdarzenia na linii świata obserwatora, który nie doznaje przyspieszeń. Załóżmy, że w pewnym układzie odniesienia zdarzenia te są odległe od siebie o 4 metry przestrzeni i 5 metrów czasu. Wówczas w tym układzie obserwator ten ma prędkość $4/5c$. W innym układzie zarówno jego prędkość, jak i odległości zdarzeń będą inne. Istnieje jednakże jedna wielkość, która jest zawsze taka sama we wszystkich układach odniesienia. Ta niezmiennicza wielkość nosi nazwę „czasu własnego” pomiędzy obu zdarzeniami i jest równa przedziałowi czasu pomiędzy nimi mierzonemu przez zegar podróżujący wraz z obserwatorem.



Rys. 2. Linia świata jest krzywą w czasie i przestrzeni. Przedstawione tu dwie linie świata obrazują jedną z wersji einsteinowskiego paradoksu bliźniąt. „Zgięta” linia świata tego bliźniaka, który doznaje przyspieszenia w punkcie zwrotnym swej podróży, wydaje się dłuższa, jednakże jego „czas własny” jest krótszy. Linia prosta odpowiada najdłuższemu interwałowi czasu własnego pomiędzy dwoma zdarzeniami. Na rysunku zaznaczono sygnały wymieniane przez bliźniaków

W wybranym powyżej układzie odniesienia linia świata pomiędzy obu tymi zdarzeniami jest przeciwprostokątną trójkąta prostokątnego, którego podstawa ma 4 m, a wysokość — 5 m. „Czas własny” odpowiada „długości” tej przeciwprostokątnej, ale jest ona obliczana w odmienny sposób: za pomocą odpowiednika twierdzenia Pitagorasa. Podobnie jak w zwykłym twierdzeniu Pitagorasa, obliczamy najpierw kwadraty boków trójkąta, lecz w szczególnej teorii względności kwadrat przeciwprostokątnej równy jest nie sumie tylko różnic tych kwadratów.

W powyższym przykładzie czas własny równy jest 3 m i ma tę wartość w układzie odniesienia dowolnego obserwatora nie poddawanego przyspieszeniu. Niezmienniczość czasu własnego jest tym, co jednoczy przestrzeń i czas w jeden obiekt — czasoprzestrzeń.

Geometria czasoprzestrzeni, oparta na odpowiedniku twierdzenia Pitagorasa, nie jest euklidesowa, lecz pod wieloma względami do niej analogiczna. W geometrii euklidesowej linię prostą definiujemy jako tę spośród wszystkich linii łączących dwa punkty, której długość jest ekstremalna i to samo obowiązuje w geometrii czasoprzestrzeni. Zachodzi jednak różnica: u Euklidesa ekstremum tym jest zawsze minimum, natomiast w czasoprzestrzeni jest nim maksimum, jeżeli tylko dwa zdarzenia mogą być połączone linią świata obrazującą sygnał poruszający się wolniej niż światło.

W 1854 r. matematyk niemiecki G. F. B. Riemann wymyślił uogólnienie geometrii euklidesowej na przestrzenie zakrzywione. Dwuwymiarowe przestrzenie zakrzywione badane były od starożytności; nazywa się je powierzchniami zakrzywionymi i zazwyczaj rozpatruje się je z punktu widzenia zwykłej trójwymiarowej przestrzeni euklidesowej. Riemann wykazał, że zakrzywiona przestrzeń może mieć dowolną liczbę wymiarów i że może być badana wewnętrznie. Oznacza to, że nie potrzeba wyobrażać jej sobie jako zanurzonej w przestrzeni euklidesowej o wyższym wymiarze.

Riemann zwrócił także uwagę na to, że przestrzeń fizyczna, w której żyjemy, może być zakrzywiona. Według niego rozstrzygnąć o tym może tylko eksperyment. Na czym miałby polegać, przynajmniej w zasadzie, taki eksperyment? Otóż o przestrzeni euklidesowej mówimy, że jest płaska. Przestrzeń płaska ma tę własność, że równoległe linie proste tworzą w niej jednostajną prostokątną sieć. Co by było, gdyby spróbować narysować taką sieć na powierzchni Ziemi w przekonaniu, że jest ona płaska?

Rysunek taki można oglądać w każdy pogodny dzień z samolotu na rolniczych terenach Wielkich Równin. Tereny te pocięte są drogami biegnącymi w kierunku wschód–zachód i północ–południe na kawałki o polu jednej mili kwadratowej. Drogi wschód–zachód, w odróżnieniu od dróg z północy na południe, biegną często bez żadnych załamań wzdłuż linii prostych na przestrzeni wielu mil. Wzdłuż dróg północ–południe co kilka mil napotykamy nagłe uskoki na wschód lub zachód. Uskoki te są wymuszone przez krzywiznę Ziemi; gdyby ich nie było, to drogi zaczęłyby się zagęszczać ku północy, wycinając czworokąty o polu mniejszym od jednej mili.

W przestrzeni trójwymiarowej wyobrazić sobie można gigantyczną kratownicę montowaną z prostych prętów o równej długości łączonych pod kątami 90° i 180° . W przestrzeni płaskiej budowa takiej kratownicy nie napotyka przeszkód. Jeżeli jednak przestrzeń jest zakrzywiona, to montaż całej konstrukcji wymagać będzie skracania lub wydłużania poszczególnych prętów.

Podobnie jak Riemann uogólnił geometrię euklidesową, uogólnić można geometrię szczególnej teorii względności. Dokonał tego Einstein w latach 1912-15 z pomocą matematyka Marcela H. Grossmanna; w rezultacie powstała teoria zakrzywionej czasoprzestrzeni. W rękach Einsteina została ona przekształcona w teorię grawitacji. W szczególnej teorii względności zakłada się brak pól grawitacyjnych i wówczas czasoprzestrzeń jest płaska. Pole grawitacyjne jest obecne w zakrzywionej czasoprzestrzeni; w istocie „krzywizna” i „pole grawitacyjne” są synonimami.

Ponieważ teoria grawitacji Einsteina jest uogólnieniem szczególnej teorii względności, została więc przez niego nazwana ogólną teorią względności. Nazwa ta jest trochę my-

łaca — ogólna teoria względności jest w rzeczywistości mniej względna niż szczególna teoria. Całkowita bezkształtność płaskiej czasoprzestrzeni, tzn. jej jednorodność i izotropowość są tym, co gwarantuje, że położenia i prędkości są zupełnie względne. Jeżeli tylko czasoprzestrzeń ma „wybrzuszenia” czyli obszary o znacznej krzywiznie, to nabiera ona charakteru absolutnego, bowiem położenia i prędkości mogą być określane względem tych wybrzuszeń. Czasoprzestrzeń przestaje być wówczas bezkształtną areną dla fizyki i sama uzyskuje fizyczne własności.

W teorii Einsteina krzywizna jest wytworem materii. Związek pomiędzy ilością materii i stopniem zakrzywienia jest prosty pojęciowo lecz skomplikowany rachunkowo. Opis krzywizny czasoprzestrzeni w danym punkcie wymaga użycia 20 funkcji współrzędnych tego punktu. Dziesięć z nich opisuje tę część krzywizny, która propaguje się swobodnie w postaci fal grawitacyjnych czyli „zmarszczeń krzywizny”; pozostałe 10 funkcji jest określone przez rozmieszczenie masy, energii, pędu, momentu pędu i wewnętrznych naprężeń materii oraz przez newtonowską stałą grawitacji G .

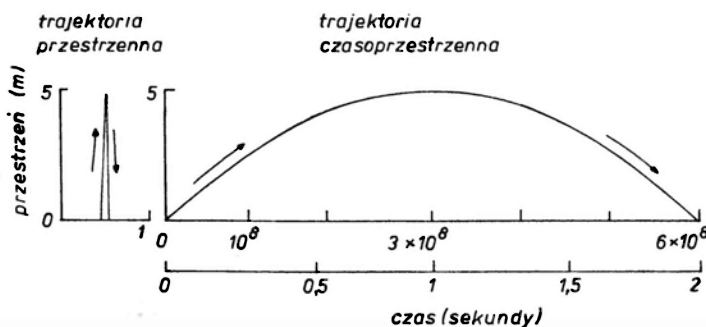
W odniesieniu do gęstości masy, z jakimi mamy do czynienia na Ziemi, stała G jest bardzo mała. Potrzeba ogromnej ilości masy aby zakrzywić czasoprzestrzeń zauważalnie. Wielkość odwrotną, $1/G$, można uznać za miarę „sztywności” czasoprzestrzeni. Z punktu widzenia naszego zwyczajnego doświadczenia czasoprzestrzeń jest bardzo sztywna: masa całej Ziemi wytwarza krzywiznę czasoprzestrzeni miliard razy mniejszą niż krzywizna powierzchni Ziemi.

W teorii Einsteina swobodnie spadające lub swobodnie orbitujące ciało porusza się po linii świata, która jest geodetyką. Tą nazwą określamy linię świata łączącą dwa punkty w czasoprzestrzeni, której długość jest ekstremalna; jest to uogólnienie pojęcia linii prostej. Jeżeli zakrzywioną czasoprzestrzeń wyobrazić sobie jako zanurzoną w płaskiej przestrzeni o wyższym wymiarze, to geodetyka ukaże się jako linia zakrzywiona.

Wpływ krzywizny na poruszające się ciało bywa często ilustrowany za pomocą modelu, w którym kulka toczy się po odkształconej powierzchni z gumy. Model ten wprowadza w błąd o tyle, że może on obrazować tylko krzywiznę przestrzenną. W rzeczywistości musimy przebywać w czterowymiarowym świecie przestrzeni i czasu, a ponadto nie możemy uniknąć ruchu w tym świecie, poruszamy się bowiem naprzód w czasie. Czas jest kluczowym czynnikiem. Okazuje się, że chociaż w polu grawitacyjnym przestrzeń jest zakrzywiona, to krzywizna w czasie jest dużo ważniejsza. Przyczyną tego jest wielka wartość prędkości światła, tego przelicznika pomiędzy skalami przestrzeni i czasu.

W pobliżu Ziemi krzywizna przestrzeni jest tak mała, że nie daje się wykryć za pomocą pomiarów statycznych. Niemniej jednak nasze przesuwanie się do przodu w czasie jest tak szybkie, że w zjawiskach dynamicznych krzywizna jest już wyczuwalna — podobnie jak nieznaczne wybrzuszenie na szosie, niezauważalne dla piechura, zaczyna być groźne dla szybko jadącego samochodu. Wprawdzie przestrzeń w pobliżu Ziemi jawi nam się z dużą dokładnością jako płaska, ale za to możemy ujrzyć krzywiznę *czasoprzestrzeni* rzucając po prostu piłkę do góry. Jeżeli piłka leci w powietrzu przez dwie sekundy, to zakreśla łuk o wysokości 5 m. W ciągu dwu sekund światło przebywa 600 000 km. Gdy wyobrażymy sobie łuk o wysokości 5 m, rozciągnięty poziomo na 600 000 km, to krzywizna tego łuku jest k rzywizną czasoprzestrzeni.

Wprowadzenie przez Riemanna pojęcia przestrzeni zakrzywionej zainicjowało inny bogaty dział matematyki — topologię. Wiadomo już było, że dwuwymiarowe powierzchnie bez brzegu istnieją w nieskończonej liczbie odmian i żadna odmiana nie może być w sposób ciągle zdeformowana w którąkolwiek inną; prostym przykładem są tu sfera i torus. Riemann wykazał, że to samo stosuje się do wyżej wymiarowych przestrzeni zakrzywionych i podjął pierwsze kroki w kierunku ich klasyfikacji.



Rys. 3. Krzywizna czasoprzestrzeni przedstawia pole grawitacyjne w obecności mas. Piłka wyrzucona na wysokość 5 m leci 2 sekundy. Jej ruch do góry i w dół ujawnia istnienie krzywizny czasoprzestrzeni przy powierzchni Ziemi. Krzywizna trajektorii piłki jest bardzo mała, jeśli czas i przestrzeń mierzyć w tych samych jednostkach. Czasoprzestrzenna trajektoria jest wówczas bardzo płaskim łukiem o cięciwie $6 \cdot 10^8$ m i wysokości 5 m

Zakrzywione czasoprzestrzenie (ściślej, modele czasoprzestrzeni) również istnieją w nieskończonej liczbie typów topologicznych. Niektóre z tych modeli nie nadają się do opisu rzeczywistego świata, bowiem prowadzą one do paradoksów związanych z przyczynowością, lub też dlatego, że niektóre ze znanych praw fizyki nie mogą w nich funkcjonować. Niemniej jednak nadal pozostaje oszałamiająca liczba możliwości.

Bardzo ważny model wszechświata przedstawiony został w 1922 r. przez matematyka rosyjskiego Aleksandra A. Friedmana. W szczególnej teorii względności czasoprzestrzeń jest nie tylko płaska, ale i nieskończona w przestrzeni i czasie. W modelu Friedmana każdy trójwymiarowy przekrój przestrzenny czasoprzestrzeni ma skończoną objętość i topologię sfery trójwymiarowej, czyli takiej przestrzeni, która może być zanurzona w czterowymiarowej przestrzeni Euklidesa w taki sposób, że wszystkie jej punkty są równoodległe od danego punktu. Model ten jest faworyzowany przez kosmologów od chwili, gdy w latach dwudziestych Edwin P. Hubble odkrył rozszerzanie się Wszechświata. Gdy model Friedmana połączyć z teorią grawitacji Einsteina, przewiduje on wystąpienie wielkiego wybuchu w początkowym momencie nieskończonego zagęszczenia, po którym następuje rozszerzanie się, spowalniane przez miliardy lat wskutek wzajemnego przyciągania grawitacyjnego całej materii we Wszechświecie.

Czasoprzestrzeń Friedmana ma tę własność, że każdą krzywą w niej określoną można w sposób ciągle ściągnąć do punktu. Taką czasoprzestrzeń nazywamy jednospójną. Rzeczywisty Wszechświat może tej własności nie mieć. Model Friedmana wydaje się doskonale opisywać obszar przestrzeni w promieniu paru miliardów lat świetlnych od naszej Galaktyki, jednakże nie widzimy całego Wszechświata.

Prostym przykładem wszechświata wielospójnego jest taki, którego struktura powtarza się nieskończenie w danym kierunku przestrzennym, niczym wzór na tapecie. Każda galaktyka w takim wszechświecie jest elementem nieskończonego ciągu identycznych galaktyk oddzielonych ustaloną (i ogromną) odległością. Jeśli elementy ciągu są rzeczywiście identyczne, to wątpić należy czy jest sens je rozróżniać. Bardziej sensowne jest przyjąć, że każdy ciąg reprezentuje jedną i tylko jedną galaktykę. Oznacza to, że podróżny jadący z jednego elementu ciągu na element następny dociera z powrotem do punktu wyjścia, a linia wytyczająca trasę jego podróży jest krzywą zamkniętą, której nie można ściągnąć do punktu, podobnie jak krzywej zamkniętej na poboczniczy wałek obiegającej wałek jednokrotnie. Taki powtarzający się wszechświat nazywamy wszechświatem cylindrycznym.

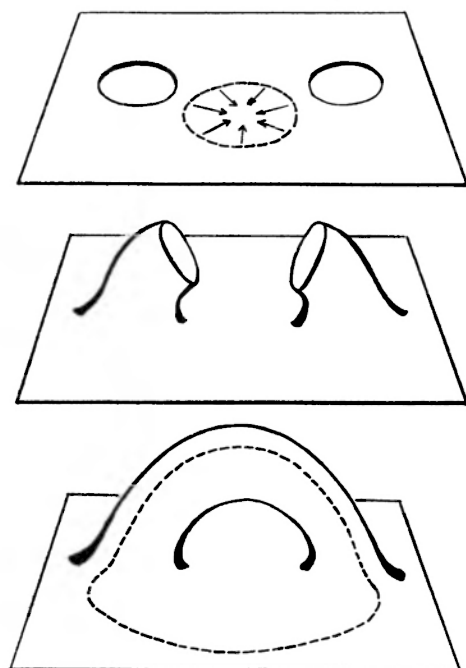
Innym przykładem struktury wielospójnej, tym razem w znacznie mniejszej skali, jest „szyjka”¹ [*wormhole*: tunel wygryziony przez robaka, np. w owocu — L. M. S.], wprowadzona w 1957 r. przez Johna Archibalda Wheelera, pracującego obecnie w Uniwersytecie Stanu Texas w Austin. Dwuwymiarową szyjkę można skonstruować wycinając dwa koliste otwory, w dwuwymiarowej powierzchni, a następnie łącząc w gładki sposób krawędzie obu otworów (rys. 4). Taką samą procedurę można wykonać w trzech wymiarach, tyle, że trudno ją zobrazować.

Ponieważ oba otwory mogą być bardzo odległe od siebie w wyjściowej przestrzeni oraz dość bliskie poprzez łączący je tunel, idea szyjki stała się popularnym w literaturze fantastyczno-naukowej sposobem podróżowania szybciej niż światło: wystarczy nakłuć dwa otwory w przestrzeni, połączyć je tunelem i przeczołgać się przezeń z jednego otworu do drugiego. Niestety, nawet gdyby ktoś potrafił zbudować dziurkacz do przestrzeni (raczej wątpliwe), to i tak pomysłu nie dałoby się zrealizować. Jeśli geometria czasoprzestrzeni podlega równaniom Einsteina, to szyjka jest tworem dynamicznym. Okazuje się, że oba otwory, które łączymy tunelem, muszą być czarnymi dziurami i nic, co do nich weszło, nie może wydostać się na zewnątrz. Szyjka zaraz po utworzeniu „zaciska się” i wszystko w niej ulega zgnieceniu do nieskończonej gęstości, zanim zdąży przedostać się na drugą stronę.

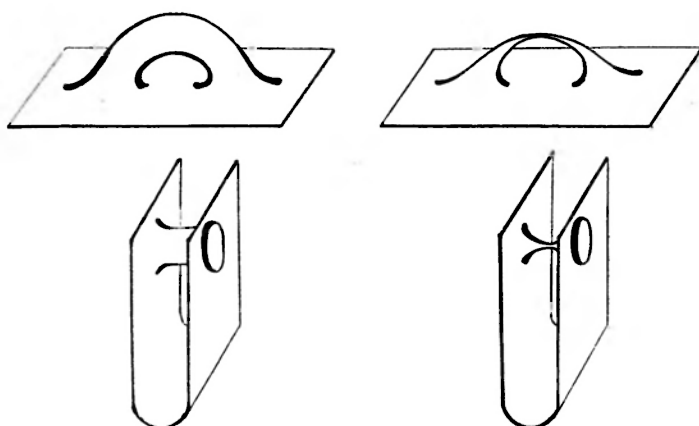
Mechanika kwantowa, trzeci składnik kwantowej grawitacji, powstała w 1925 r., z tym, że jej twórcy, Werner Heisenberg i Erwin Schrödinger, w pierwotnym sformułowaniu tej teorii w ogóle nie brali pod uwagę teorii względności. Niemniej jednak odniosła ona natychmiast olśniewający sukces, bowiem wyjaśniła olbrzymią liczbę różnorodnych faktów doświadczalnych, w których efekty kwantowe są dominujące, zaś relatywistyczne są zaniedbywalne. Zarazem wiadomo było, że w niektórych atomach elektrony osiągają prędkości będące znaczącym ułamkiem prędkości światła, toteż wkrótce podjęto prace nad sformułowaniem relatywistycznej teorii kwantów.

W połowie lat trzydziestych rozumiano już w pełni, że połączenie teorii kwantów z teorią względności prowadzi do szeregu zupełnie nowych i ważnych konsekwencji. Wymieńmy dwa najważniejsze fakty, jakie w ten sposób wydedukowano. Po pierwsze, każda cząstka jest stowarzyszona z pewnym polem fizycznym i na odwrót, każde pole

¹ W topologii twór taki nosi nazwę *rączki* lub *ucha* [przyp. tłum.].



Rys. 4. Czasoprzestrzenna „szyjka” jest hipotetyczną strukturą mogącą zmieniać topologię Wszechświata. Na płaszczyźnie szyjkę konstruujemy wycinając dwa koliste otwory i wyciągając ich brzegi na kształt rury. Obie rury łączymy następnie w jedną. Na pierwotnej płaszczyźnie każda krzywa zamknięta (linia kreskowana) może być ściągnięta do punktu, natomiast krzywej przechodzącej przez szyjkę ściągnąć się nie da. Konstrukcja szyjki w trzech wymiarach przestrzennych lub w czasoprzestrzeni jest pojęciowo podobna



Rys. 5. Można wyobrazić sobie, że odległe obszary Wszechświata dałoby się połączyć za pomocą szyjki i w ten sposób podróżować szybciej niż światło. Jest to jednak niemożliwe. Odległość obu otworów w „świecie zewnętrznym” jest w przybliżeniu taka sama jak wzdłuż szyjki (*u góry z lewej*), lub znacznie większa (*u dołu z lewej*). Na rysunkach dolnych przestrzeń, przedstawiona jako płaszczyzna, wydaje się wygięta, ale jest to efekt patrzenia na nią z perspektywy przestrzeni o wyższym wymiarze; dla obserwatora żyjącego na płaszczyźnie jest ona zawsze płaska. Niezależnie od tego, czy szyjka zaciśnie się czy nie, nie można nią przejść. Powodem jest to, że szyjka zawsze łączy dwie czarne dziury. Rysunki po prawej przedstawiają „zaciśnięcie się” szyjki, wskutek czego wszystko w jej wnętrzu ulega zmiażdżeniu

jest stowarzyszone z klasą nierozróżnialnych cząstek. Odtąd pola grawitacyjne i elektromagnetyczne przestały być jedynymi podstawowymi polami w przyrodzie. Po drugie, wszystkie cząstki dzielimy na dwie klasy w zależności od ich (skwantowanego) spinu. Cząstki o spinach $\frac{1}{2}\hbar$, $\frac{3}{2}\hbar$, itd. podlegają zasadzie wykluczania (dwie cząstki nie mogą znajdować się w tym samym stanie); cząstki o spinie 0, \hbar , $2\hbar$, itd. chętnie przebywają gromadnie.

Te zaskakujące konsekwencje połączenia szczególnej teorii względności z mechaniką kwantową zostały wielokrotnie potwierdzone w minionym półwieczu. Teoria względności i teoria kwantów dają razem teorię, która jest czymś więcej aniżeli zwykłą ich sumą. Efekt współdziałania jest jeszcze bardziej widoczny, gdy uwzględnimy teorię grawitacji.

W fizyce klasycznej, płaska, pusta czasoprzestrzeń nosi nazwę próżni. Klasycznie próżnia niczym się nie wyróżnia (*featureless*), tzn. pozbawiona jest własności fizycznych. W fizyce kwantowej nazwę próżni nadaje się tworowi znacznie bardziej złożonemu, o bogatej strukturze. Struktura ta wynika stąd, że istnieją tam różne od zera pola swobodne, tzn. pola, których źródła znajdują się daleko.

Swobodne pole elektromagnetyczne jest matematycznie równoważne nieskończonemu zbiorowi oscylatorów harmoniczych, które możemy wyobrażać sobie jako sprężyny z umocowanymi do nich masami. W próżni każdy oscylator znajduje się w stanie podstawowym, czyli stanie o najniższej energii. Klasyczny (tzn. niekwantowy) oscylator w stanie podstawowym tkwi nieruchomo w określonym punkcie. Z oscylatorem kwantowym jest inaczej: gdyby mógł znajdować się w określonym punkcie, to jego położenie byłoby wyznaczone z absolutną dokładnością, a wówczas zasada nieoznaczoności wymagałaby, aby miał on nieskończony pęd i energię, co jest niemożliwe. W stanie podstawowym oscylatora kwantowego ani położenie, ani pęd nie są więc ściśle określone — jedno i drugie ulega przypadkowym fluktuacjom. W kwantowej próżni fluktuuje samo pole elektromagnetyczne (jak również każde inne pole).

Wprawdzie fluktuacje pola w kwantowej próżni są przypadkowe, to jednak mają szczególny charakter. Spełniają one zasadę względności w tym sensie, że „wyglądają tak samo” dla każdego obserwatora w ruchu jednostajnym niezależnie od jego prędkości. Można wykazać, że konsekwencją tej zasady jest, że średnia wartość pola wynosi zero i że wielkość fluktuacji wzrasta dla fal krótszych. W rezultacie obserwator nie może użyć fluktuacji do wyznaczenia swej prędkości względem nich.

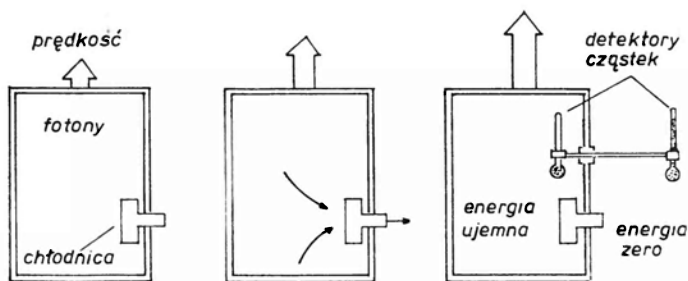
Fluktuacje mogą za to służyć do wyznaczenia przyspieszenia. W 1976 r. William G. Unruh z University of British Columbia wykazał, że hipotetyczny detektor cząstek poruszający się ze stałym przyspieszeniem reagowałby na fluktuacje próżni tak jak gdyby umieszczony był w spoczynku w gazie cząstek (a zatem nie w próżni) mającym temperaturę proporcjonalną do przyspieszenia. Bez przyspieszenia detektor w ogóle nie reagowałby na fluktuacje.

Pomysł, że temperatura i przyspieszenie mogą być w ten sposób powiązane, skłonił do przeanalizowania pojęcia „próżni” i doprowadził do odkrycia, że istnieją różne typy próżni. Jeden z najprostszych niestandardowych typów próżni można utworzyć powtarzając, w kontekście mechaniki kwantowej, eksperyment myślowy zaproponowany po raz pierwszy przez Einsteina. Rozważmy zamkniętą windę, poruszającą się swobodnie w pustej przestrzeni. Niech teraz jakiś zewnętrzny czynnik nada windzie stałe przyspieszenie do góry.

Ściany windy są doskonałym przewodnikiem, nieprzenikalnym dla fal elektromagnetycznych, a sama kabina jest całkowicie pusta i nie zawiera żadnych cząstek. Einstein rozważał zjawiska zachodzące w windzie dla zilustrowania równoważności sił grawitacyjnych i bezwładnych, ale okazuje się, że należy oczekiwać tam również szeregu efektów czysto kwantowych.

W momencie, gdy na windę zaczyna działać przyspieszenie, podłoga wysyła do góry falę elektromagnetyczną, która później stale odbija się od sufitu i podłogi. (Aby wykazać, dlaczego fala ta została wyemitowana, trzeba dokonać szczegółowej analizy zjawisk zachodzących w przyspieszonym przewodniku. Tu wystarczy powiedzieć, że zjawisko to jest analogiczne do wytworzenia akustycznej fali zgęszczeń, jaka pojawiłaby się, gdyby kabina była wypełniona powietrzem.) Jeżeli chwilowo dopuścimy procesy dysypacyjne w ścianach windy, to fala elektromagnetyczna zamieni się w rój fotonów o termicznym widmie energii, czyli innymi słowy w promieniowanie ciała doskonale czarnego o pewnej temperaturze.

Kabina zawiera teraz rozrzedzony gaz fotonowy. Za cenę pewnej ilości energii pochodzącej z zewnętrznego źródła możemy pozbyć się fotonów, instalując chłodziwę, której emiter ciepła wystawiony zostaje poza kabinę. Wynikiem końcowym, gdy już wszystkie fotony zostaną wypompowane, jest nowa próżnia w kabinie; różni się ona subtelnie od standardowej próżni na zewnątrz. Na różnicę tę składają się dwa czynniki. Po pierwsze, detektor Unruha, który doznaje tego samego przyspieszenia co i winda i który odczuwa fluktuacje pola w standardowej próżni na zewnątrz jako promieniowanie termiczne, nie reaguje na fluktuacje w próżni w kabinie. Po drugie, obie próżnie różnią się gęstością energii.



Rys. 6. Przyspieszająca winda stanowi „przyrząd” do eksperymentu myślowego badającego naturę kwantowej próżni i wpływ wywierany na nią przez przyspieszenia lub grawitację. Początkowo kabina jest pusta tak że wewnątrz i na zewnątrz niej mamy doskonałą próżnię. Szarpnięcie wywołane włączeniem sił przyspieszających windę powoduje, że podłoga wysyła falę elektromagnetyczną; po pewnym czasie kabina wypełniona jest rozrzedzonym gazem fotonów (z lewej). Chłodziwa zaopatrywana przez zewnętrzne źródło energii usuwa fotony z kabiny (w środku). Po wypompowaniu wszystkich fotonów, detektory cząstek mierzą energię próżni wewnątrz i na zewnątrz (z prawej). Detektor wykonujący pomiary na zewnątrz podlega przyspieszeniu, zatem wykrywa kwantowe fluktuacje pól występujące nawet w pustej przestrzeni. Detektor w kabinie jest w spoczynku względem windy i nie odczuwa fluktuacji. Zatem próżnie wewnątrz i na zewnątrz windy różnią się od siebie. Jeśli „standardowej” próżni na zewnątrz przypiszemy gęstość energii równą zero, to próżnia w kabinie musi mieć energię ujemną. Aby tę energię podnieść do zera, należałoby z powrotem wpuścić fotony usunięte przez chłodziwę. Podobnie pole grawitacyjne może wytwarzać próżnię o ujemnej energii

Określenie energii próżni w kwantowej teorii pola jest kwestią delikatną i sporną. Wspomniałem powyżej, że swobodne pole jest równoważne zbiorowi oscylatorów harmoniczych. Fluktuacje w stanie podstawowym oscylatorów nadają polu w próżni pewną szczerbkową energię, znaną jako energia drgań zerowych. Ponieważ liczba oscylatorów reprezentujących pole jest nieskończona w jednostce objętości, więc gęstość energii próżni wydaje się nieskończona.

Nieskończona gęstość energii jest rzeczą nader kłopotliwą. Teoretycy wymyślili szereg pomocniczych metod, aby się jej pozbyć. Metody te stanowią część ogólnego programu, zwanego teorią renormalizacji, mającego na celu zwalczanie rozmaitych nieskończoności pojawiających się w kwantowej teorii pola. Jakąkolwiek metodę przyjmujemy, musi ona być uniwersalna w tym sensie, że nie jest ograniczona do jednej konkretnej sytuacji, lecz może być użyta w każdej wymagającej tego sytuacji. Ponadto musi ona dawać gęstość energii równą zeru dla próżni standardowej. Ten ostatni warunek jest konieczny ze względu na zgodność z teorią Einsteina, bowiem standardowa próżnia jest kwantowym odpowiednikiem płaskiej i pustej czasoprzestrzeni. Gdyby ta próżnia miała niezerową energię, czasoprzestrzeń nie mogłaby być płaska.

Z reguły, różne metody renormalizacji, zastosowane do tego samego problemu, dają identyczne wyniki i to jest podstawą naszego zaufania do nich. Zastosowane do próżni wewnątrz i na zewnątrz windy, dają one zerową gęstość energii na zewnątrz i ujemną gęstość w kabinie. Ujemna gęstość energii jest zaskoczeniem. Co może być mniejsze niż nic? Chwila zastanowienia wystarczy, by przekonać się, że ujemna energia ma tu sens. Ażeby detektor Unruha przyczepiony do windy wykrywał w kabinie to samo co w standardowej próżni na zewnątrz, trzeba wpuścić do kabiny termiczny gaz fotonowy. Dodanie fotonów podnosi energię próżni w kabinie do zera, tzn. do wartości energii próżni na zewnątrz.

Należy podkreślić, że takie dziwaczne efekty są w praktyce trudne do obserwacji. Dla przyspieszeń, z jakimi mamy do czynienia na co dzień, ujemna energia jest zbyt mała, by ją można wykryć. Jest jednak jeden przypadek, w którym ujemna energia próżni została wykryta, przynajmniej pośrednio: było to w zjawisku przewidzianym w 1948 r. przez H. B. G. Casimira z Laboratorium Phillipsa w Holandii. W zjawisku Casimira dwie czyste, równoległe, nie naładowane, mikroskopowo płaskie płyty metalowe umieszcza się w próżni bardzo blisko siebie. Stwierdzono, że płyty te przyciągają się wzajemnie dość słabą siłą pochodzącą od ujemnej gęstości energii próżni pomiędzy nimi.

Próżnia komplikuje się jeszcze bardziej, gdy czasoprzestrzeń jest zakrzywiona. Krzywizna ma wpływ na przestrzenne rozmieszczenie kwantowych fluktuacji pola i, podobnie jak przyspieszenie, może indukować niezerową energię próżni. Skoro krzywizna może zmieniać się od miejsca do miejsca, to również energia próżni może się zmieniać i być dodatnia w jednych punktach, a ujemna w innych.

W każdej spójnej teorii energia musi być zachowana. Załóżmy na chwilę, że wzrost krzywizny powoduje wzrost energii kwantowej próżni. Taki wzrost musi skądś pochodzić, toteż samo istnienie kwantowych fluktuacji pola implikuje, że wygięcie czasoprzestrzeni wymaga energii. Wynika stąd, że czasoprzestrzeń stawia opór wyginaniu, tak samo jak w teorii Einsteina.

W 1967 r. fizyk rosyjski Andrej Sacharow wysunął hipotezę, że grawitacja jest zja-

wiskiem czysto kwantowym, pochodzącym z energii próżni, oraz że stała newtonowska G , czyli inaczej sztywność czasoprzestrzeni, może dać się obliczyć z zasad pierwszych. Hipoteza ta napotyka szereg trudności. Po pierwsze, wymaga ona, by grawitacja jako pole fundamentalne została zastąpiona przez pewne „wielkie zunifikowane pole cechowania” (*grand unified gauge field*) związane ze znanymi cząstkami elementarnymi. Trzeba wówczas wprowadzić masę podstawową, aby z powrotem dostać absolutny układ jednostek; a zatem jedna stała podstawowa zostaje zastąpiona przez drugą.

Po drugie, i co ważniejsze, wyliczenie zależności energii próżni od krzywizny prowadzi do teorii grawitacji bardziej złożonej niż teoria Einsteina. Energia próżni, zależąc od liczby i rodzaju branych pod uwagę pól elementarnych oraz od metody renormalizacji, zamiast wzrastać z rosnącą krzywizną, może nawet maleć. Taki odwrotny związek oznaczałby, że płaska czasoprzestrzeń jest niestabilna i ma skłonność do marszczenia się niczym suszona śliwka. Zakładać więc będę tutaj, że pole grawitacyjne jest fundamentalne.

Prawdziwa próżnia jest zdefiniowana jako stan równowagi termicznej w temperaturze zera absolutnego. W kwantowej grawitacji taka próżnia może istnieć tylko wtedy, gdy krzywizna nie zależy od czasu. Gdy krzywizna zależy od czasu, następuje samorzutne tworzenie cząstek z próżni i w rezultacie próżnia przestaje być próżnią.

Mechanizm kreacji cząstek można również wyjaśnić za pomocą oscylatorów harmoniczych. Zmiana krzywizny czasoprzestrzeni powoduje zmianę fizycznych własności oscylatorów pola. Załóżmy, że zwyczajny oscylator jest początkowo w stanie podstawowym i wykonuje oscylacje zerowe. Jeśli któraś z jego charakterystyk, takich jak jego masa lub sztywność jego sprężyny ulegnie zmianie, to oscylacje zerowe muszą dopasować się do tej zmiany. Wskutek dopasowania się pojawia się skończone prawdopodobieństwo, że oscylator będzie teraz nie w stanie podstawowym, lecz wzbudzonym. Jest to efekt analogiczny do wzrostu częstości drgań struny fortepianu wskutek silniejszego jej naciągnięcia; jest on znany jako wzbudzenie parametryczne. Dla pola kwantowego analogonem wzbudzenia parametrycznego jest kreacja cząstek.

Cząstki generowane przez zmienną w czasie krzywiznę pojawiają się przypadkowo. Nie można przewidzieć z góry gdzie lub kiedy dana cząstka się narodzi, można natomiast obliczyć rozkład statystyczny energii i pędu kreowanych cząstek. Produkcja cząstek jest największa tam, gdzie krzywizna jest największa i zmienia się najszybciej. Przypuszczalnie była ona ogromna podczas Wielkiego Wybuchu i miała decydujący wpływ na dynamikę Wszechświata w jego najwcześniejszych chwilach. Nie jest wykluczone, że cząstki wykreowane wówczas tworzą całą materię we Wszechświecie!

Próby obliczenia kreacji cząstek w Wielkim Wybuchu zostały podjęte przed dziesięcioma laty niezależnie przez rosyjskiego akademika Jakowa B. Zeldowicza oraz Leonarda E. Parkera z Uniwersytetu Stanu Wisconsin w Milwaukee, później wielu innych badaczy podjęło ten problem. Mimo że szereg rezultatów wygląda sugestywnie, żaden nie jest definitywny. Ponadto przed wszystkimi metodami obliczenia stoi podstawowe pytanie: Co należy wybrać jako początkowy stan kwantowy w momencie Wielkiego Wybuchu? Tutaj fizycy muszą grać rolę Boga. Żadna z dotychczasowych propozycji nie wydaje się jednoznacznie przekonująca.

Innym zjawiskiem we Wszechświecie, w którym krzywizna powinna zmieniać się

gwałtownie, jest zapadanie się gwiazdy, kończące się uformowaniem czarnej dziury. Tutaj właśnie mechanika kwantowa prowadzi do prawdziwej niespodzianki, do zjawiska w zasadzie niezależnego od warunków początkowych. W 1974 r. Stephen W. Hawking z Cambridge University wykazał, że zmienna krzywizna w pobliżu zapadającej się czarnej dziury kreuje strumień cząstek wypromieniowywanych na zewnątrz. Strumień ten jest stacjonarny i utrzymuje się jeszcze długo po tym jak czarna dziura geometrycznie zapada w bezruch. Emisja cząstek trwa długo, bowiem czas jakby zwalnia w niesłychanie silnym polu grawitacyjnym w pobliżu „horyzontu” czarnej dziury; dla obserwatora zewnętrznego wszelka aktywność dziury niemal ustaje. Im bliżej horyzontu rodzą się cząstki, tym dłużej trwa ich podróż na zewnątrz. Chociaż wydłużony czas emisji implikuje, że musi istnieć ogromna liczba cząstek stłoczonych przy horyzoncie, „czekających w kolejce”, by uciec z czarnej dziury, to w rzeczywistości całkowita gęstość energii w tym obszarze jest raczej niewielka i ujemna. Dodatnia energia unoszona przez cząstki jest niemal całkowicie kompensowana przez ogromną ujemną energię próżni, która byłaby tam w nieobecności cząstek (np. próżnia taka byłaby tam, gdyby czarna dziura nie powstała wskutek zapadnięcia się, lecz istniała zawsze).

Można wykazać, że emitowane cząstki są statystycznie nieskorelowane, a ich widmo energii jest termiczne. Termiczny charakter tego promieniowania, tzn. fakt, że nie różni się ono od promieniowania ciała doskonale czarnego, jest zapewne jego najważniejszą cechą. Fakt ten pozwala przypisać czarnej dziurze zarówno temperaturę jak i entropię. Entropia, mierząca termodynamiczne nieuporządkowanie układu, jest, jak się okazuje, proporcjonalna do pola powierzchni horyzontu. Dla czarnej dziury o masie gwiazdy entropia jest doprawdy gigantyczna: ponad 19 rzędów wielkości większa od entropii gwiazdy, z której ta dziura powstała. Za to temperatura dziury jest odwrotnie proporcjonalna do jej masy i w przypadku zapadniętej gwiazdy jest ponad 11 rzędów wielkości mniejsza od temperatury gwiazdy macierzystej.

Ponieważ ilość promieniowania emitowanego przez dowolny obiekt zależy od jego temperatury, promieniowanie Hawkinga z astrofizycznej czarnej dziury jest całkowicie zaniedbywalne. Staje się ono ważne dopiero dla czarnych „minidziur”, o masach poniżej 10^{10} g. Jedyny znany nam sposób, w jaki minidziury mogły powstać, to [lokalne — L.M.S.] zagęszczenia podczas Wielkiego Wybuchu. Niewykluczone, że powstało ich wówczas bardzo wiele i w takim razie dawałyby one znaczący wkład do entropii Wszechświata.

Energia cząstek kreowanych przez zmienną w czasie krzywiznę nie może być wyzarowana z niczego. Pochodzi ona z samej czasoprzestrzeni. Stąd wynika, że cząstki oddziałują zwrotnie na czasoprzestrzeń. Podejmowano liczne próby wyliczenia tej „reakcji zwrotnej” w przypadku Wielkiego Wybuchu, aby określić jej wpływ na dynamikę wczesnego Wszechświata. Czyniono to w nadziei, że reakcja zwrotna mogłaby usunąć nieskończoną początkową gęstość materii, konieczną w klasycznej teorii Einsteina. Nieskończona gęstość jest bowiem przeszkodą dla wszelkich dalszych badań. Gdyby dało się ją zastąpić jakąś gigantyczną lecz skończoną gęstością, miałoby sens pytanie: Co Wszechświat robił przed Wielkim Wybuchem?

W latach sześćdziesiątych Roger Penrose z Oxford University oraz Hawking wykazali, że klasyczna teoria Einsteina jest niezupełna: przewiduje ona, przy rozmaitych, w naszym

Wszelkich sensownych fizycznie warunkach obecnych, wystąpienie w przeszłości lub przyszłości nieskończonych gęstości oraz krzywizn. Teoria przewidująca nieskończoną wartość jakiejś mierzalnej wielkości pozbawia się tym samym możliwości przewidywania poza ten punkt osobliwy. Skoro fizycy wierzą w zasadniczą poznawalność przyrody, to mają prawo sądzić, że taka teoria wymaga rozszerzenia, umożliwiającego opis większej klasy zjawisk. Obecnie wyznawany pogląd konserwatywny brzmi, że jedynym dostępnym dziś sensownym lekarstwem na niezupełność teorii Einsteina jest uwzględnienie efektów kwantowych.

Obliczenia reakcji zwrotnej działającej na Wielki Wybuch wykonuje się na komputerach metodą symulacji numerycznych. Jak dotąd wyniki są niejednoznaczne. Jedną z trudności jest wyznaczenie, jako danej wejściowej dla komputera, wiarygodnej wartości połączonej gęstości energii kreowanych cząstek i kwantowej próżni, na którą są one nałożone.

Reakcja zwrotna jest szczególnie ważna w przypadku czarnych dziur, bowiem promieniowanie Hawkinga wykrada energię i entropię z dziury. W konsekwencji masa czarnej dziury maleje. Szybkość ubywania masy jest początkowo mała, ale wzrasta ze wzrostem temperatury. W końcu tempo zmian staje się tak duże, że przybliżenia, przy których wykonywane są rachunki Hawkinga, załamują się. Nie wiadomo, co dzieje się później. Hawking sądzi, że jego przybliżenia pozostają jakościowo słuszne i że czarna dziura kończy swój żywot spektakularnym wybuchem, w którym błyskawicznie znika, pozostawiając po sobie „nagą osobliwość” w przyczynowej strukturze czasoprzestrzeni.

Wszelka osobliwość, naga czy nie, oznacza załamanie się teorii. Jeśli Hawking ma rację, to nie tylko teoria Einsteina, lecz również teoria kwantów jest niezupełna. Przyczyną tego jest fakt, że dla każdej cząstki powstałej nad horyzontem dziury istnieje cząstka powstała pod horyzontem. Obie cząstki są skorelowane w tym sensie, że obserwator mógłby wykryć efekty „interferencji prawdopodobieństw”, gdyby mógł równocześnie mieć z nimi kontakt. Hawking zakłada, że cząstki pod horyzontem zostają zgniecione do nieskończonej gęstości i przestają istnieć. W momencie, gdy przestają one istnieć, standardowa probabilistyczna interpretacja mechaniki kwantowej załamuje się. Prawdopodobieństwo jako takie ginie w miażdżącej wszystko osobliwości.

Alternatywne i równie wiarygodne założenie głosi, że sam schemat kwantowej teorii pola, wznoszonej wokół teorii Einsteina, chroni prawdopodobieństwo i informację przed zginieniem w osobliwości. Jest bowiem całkiem możliwe, że reakcja zwrotna staje się tak silna, że zgniatacie w osobliwości nie może być nieskończone. Horyzont, który jest konstrukcją raczej matematyczną niż fizyczną, może w ogóle nie być ściśle jednokierunkową barierą. Wówczas możliwe byłoby przeliczenie, cząstka po cząstce, materii, która zapadła się w czarną dziurę. Nikt nie wątpi, że w czarnej dziurze panują gigantyczne gęstości oraz że nastąpi końcowy błysk promieniowania Hawkinga. Potężne ciśnienie działające na cząstki jądrowe może jednakże obrócić je w fotony i inne cząstki bezmasowe, które ostatecznie uciekną z czarnej dziury, unosząc ze sobą pozostałe jeszcze resztki energii oraz wszystkie korelacje kwantowe. Te produkty końcowe nie muszą za to unosić pierwotnej entropii czarnej dziury. Entropia bowiem została już wyniesiona przez promieniowanie hawkingowskie.

Przechodzę teraz do głębokiej i trudnej części kwantowej teorii grawitacji. Kiedy czynnik kwantowy, taki jak kreacja cząstek lub energia próżni, działa zwrotnie na krzywiznę czasoprzestrzeni, to sama krzywizna staje się obiektem kwantowym. Wewnętrzna spójność teorii wymaga, by samo pole grawitacyjne było skwantowane. Dla fal długich w porównaniu z długością Plancka, fluktuacje kwantowe skwantowanego pola grawitacyjnego są małe i mogą być z dużą dokładnością przedstawione jako słabe zaburzenie klasycznego tła. Zaburzenie takie może być analizowane w ten sam sposób co pole niezależne; ma ono swój wkład do energii próżni i kreacji cząstek.

Dla energii i długości fal rzędu wielkości planckowskich, sytuacja zmienia się radykalnie. Cząstki związane ze słabym polem grawitacyjnym noszą nazwę grawitonów, są bezmasowe i mają spin $2\hbar$. Jest wątpliwe, by pojedyncze grawitony zostały kiedykolwiek zaobserwowane bezpośrednio. Zwyczajna materia, nawet w ilości równej całej galaktyce, jest dla nich niemal całkowicie przezroczysta. Dopiero gdy osiągają one energie planckowskie, zaczynają zauważalnie oddziaływać z materią. Jednakże przy takich energiach grawitony są w stanie indukować krzywiznę o rozmiarach planckowskich w klasycznej geometrii czasoprzestrzennego tła. Pole, z którym są one stowarzyszone, przestaje być wtedy słabe i samo pojęcie cząstki nie jest dobrze określone.

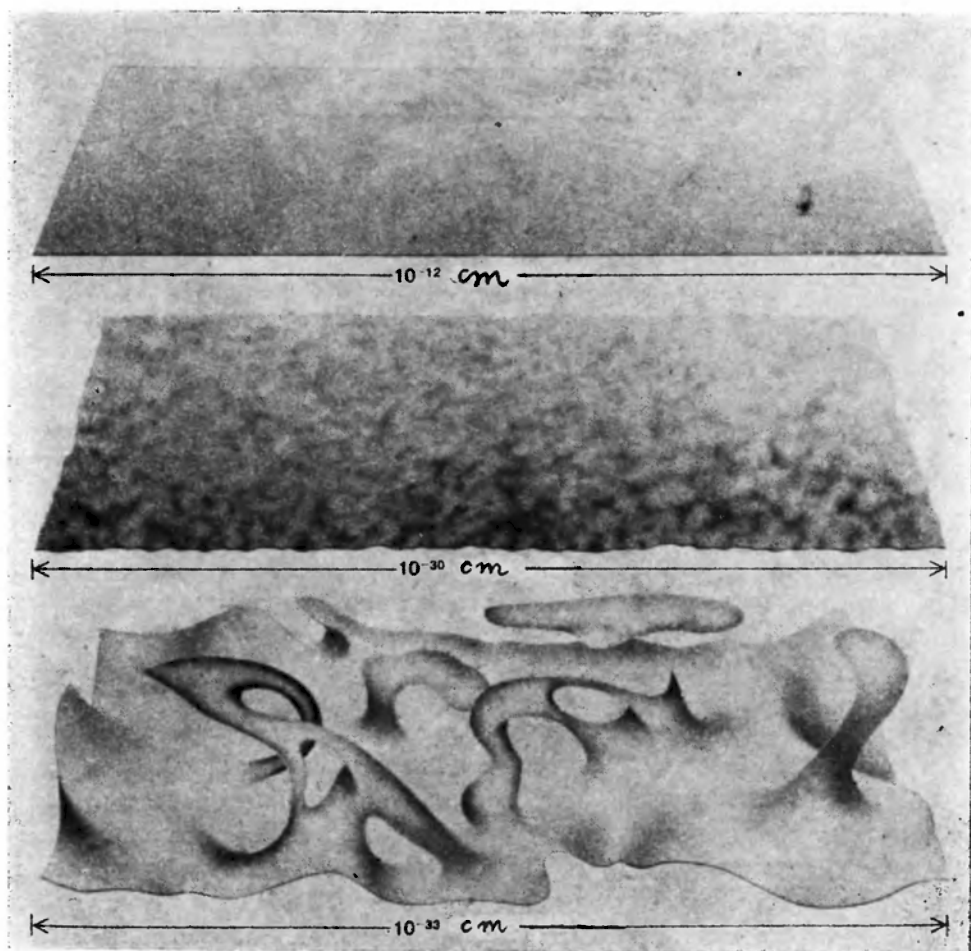
Dla fal długich energia grawitonów odkształca geometrię tła. Dla fal krótszych energia ta odkształca fale stowarzyszone z samym grawitonem. Jest to konsekwencją nieliniowości teorii Einsteina: gdy dwa pola grawitacyjne nakładają się na siebie, wynikające stąd pole nie jest ich sumą. Wszystkie nietrywialne teorie pola są nieliniowe. W niektórych z nich z nieliniowością można poradzić sobie metodą kolejnych przybliżeń, zwaną teorią zaburzeń; nazwa wywodzi się z mechaniki nieba. Istotą metody jest udoskonalanie początkowego przybliżenia za pomocą szeregu coraz to mniejszych poprawek. Gdy teoria zaburzeń jest stosowana do skwantowanych pól, daje w wyniku nieskończoności, które trzeba usuwać przez renormalizację.

W przypadku kwantowej grawitacji teoria zaburzeń nie działa z dwu powodów. Po pierwsze, przy energiach planckowskich kolejne wyrazy szeregu perturbacyjnego (czyli kolejne poprawki) są porównywalnej wielkości. Oberwanie szeregu po skończonej liczbie wyrazów nie daje poprawnego przybliżenia, trzeba zatem wysumować cały nieskończony szereg. Po drugie, poszczególne wyrazy szeregu nie mogą być zrenormalizowane w jednolity sposób. W każdym kolejnym rzędzie przybliżenia pojawiają się nowe typy nieskończoności, nie mające odpowiedników w zwyczajnej kwantowej teorii pola. Pojawiają się one, bowiem kwantując pole grawitacyjne kwantujemy samą czasoprzestrzeń. W zwykłej kwantowej teorii pola czasoprzestrzeń stanowi ustalone tło zjawisk. W kwantowej grawitacji to tło nie tylko odczuwa fluktuacje kwantowe, ale i bierze w nich udział.

Udało się skonstruować parę wąskich, czysto technicznych metod obejścia tych trudności, pozwalających wysumować pewne nieskończone podzbiory wyrazów szeregu perturbacyjnego. Ich wyniki, zwłaszcza całkowite zniknięcie nieskończoności, są i sugestywne i zachęcające. Należy jednak przyjmować te wyniki z dużą ostrożnością, bowiem uzyskano je dzięki poważnym uproszczeniom, a szereg perturbacyjny nigdy nie został wysumowany w całości. Niemniej jednak używa się ich do znajdowania ulepszonych oszacowań wpływu reakcji zwrotnej na Wielki Wybuch.

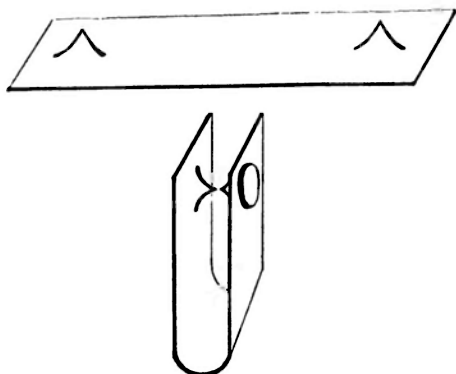
Patrząc głębiej na kwantową grawitację dostrzega się problemy, których rozwiązania

na pewno nie da się znaleźć drogą sumowania szeregów. W skwantowanej czasoprzestrzeni struktura przyczynowa fluktuuje i jest nieoznaczona. Przy odległościach Plancka samo rozróżnienie pomiędzy przeszłością i przyszłością staje się rozmyte. Przez analogię ze zjawiskiem tunelowania w układach atomowych, w którym elektron przedostaje się pod barierą, na którą nie jest w stanie wspiąć się, należy spodziewać się zjawisk wykluźonych w klasycznej teorii Einsteina, takich jak np. rozchodzenie się szybszych od światła sygnałów na odległościach planckowskich. Nie wiadomo właściwie, jak należałoby obliczać prawdopodobieństwa takich procesów. W wielu przypadkach nie umiemy nawet postawić właściwych pytań. Brakuje nam przewodnika w postaci eksperymentu. Można zatem nadal swobodnie dawać upust fantazji.



Rys. 7. Kwantowa próżnia w wyobrażeniach J. A. Wheelera, pochodzących z 1957 r., staje się coraz bardziej chaotyczna w miarę przechodzenia do coraz mniejszych obszarów przestrzeni. W skali jądra atomowego (*u góry*) przestrzeń wygląda bardzo gładko. Przy rozmiarach 10^{-30} cm (*w środku*) zaczyna się pojawiać pewna ziarnistość. W skali rzędu długości Plancka krzywizna i topologia bezustannie doznają gwałtownych fluktuacji

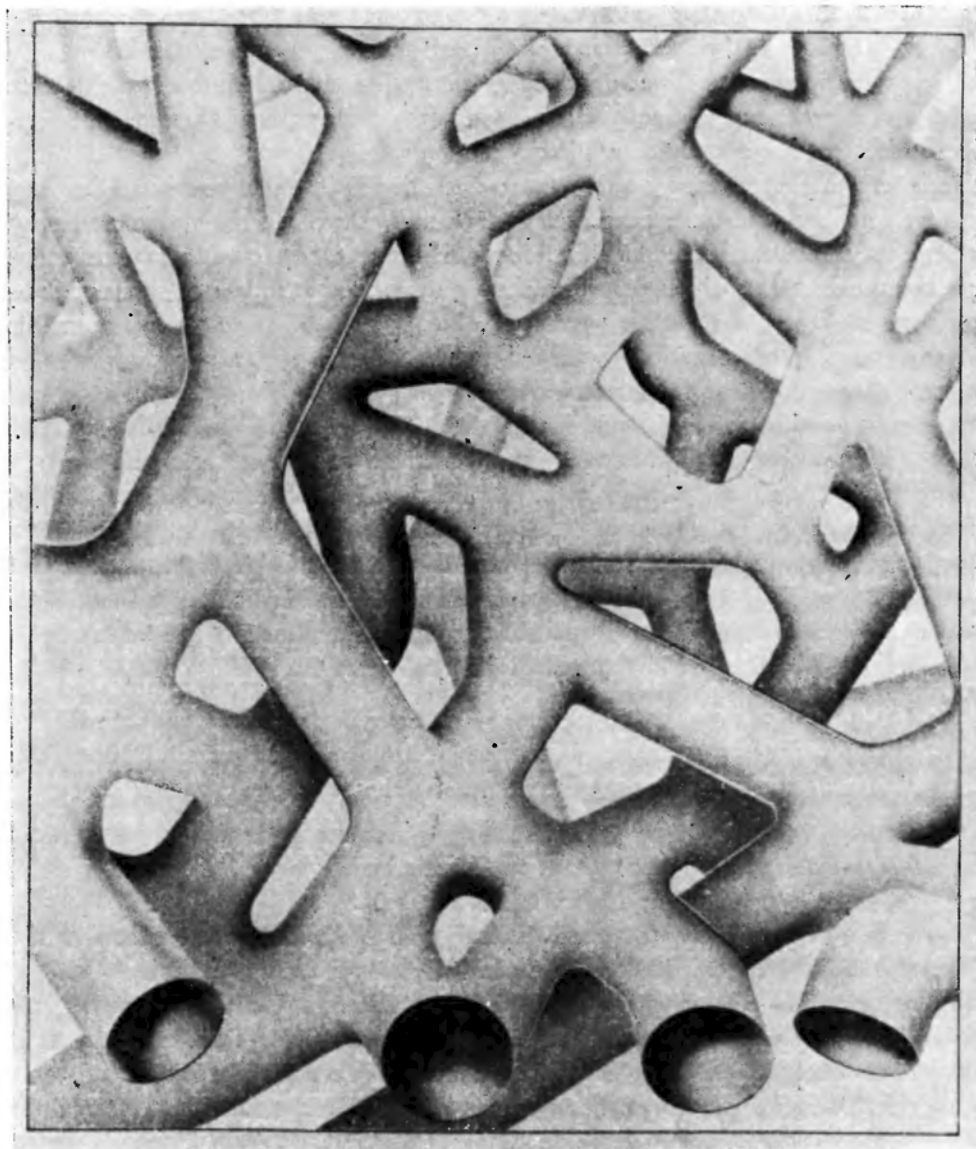
Jednym z najbardziej upórcozych wytworów nieskrępowanej wyobraźni, stale powtarzającym się w literaturze, jest idea fluktuującej topologii. Zasadnicza treść tej idei, zaproponowanej przez Wheelera w 1957 r., jest następująca. Fluktuacje próżniowe pola grawitacyjnego, podobnie jak każdego innego pola, wzrastają dla fal krótszych. Jeśli standardowe wyniki przybliżenia dla słabego pola ekstrapolować w obszar planckowski, to fluktuacje krzywizny stają się tak gwałtowne, że są w stanie wyszarpywać dziury w czasoprzestrzeni i zmieniać jej topologię. Wheeler wyobraża sobie, że próżnia jest w stanie bezustannego wrzenia, w którym raz po raz pojawiają się i znikają „szyjki” i inne, bardziej złożone struktury o rozmiarach rzędu długości Plancka. Wrzenie „widać” tylko na poziomie planckowskim, przy większych odległościach czasoprzestrzeń sprawia wrażenie gładkiej.



Rys. 8. Idea fluktuującej topologii, pojawiająca się w niektórych wersjach kwantowej grawitacji wywołuje poważne trudności pojęciowe. Rysunek przedstawia na dwa sposoby szyjkę tuż po oberwaniu się, czego śladem są dwie „pseudonóżki”. Jeżeli taki proces jest możliwy, to możliwe jest też zjawisko odwrotne — pseudonóżki łączą się w nową szyjkę. Proces odwrotny uznamy za uzasadniony, gdy pseudonóżki są blisko siebie (*u dołu*), ale nie wtedy, gdy wydają się oddalone (*u góry*). Z drugiej strony pojęcia „bliskie” i „dalekie” mają sens z punktu widzenia przestrzeni wyżej wymiarowej, w której rozpatrywana powierzchnia jest zanurzona. Dla obserwatora na powierzchni obie sytuacje są nierozróżnialne

Z miejsca pojawia się tu jedno zastrzeżenie: każdej zmianie topologii nieodłącznie towarzyszy osobiwość w przyczynowej strukturze czasoprzestrzeni, tak że napotykamy te same trudności, które powstają przy hawkingowskim opisie rozpadu czarnej dziury. Załóżmy jednak, że pogląd Wheelera jest poprawny. Jedno z pierwszych pytań, które należy zadać, brzmi: Jaki jest wkład fluktuacji topologicznych do energii próżni i jak wpływają one na opór czasoprzestrzeni (na większych odległościach) wobec wyginania? Do dziś nikt nie dał na to przekonywającej odpowiedzi, głównie dlatego, że nie mamy spójnego obrazu samego procesu zmiany topologii. Aby zrozumieć choć jedną z przeszkód pojawiających się na drodze do uformowania takiego obrazu, rozważmy proces przedstawiony na rys. 8. Zobrazowano tam na dwa sposoby to samo zdarzenie: szyjka właśnie zacisnęła się i oberwała, pozostawiając po sobie dwie „pseudonóżki” na jednospójnej przestrzeni. Jeden obrazek reprezentuje przestrzeń wygiętą, a drugi płaską.

Rozważmy teraz proces odwrotny — tworzenie szyjki. Jeżeli bowiem istnieje skończone prawdopodobieństwo zniknięcia szyjki wskutek zaciśnięcia się, to istnieje również skończone prawdopodobieństwo jej uformowania. I tu pojawia się nowa trudność. Jeśli odwrócić kierunek czasu, to rysunek przedstawia dwie pseudonóżki, spontanicznie rosnące w kwantowej próżni. Ale przypuszczenie, że obie pseudonóżki połączą się i utworzą



Rys. 9. Możliwość, że czasoprzestrzeń ma złożoną topologię wywołuje pytanie o rzeczywistą liczbę wymiarów przestrzeni. Przedstawiona tu powierzchnia jest dwuwymiarowa, lecz liczne złączenia powodują, że imituje ona obiekt trójwymiarowy. Nie jest wykluczone, że przestrzeń, trójwymiarowa w skali makroskopowej, ma faktycznie mniej wymiarów, jest za to topologicznie poskręcana

szyjkę, jest według jednego obrazka uzasadnione, a według drugiego — nie. A przecież fizyczna sytuacja jest na obu obrazkach taka sama. W pierwszym przypadku powstanie szyjki wydaje się uzasadnione, bowiem pseudonóżki zdają się być blisko siebie. Jednakże „bliskość” nie jest wewnętrzną własnością przestrzeni, co natychmiast widać z drugiego rysunku. Pojęcie „bliskości” wymaga istnienia wyżej wymiarowej przestrzeni, w której czasoprzestrzeń jest zanurzona. Co więcej, ta wyżej wymiarowa przestrzeń musi mieć własności fizyczne, za pomocą których fakt bliskości zostanie przekazany z jednej pseudonóżki do drugiej. Ale wówczas czasoprzestrzeń przestaje być Wszechświatem, bowiem on jest czymś więcej. Jeżeli nadal będziemy wierzyć w to, że własności czasoprzestrzeni są dla niej wewnętrzne, nie są zaś wynikiem wpływów czegoś zewnętrznego, to spójny obraz zmian topologii wydaje się nieosiągalny.

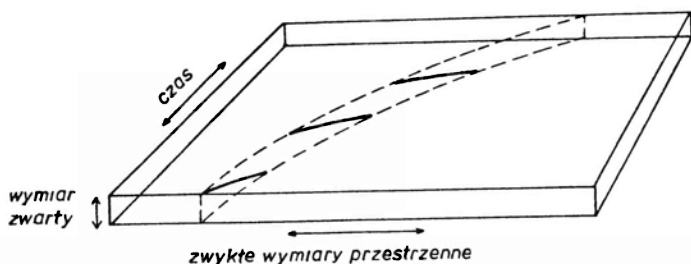
Inną trudnością związaną z ideą fluktuacji topologii jest to, że podważają one makroskopową wymiarowość przestrzeni. Jeżeli szyjki mogą tworzyć się samorzutnie, to i na szyjkach mogą powstawać szyjki, itd., *ad infinitum*. Przestrzeń w takim razie rozwinęłaby się w strukturę, która, chociaż trójwymiarowa przy rozmiarach Plancka, miałaby pozornie cztery lub więcej wymiarów na większych odległościach. Dobrze znanym przykładem takiego procesu jest tworzenie się piany, która zbudowana jest całkowicie z dwuwymiarowych powierzchni, lecz ma strukturę trójwymiarową (rys. 9).

Z powodu trudności takich jak powyższe, niektórzy fizycy doszli do wniosku, że konwencjonalny opis czasoprzestrzeni jako gładkiego continuum załamuje się w skali planckowskiej i musi być zastąpiony czymś innym. Z czego to coś innego się składa, nie zostało nigdy jasno powiedziane. Biorąc pod uwagę sukcesy, jakie odniosła idea continuum w opisie czasoprzestrzeni w skalach odległości różniących się o ponad 40 rzędów wielkości (60 rzędów, jeśli ewentualne jej załamanie następuje dopiero przy długości Plancka), wydaje się co najmniej równie uzasadnione przypuszczenie, że idea ta stosuje się dla wszystkich skal i że zmiany topologii po prostu nie istnieją.

Nawet jeśli topologia przestrzeni jest niezmienna, niekoniecznie musi być ona prosta i to nawet na poziomie mikroskopowym. Jest do pomyślenia, że przestrzeń mogłaby mieć strukturę piany wbudowaną już od samego początku. W takim przypadku wymiar pozorny przestrzeni mógłby być wyższy niż wymiar rzeczywisty. Mogłoby też być odwrotnie: wymiar pozorny mniejszy od rzeczywistego.

Ta ostatnia możliwość zawarta jest w teorii wysuniętej przez Theodora Kaluzę w 1921 r. i Oskara Kleina w 1926 r. W teorii Kaluzy-Kleina przestrzeń jest czterowymiarowa, a czasoprzestrzeń — pięciowymiarowa. Powodem, że przestrzeń *wydaje się* mieć trzy wymiary jest to, że w jednym z wymiarów przestrzeni jest cylindryczna, niczym w modelu wszechświata omówionym wcześniej, różniąc się jednak od niego ważną własnością: obwód wszechświata w kierunku cylindrycznym wyraża się nie w miliardach lat świetlnych, tylko w jednostkach Plancka (przypuszczalnie 10 lub 100). Wskutek tego obserwator usiłujący podróżować w czwartym wymiarze przestrzennym niemal natychmiast wraca do punktu wyjścia. W rzeczywistości nie ma nawet sensu mówić o takich próbach, bowiem same atomy, z których zbudowany jest obserwator, są wielokrotnie większe od obwodu w tym wymiarze. Czwarty wymiar jest po prostu nieobserwowalny jako taki.

Niemniej jednak wymiar ten może dać znać o sobie w inny sposób: jako światło! Kaluza i Klein wykazali, że jeżeli ich pięciowymiarową czasoprzestrzeń potraktować matematycznie w dokładnie taki sam sposób, jak Einstein zrobił to z czasoprzestrzenią czterowymiarową, to wówczas ich teoria jest równoważna połączonej teorii elektromagnetyzmu Maxwella i teorii grawitacji Einsteina. Składowe pola elektromagnetycznego występują *implicite* w równaniu krzywizny czasoprzestrzeni. A zatem Kaluza i Klein skonstruowali pierwszą udaną jednolitą teorię pola, teorię dającą geometryczne wyjaśnienie promieniowania elektromagnetycznego.



Rys. 10. Dodatkowe wymiary przestrzenne, oprócz znanych trzech, mogłyby istnieć, gdyby miały „zwartą” postać, np. w czwartym wymiarze przestrzeni mogłaby być zwinięta w cylinder o obwodzie rzędu 10^{-32} cm. Na rysunku taki hipotetyczny zwarty wymiar został „rozwinęty” i zaznaczony jako pionowa oś na diagramie czasoprzestrzennym. Trajektoria cząstki może zatem mieć składową cykliczną: gdy osiąga maksymalną wartość współrzędnej w zwartym wymiarze, wraca do punktu początkowego. Trajektoria obserwowana jest rzutem rzeczywistej trajektorii na makroskopowe wymiary czasoprzestrzeni. Trajektoria geodezyjna przedstawia wówczas cząstkę naładowaną poruszającą się w polu elektrycznym. Teoria tego typu, łącząca grawitację i elektromagnetyzm, została podana w latach dwudziestych przez T. Kaluzę i O. Kleina. Zainteresowanie takimi teoriami obecnie znacznie wzrosło

W pewnym sensie teoria Kaluzy–Kleina była zbyt udana. Wprawdzie unifikowała teorię Maxwella i Einsteina, ale nie przewidywała niczego nowego, nie mogła więc być zweryfikowana. Powodem tego był fakt, że Kaluza i Klein nałożyli ograniczenia na zakrzywienie czasoprzestrzeni w dodatkowym wymiarze. Bez tych ograniczeń teoria przewidywała nowe fakty, niestety nie pasujące do rzeczywistości. Uznano ją zatem za piękną ciekawostkę i odłożono do lamusa.

Wyciągnięto ją z lamusa w latach sześćdziesiątych, gdy zrozumiano, że teorie pól cechowania, wzbudzające w owym czasie coraz większe zainteresowanie, dadzą się sformułować jako teorie typu teorii Kaluzy–Kleina, w których przestrzeń wyposażona jest nie w jeden, lecz kilka dodatkowych wymiarów mikroskopowych. Zabłyśła nadzieja, że całą fizykę da się wyrazić za pomocą geometrii. Pojawiło się zatem ważne pytanie: co się stanie, jeżeli usunąć ograniczenia na krzywiznę w tych dodatkowych, zwartych wymiarach.

Jedną z rzeczy, których można wówczas oczekiwać, są fluktuacje krzywizny w dodatkowych wymiarach. Przejawem tych fluktuacji będą cząstki o dużej masie; jeśli obwód w ekstra wymiarach jest rzędu 10 jednostek Plancka, to masa stowarzyszonych cząstek jest około jednej dziesiątej masy Plancka, czyli ok. 10^{-6} g. Energia konieczna do wykreowania takich cząstek jest ogromna, toteż pojawiają się one niezmiernie rzadko.

W praktyce nie odgrywa zatem żadnej roli to, czy ograniczenia na fluktuacje krzywizny zostaną nałożone czy nie. Pozostają jednak inne problemy. Głównym z nich jest fakt, że potężna krzywizna w ekstra wymiarach jest źródłem olbrzymiej gęstości energii klasycznej próżni. Zaś wielka energia próżni jest wykluczona przez obserwacje.

Modele typu Kaluzy–Kleina nigdy nie były rozwijane z całym przekonaniem i ich rola w fizyce jest nadal niepewna. Jednakże w ostatnich kilku latach zostały one ponownie wnikliwie przebadane, tym razem w związku z doniosłym uogólnieniem teorii Einsteina, znanym pod nazwą supergrawitacji, dokonany w 1976 r. przez Daniela Z. Freedmana, Petera van Nieuwenhuizena i Sergia Ferrarę oraz, w ulepszonej wersji, przez Stanleya Desera i Bruna Zumino.

Jedną z wad standardowych modeli typu Kaluzy–Kleina jest to, że przewidują one tylko istnienie cząstek o spinie 0, \hbar i $2\hbar$, oraz że cząstki te są bądź bezmasowe, bądź superciężkie. Brak natomiast miejsca dla zwykłej materii, złożonej głównie z cząstek o spinie $\frac{1}{2}\hbar$. Okazuje się jednak, że jeśli teorię Einsteina zastąpić supergrawitacją, a czasoprzestrzeń potraktować metodami Kaluzy–Kleina, otrzymuje się łączny opis wszystkich spinów.

W najbardziej modnym obecnie supermodelu Kaluzy–Kleina czasoprzestrzeń jest wzbogacona o 7 dodatkowych wymiarów. Wymiary te mają topologię sfery siedmiowymiarowej, przestrzeni obdarzonej szeregiem niezwyklej własności. Powstająca w ten sposób teoria jest niezmiernie bogata i skomplikowana, m. in. przewiduje ogromne multiplety cząstek. Ich masy są nadal bądź równe zeru bądź skrajnie wielkie, ale istnieje możliwość, że „złamanie” symetrii sfery siedmiowymiarowej nada niektórym cząstkom masy bardziej realistyczne. Nadal też utrzymuje się wielka energia klasycznej próżni, ale mogłaby być ona skompensowana ujemną energią próżni kwantowej. Nie wiemy jeszcze, czy powyższe sposoby udoskonalenia teorii powiodą się. Doprawdy wiele jeszcze pracy trzeba wykonać, by ustalić, co właściwie przewiduje teoria supergrawitacji.

Gdyby duch Einsteina mógł zstąpić na Ziemię i śledzić losy swej teorii, byłby niewątpliwie zdumiony i — sędzę — zadowolony. Byłby zadowolony, że fizycy w końcu, po latach wahania, zdecydowali się przyjąć jego pogląd, że teorie matematycznie eleganckie zasługują na to, by je wnikliwie badać, nawet jeśli nie wydają się bezpośrednio pasować do rzeczywistości. Byłby również zadowolony, że fizycy odważyli się uwierzyć w możliwość stworzenia jednolitej teorii pola. Byłby szczególnie zadowolony widząc, że jego dawne marzenie, by całą fizykę sprowadzić do geometrii, zaczyna się teraz z wolna urzeczywistniać.

Ale nade wszystko byłby zdumiony. Zdumiony tym, że teoria kwantów, niezmienniona, taka jaką znał, nadal tkwi w samym centrum tego wszystkiego, wzbogacając teorię pola i sama będąc przez nią wzbogacana. Einstein nigdy nie wierzył, by teoria kwantów wyrażała ostateczną prawdę. Nigdy nie pogodził się z wynikającym z niej indeterminizmem i wierzył, że kiedyś zastąpi ją nieliniowa teoria pola. Stało się coś dokładnie przeciwnego. Teoria kwantów wkroczyła do teorii Einsteina i przeobraziła ją.

Tłumaczył Leszek M. Sokolowski

Obserwatorium Astronomiczne UJ
Kraków

Literatura uzupełniająca

- [1] *General Relativity: An Einstein Centenary Survey*, red. S. W. Hawking i W. Israel, Cambridge University Press 1979.
- [2] *Quantum Gravity II*, red. C. Isham, R. Penrose i D. W. Sciama, Oxford University Press 1981.

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Dnia 16 października 1984 r., w dziesiątą rocznicę śmierci prof. Wojciecha Rubinowicza, odbyło się w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie uroczyste seminarium poświęcone jego pamięci. Seminarium zorganizowane zostało wspólnie przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, Instytut Fizyki PAN oraz Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Referaty wygłosili: prof. R. S. Ingarden, prof. W. Królikowski i doc. A. Kujawski. Poniżej podajemy teksty wszystkich trzech wystąpień.

Redakcja

Wojciech Królikowski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Wojciech Rubinowicz — Wielki Fizyk Okresu Przełomu Adalbert Rubinowicz — Eminent Physicist of the Transition Period

Abstract: In the Adalbert Rubinowicz scientific life, especially important role has been played by the transition time between the Bohr and Sommerfeld pioneer work and the discovery of new laws of quantum mechanics by Heisenberg, Schrödinger, Dirac and Born.

Wojciech Rubinowicz należał do tego wyróżnionego przez historię grona fizyków, którzy uczyli się teorii kwantów nie z podręczników, ale z własnej pracy badawczej. Co więcej, był on znakomitym członkiem tego grona, wywierając widoczny wpływ na rozwój teorii kwantów, zwłaszcza w okresie pośrednim pomiędzy odkryciem przez Bohra w 1913 r. warunków kwantowych, a sformułowaniem przez Heisenberga, Schrödingera, Diraca i Borna w latach 1925–26 praw mechaniki kwantowej. Szczególną rolę w życiu naukowym Rubinowicza odegrał dwuletni pobyt w latach 1917–18 w znakomitej szkole Sommerfelda w Monachium, gdzie powstało *opus magnum* Rubinowicza w zakresie teorii kwantów, zawierające sławne reguły wyboru i reguły polaryzacji dla elektrycznego dipolowego promieniowania atomu [1]. Rubinowicz odkrył je opierając się na warunkach Bohra uzupełnionych w 1915 r. przez Sommerfelda. Istotnym, oryginalnym elementem

rozumowania Rubinowicza było uwzględnienie momentu pędu pola elektromagnetycznego zbilansowanego w aktach emisji i absorpcji promieniowania ze skwantowanym momentem pędu atomu. W dziesięć lat później, w 1928 r. znalazł Rubinowicz, już na gruncie mechaniki kwantowej, analogiczne reguły wyboru dla promieniowania elektrycznego kwadrupolowego [2], wyjaśniając m. in. występowanie zielonej linii o długości fali 5577,35 Å w widmie zorzy polarnej. Linia ta, odpowiadająca przejściu $(2s^2 2p^4)^1 D_2 \rightarrow (2s^2 2p^4)^1 S_0$ w atomie tlenu, była wzbroniona przez reguły wyboru dla promieniowania elektrycznego dipolowego. Chciałbym zwrócić uwagę na fakt, że sprawa ta należała wówczas do głównego nurtu rozwoju fizyki, podobnie jak dwadzieścia lat później sprawa przesunięcia Lamba–Retherforda w widmie wodoru. Reguły Rubinowicza w pełni funkcjonują po dzień dzisiejszy, mimo że ich początek sięga okresu sprzed powstania mechaniki kwantowej.

Praca o regułach wyboru i polaryzacji opublikowana w 1918 r. była jedną z pierwszych prac Rubinowicza, a jednocześnie jedną z najważniejszych. Miał wtedy 29 lat (urodził się w 1889 w małej miejscowości Sadogóra na Bukowinie, na wschodnich rubieżach ówczesnej Monarchii Austro-Węgierskiej). Był to okres sukcesów młodych i bardzo młodych ludzi. Na przykład, Heisenberg odkrywając mechanikę kwantową miał 24 lata, Pauli w momencie formułowania zasady wykluczania — 25 lat. *Nota bene* obaj przeszli przez szkołę Sommerfelda. Profesor Rubinowicz wykładając teorię kwantów na Uniwersytecie Warszawskim w okresie po II wojnie światowej zwykł na pierwszym wykładzie przytaczać studentom dla zachęty statystykę wielkich odkryć dokonanych przez młodych ludzi. Pamiętam również, jak kiedyś upomniał Dąbrowskiego, Plebańskiego i mnie, gdy byliśmy jego asystentami w Katedrze Mechaniki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, że „Panowie się uczycie i uczycie, a tu trzeba coś zrobić!” Mieliśmy wtedy pewnie po ok. 24 lata i nauczyliśmy się dość intensywnie, głównie matematyki, która była bardzo popularna na Uniwersytecie Warszawskim dzięki wykładom Kuratowskiego, Borsuka, Mazura i Mostowskiego. W owym okresie prof. Rubinowicz dawał nam znakomite i bardzo fizyczne tematy prac doktorskich, za które byliśmy mu głęboko wdzięczni, ale miałem wówczas wrażenie, że wolałybyśmy sami je wymyślić. Z tą sprawą wiąże się, być może, uwaga zawarta w autobiograficznej notatce Rubinowicza (w [4]), że tematy jego prac napisanych w Monachium były jego własne i nie pochodziły od Sommerfelda, ani nikogo innego. Charakterystyczna jest również inna wzmianka w tej notatce autobiograficznej, wspominająca pierwsze jego spotkanie z wielkim mistrzem Sommerfeldem w Monachium. Rubinowicz pokazał wtedy Sommerfeldowi swoją pracę zawierającą ściśle rozwiązanie problemu dyfrakcyjnego na klinie w ramach podejścia Sommerfelda. Mistrz powiedział wtedy, że Rubinowicz jest matematykiem i zapytał się, czego właściwie od niego chce. Odpowiedź Rubinowicza nie jest znana, natomiast wiadomo, że Sommerfeld szybko się zdecydował uważać Rubinowicza za fizyka.

W okresie pobytu w Monachium w latach 1917–18 opublikował Rubinowicz również inną ważną pracę w zakresie teorii kwantów, w której warunki kwantowe Bohra–Sommerfelda przeniósł na pole elektromagnetyczne [3]. Ta mniej znana publikacja Rubinowicza odgrywa na gruncie teorii Bohra–Sommerfelda analogiczną rolę do sławnej pracy Heisenberga i Pauliego o kwantyzacji pola elektromagnetycznego na gruncie mechaniki kwantowej. Praca ta nosi tytuł „Zur Quantelung der Hohlraumstrahlung”. Pozwolę sobie ją krótko streścić. Opierając się na pracy Lorentza z 1908 r. wprowadza Rubinowicz współ-

rzędne kanoniczne dla pola elektromagnetycznego we wnętrzu o kształcie kostki o krawędzi L , jako zależne od czasu współczynniki q_i przy elektrycznych drganiach własnych. Wtedy zawarte we wnętrzu energie elektryczną i magnetyczną może przedstawić odpowiednio w postaciach

$$V = \frac{1}{2} \int E^2 d^3r = \frac{L^3}{16} \sum_i q_i^2$$

oraz

$$T = \frac{1}{2} \int B^2 d^3r = \frac{L^3}{16} \sum_i \frac{\dot{q}_i^2}{\omega_i^2}$$

wykazujących daleko idącą analogię z energią potencjalną i kinetyczną układu oscylatorów. Następnie obliczając pędy kanoniczne

$$p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} = \frac{L^3}{8} \frac{\dot{q}_i}{\omega_i^2}$$

wypisuje Rubinowicz dla pola elektromagnetycznego równania Hamiltona–Jacobiego (gdzie $p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i}$)

$$\frac{4}{L^3} \sum_i \omega_i \left(\frac{\partial S}{\partial q_i} \right)^2 + \frac{L^3}{16} \sum_i q_i^2 = E.$$

Ponieważ równanie to jest separowalne w sposób oczywisty na ruchy periodyczne, można tu łatwo nałożyć warunki kwantowe

$$\int p_i dq_i = n_i h \quad (n_i = 0, 1, 2, \dots),$$

gdzie całki rozciągają się na całe okresy $2\pi/\omega_i$ drgań $q_i = A_i \cos \omega_i(t - t_0)$ ($\omega_i = 2\pi\nu_i = 2\pi \frac{c}{2L} |a_i|$, a_i = wektor o składowych całkowitych)

$$\int p_i dq_i = \int_0^{2\pi/\omega_i} p_i \dot{q}_i dt = \int_0^{2\pi/\omega_i} \frac{L^3}{8} \frac{\dot{q}_i^2}{\omega_i^2} dt = \frac{L^3}{16} \frac{A_i^2}{\omega_i/2\pi}.$$

Stąd $\frac{L^3}{16} A_i^2 = n_i \hbar \omega_i$, a więc

$$E = T + V = \frac{L^3}{16} \sum_i \left(\frac{\dot{q}_i^2}{\omega_i^2} + q_i^2 \right) = \frac{L^3}{16} \sum_i A_i^2 = \sum_i n_i \hbar \omega_i,$$

tnz. Rubinowicz pokazuje, że energia pola elektromagnetycznego we wnętrzu jest skwantowana.

W okresie po II wojnie światowej, w którym poznałem prof. Rubinowicza, był on dość sceptycznie nastawiony do aktualnego nurtu rozwoju teorii, którym była wówczas elektrodynamika kwantowa, mimo że sam był jednym z twórców teorii promieniowania. Przyczyną tego sceptycyzmu były znane rozbieżności w elektrodynamice kwantowej, które traktował jako poważną sprzeczność, a nie tylko jako chwilowe niedociągnięcie w zasadzie zdrowej teorii, jak je oceniał wtedy o ok. dziesięć lat młodszy Pauli. Może dodajmy, że Pauli z kolei był sceptyczny w stosunku do późniejszego rozwoju teorii pola akceptującego wprowadzone przez Gell-Manna łamane symetrie, które, jak wiadomo, odgrywają istotną rolę w fizyce cząstek elementarnych. Wydaje się, że Dirac do końca życia podzielał pogląd Rubinowicza na temat rozbieżności w elektrodynamice kwantowej, z tym, że wyciągał z ich występowania radykalny wniosek, że matematyka współczesna poszła w kierunku niedostosowanym do rozwoju fizyki kwantowej. Tymczasem większość teoretyków już od paru dekad przyzwyczaiła się do rozbieżności w kwantowej teorii pola, ucząc się z nimi doraźnie walczyć w sposób jednoznaczny i prowadzący do zgodności z doświadczeniem, przynajmniej na poziomie metod perturbacyjnych (gdy je można stosować). Być może jednak jakiś moment obrachunku z tym problemem jest przed nami.

Chciałbym, żeby na zakończenie pozwolili mi Państwo na pewną uwagę, która zawsze mi się nasuwa, gdy myślę o okresie, na który przypadają wczesne prace Rubinowicza. Mówiąc bardzo schematycznie, postęp w fizyce składa się z aktów odkrywania nowych faktów fizycznych (przez które rozumiem nowe obiekty bądź nowe efekty fizyczne) oraz z okresów formowania się nowych idei prowadzących do odkrycia nowych praw fizyki. Okres, w którym działał młody teoretyk, Wojciech Rubinowicz, był okresem niezwyklego rozwoju idei fizycznych, jakiego chyba nie znają dzieje nauki, zakończonego największym jak dotąd przełomem w naszej znajomości praw rządzących światem fizycznym. Prawa, które wtedy poznano rządzą po dziś dzień bez żadnych zmian i wyjątków wszystkimi zjawiskami fizycznymi, o ile tylko wiemy jak te prawa zastosować do nowych faktów fizycznych, które obecnie poznajemy w coraz bardziej przyspieszonym tempie. Nie obserwujemy w tej chwili żadnej sprzeczności między faktami fizycznymi a teorią kwantów, o ile, jak mówiłem, potrafimy jej prawa zastosować. Sytuacja ta jest bardzo różna od sytuacji, która występowała na schyłku fizyki klasycznej, gdy pojawiły się wyraźne, dobrze sprecyzowane sprzeczności między teorią a doświadczeniem. Wspomniane wyżej rozbieżności w elektrodynamice kwantowej nie są sprzecznościami tego rodzaju, ponieważ po renormalizacji prowadzą do zgodności z doświadczeniem, a więc do nowych sukcesów teorii. Pytaniem naszych czasów jest nie tyle pytanie o zgodność z teorią kwantów, ile raczej pytanie, jakimi układami dynamicznymi w ramach schematu teorii kwantów są nowo poznawane obiekty. W szczególności, skąd się biorą cechy, względnie parametry, które fenomenologicznie przypisujemy tym obiektom, takie jak masa, ładunek, kolor, typ generacji itp. Oczywiście, nie jest wykluczone *a priori*, że próby odpowiedzi na to pytanie mogą doprowadzić do zmian w teorii kwantów.

Jeśli moje pokolenie fizyków polskich może w pewnej mierze uczestniczyć w tym fascynującym rozwoju wydarzeń w fizyce, jest to dla wielu z nas szczęśliwą konsekwencją zetknięcia się w odpowiedniej chwili z osobowością profesora Wojciecha Rubinowicza.

Literatura

- [1] A. Rubinowicz, *Physik Zeitschr.* **19**, 441 (1918); także [w] A. Rubinowicz, *Selected Papers*, PWN, Warszawa 1975, str. 31.
- [2] A. Rubinowicz, [w] Sommerfeld-Festschrift, str. 123 (Leipzig 1928); *Physik. Zeitschr.* **29**, 817 (1928), *Naturwissenschaften* **18**, 227 (1930).
- [3] A. Rubinowicz, *Physik. Zeitschr.* **18**, 96 (1917); także [w] A. Rubinowicz, *Selected Papers*, PWN, Warszawa 1975, str. 7.
- [4] A. Rubinowicz, *Selected Papers*, PWN, Warszawa 1975.

**WIELOKANAŁOWY
SPEKTROMETR
RENTGENOWSKI**

SRM-20M

do prowadzenia szybkościowej automatycznej analizy wieloskładnikowej nieciągłych próbek materiałów fluorescencyjną metodą widma rentgenowskiego w zakresie od Na do U.

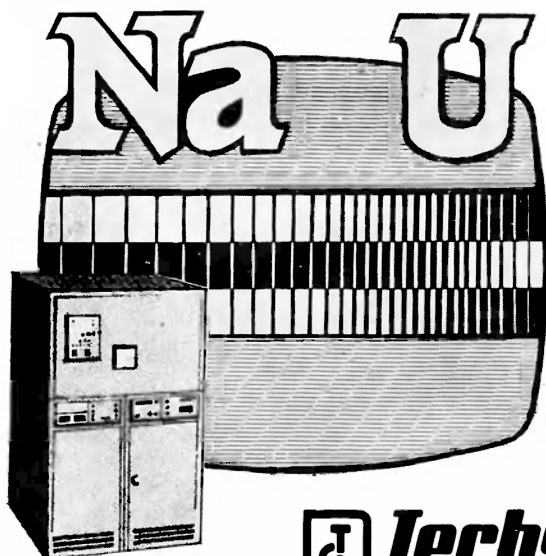
UMOŻLIWIA ANALIZĘ

- *stali*
- *żeliwa*
- *żużli*
- *metali kolorowych i ich stopów*
- *cementu*
- *materiałów silikatowych*
- *rud*
- *minerałów*

w warunkach zakładów przemysłowych.

Ilość jednocześnie określanych pierwiastków12

Odznacza się niezawodnością i wysokimi parametrami analitycznymi.



Eksporter:

V/O "Techsnabexport"

ZSRR, 121200, MOSKWA
Smolenskaja-Siennaja pł.
32/34

Teleks: 411328 tse su
Telefon: 244-32-85



Techsnabexport
USSR MOSCOW

Roman S. Ingarden

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

Wojciech Rubinowicz jako fizyk matematyczny

Adalbert Rubinowicz as a Mathematical Physicist

Abstract: A short review of the contribution of A. Rubinowicz to mathematical physics is given together with a presentation of his views on the relation between mathematics and physics based on personal recollections.

Wśród tzw. matematyków czystych krąży podobno powiedzenie [1]: „Czysta matematyka robi to, co się da, tak jak trzeba, a matematyka stosowana — to, co trzeba, tak jak się da”. Otóż Wojciech Rubinowicz, jakim go znałem, robił w nauce wszystko tak, jak uważał, że trzeba, a nie tak, jak się da. Pod tym względem był więc raczej matematykiem niż fizykiem. Słusznie zatem ocenił go Sommerfeld w czasie ich pierwszego osobistego zetknięcia, gdy powiedział: „Pan jest właściwie matematykiem, czego Pan u mnie szuka?”. Otóż Rubinowicz pokazał mu wówczas swoją pracę doktorską wykonaną w r. 1914 w Czerniowcach, która nosiła tytuł „Zur Frage der strengen Lösung einiger Baugungsprobleme am Keil und Winkelspiegel” („O zagadnieniu ścisłego rozwiązania pewnych problemów ugięcia na klinie i zwierciadle kątowym”). Była to próba dalszego rozwinięcia słynnej pracy habilitacyjnej Sommerfelda „Mathematische Theorie der Diffraction” opublikowanej w *Mathematische Annalen* w 1896 r., która do dziś pozostaje jednym z najpiękniejszych przykładów zastosowania czystej matematyki (w tym przypadku teorii funkcji analitycznych) do ścisłego rozwiązania trudnego problemu fizycznego. Wiele lat później Rubinowicz napisał o Sommerfeldzie: „Gdy widziało się jak Sommerfeld posługuje się aparatem matematycznym, musiało się go uważać za matematyka. Charakterystyczne dla niego były takie powiedzenia jak: «należy zawsze dążyć do ścisłego rozwiązania problemu matematycznego, jaki spotyka się w fizyce. Często mniej trudu wymaga ścisłe rozwiązanie problemu, niż wyszukanie odpowiednich rozwiązań przybliżonych», co z pewnością zachodzi w przypadku jego pracy dyfrakcyjnej. Jednakże dla Sommerfelda fizyczne postawienie problemu było zawsze główną sprawą”. Trzeba jednak pamiętać, że Sommerfeld był bardzo bogatą naturą, we wczesnej młodości interesował się bardziej humanistyką niż naukami ścisłymi, potem zainteresował się głównie matematyką studiując jednak równocześnie ekonomię polityczną i filozofię. Otrzymał doktorat matematyki w Królewcu i habilitował się z tego przedmiotu w Getyndze u Feliksa

Kleina na podstawie właśnie wspomnianej pracy, a w rok później został profesorem matematyki w Akademii Górniczej w Clausthal. Potem pociągnęła go jednak mechanika techniczna (był profesorem tego przedmiotu w Akwizgranie), a dopiero w wieku ponad 40-tu lat zajął się na dobre fizyką teoretyczną jako profesor tego przedmiotu w Monachium. Rubinowicz więc spóźnił się jakby o lat 20, jeśli chodzi o Sommerfelda. Spóźnienie to jednak wyszło mu na dobre, został bowiem polskim Sommerfeldem, fizykiem z duszą matematyka.

Gdy staram się wywołać w mojej pamięci żywe wspomnienie Wojciecha Rubinowicza, którego znałem w ciągu ponad 35 lat, przypominają mi się przede wszystkim jego słowa: „Proszę Pana, zadaniem fizyki jest dyskusja rozwiązań matematycznych”. Przyznam się, że długo musiałem się oswajać z właściwym sensem tego powiedzenia zanim go w pełni zrozumiałem. Początkowo wydawało mi się zbyt ograniczające zadania fizyki, jakby za mało ambitne. Ale co tu znaczy słowo „dyskusja”? Otóż jest to tylko pozornie skromna nazwa dla czegoś co jest ściśle równoważne pojęciu „dialektyki”. Różnica leży tylko w tym, że pierwsze słowo pochodzi z łaciny, a drugie z greki i dlatego pierwsze brzmi dla nas jakby trochę bardziej swojsko, a drugiemu, przeważnie dobrze nie rozumianemu, ludzie są skłonni przypisywać jakieś niemal mistyczne znaczenie. Oto co mówi słownik oksfordzki: „discussion = examination by argument, a debate”, „dialectic or dialectics = art of investigating of truth by opinions, testing of truth by discussion, logical disputation”. W słowniku greckim Węclewskiego tłumaczy się „dialego, διαλέγω” jako „wybrać, wyszukać, coś w duchu rozłożyć, rozważyć, zastanowić się, rozmówić się, rozmawiać, ...o Sokratesowych rozmowach zwłaszcza”, a „he dialektike, ἡ διαλεκτική, domyślnie he dialektike technē, ἡ διαλεκτική τέχνη, sztuka rozprawiania, dialektyka”. W powiedzeniu Rubinowicza chodzi może nie tyle o Sokratesowskie roztrząsanie (choćż właściwie dlaczego nie?), tj. o roztrząsanie logiczne, ile po prostu, i przede wszystkim, o porównanie wyników i pojęć matematycznych z doświadczeniem, a więc o rzecz najtrudniejszą pod słońcem. Choć *explicite* nie ma tu mowy w ogóle o fizyce doświadczałnej, właśnie o nią chodzi domyślnie jako o metodę weryfikacji, a raczej falsyfikacji teorii matematycznych zjawisk fizycznych. Wydaje mi się, że w tym skromnym, jakby marginesowym powiedzeniu leży więc bardzo głębokie zrozumienie natury zarówno fizyki jak matematyki. Bezpośrednio Rubinowicz filozofią interesował się mało, jak i polityką, być może dlatego, że miał w Czerniowcach raczej nieciekawego profesora filozofii, Ryszarda Wahle. Żył jednak w bogatej atmosferze filozoficznej ówczesnej Austrii, a potem Lwowa, miał w swojej bibliotece książki Macha i innych filozofujących fizyków. Nie dostrzegłem wprawdzie w jego bibliotece książki Karla Poppera *Logik der Forschung* wydanej w Wiedniu w 1935 r. (egzemplarz tej książki odziedziczyłem po moim ojcu, a nie po Rubinowiczu, który ofiarował mi wiele swoich książek), jest jednak ciekawe, że w lapidarnym powiedzeniu Rubinowicza tkwi właściwie sens krytyki Poppera machizmu i neopozytywizmu wiedeńskiego, krytyki tzw. „indukcji niezupełnej”, „ekonomii myślenia”, „zdań protokolarnych” itp. Fizyka według Rubinowicza to nie zbiór „zdań protokolarnych” opisujących wyniki doświadczeń ani ich ekonomiczny zapis, nie ośmielający się określić co właściwie te zdania mówią o rzeczywistości, lecz przeciwnie — jest to model matematyczny rzeczywistości falsyfikowany przez doświadczenie. Teoria matematyczna musi więc być naprzód zinterpretowana, aby móc być zweryfikowana, i to właśnie jest

zadaniem dyskusji fizycznej, rzecz bardzo ambitna i bardzo trudna. Z drugiej strony Rubinowicz nie uznawał żadnej „uproszczonej” matematyki, matematyki na użytek fizyków, jakiejś ułatwionej i po części zafałszowanej. Wiedział dobrze, że w matematyce nie ma „drogi królewskiej”, nawet dla fizyków. Dlatego sam uprawiał matematykę na serio na potrzeby fizyki, właściwie wszystkie prawie jego prace z teorii dyfrakcji są tego typu. Niektóre jego publikacje mają jednak czysto matematyczny charakter i ich zastosowanie do fizyki leży tylko w dalszym tle jako potencjalna możliwość. Należą tu np. dwie obszerne prace, pierwsza o mieszanym zagadnieniu brzegowym równań hyperbolicznych drugiego rzędu wykonana w Wiedniu w 1917 r. i opublikowana w *Monatshefte für Mathematik und Physik* [2] i druga o całkowaniu równania falowego na powierzchniach Riemanna, wykonana we Lwowie w 1925 r. i opublikowana w *Mathematische Annalen* [3] (pierwsza liczy 13, a druga 40 stron), a także mniejsza objętościowo (4 str. dwuszpaltowe) o jednoznaczności rozwiązań równań Maxwella, również wykonana we Lwowie w 1926 r. i opublikowana w tymże roku w *Physikalische Zeitschrift* [4]. Dwie pierwsze prace zawierają klasyczne wyniki, które weszły na stałe do literatury podręcznikowej, są cytowane np. pierwsza w znanej monografii problemu Cauchy’ego w równaniach cząstkowych hyperbolicznych Jacques Hadamarda [5], i w *Metodach Fizyki Matematycznej*, t. 2 Couranta i Hilberta [6], a druga w dwutomowej monografii Mirosława Krzyżańskiego o równaniach cząstkowych drugiego rzędu [7]. Trzecia praca (również cytowana w książce Couranta i Hilberta) jest interesująca z fizycznego punktu widzenia, gdyż Rubinowicz podaje inny dowód twierdzenia o jednoznaczności dla równań Maxwella niż znany dowód H. Webera z podręcznika Riemanna i Webera równań różniczkowych fizyki matematycznej. Chodzi o to, że dowód Webera korzysta *explicite* z wartości początkowych zadanych w nieskończoności, które są przecież doświadczalnie niedostępne, natomiast dowód Rubinowicza pokazuje, że wystarczy zadać wartości brzegowe i początkowe w skończoności, aby otrzymać jednoznaczne rozwiązanie w ograniczonej czasoprzestrzeni i tylko asymptotycznie w nieskończoności. Widać więc, że dla niego matematyka ma tylko wtedy wartość dla fizyki, o ile da się doświadczalnie interpretować. Wyjaśnia to poniekąd, że Rubinowicz odrzucając stanowisko neopozytywistyczne nie przechodzi tym samym na punkt widzenia idealizmu czy racjonalizmu platońskiego, często głoszony przez współczesnych mu fizyków, jak np. W. Heisenberg i C. F. von Weizsäcker. Rozum był dla niego tylko organem myślenia, jakby zmysłem orientacji w rzeczywistości, ale nie bezpośredniej obserwacji. Sądzę więc, że Rubinowicz solidaryzowałby się poniekąd z poglądem na matematykę Karola Darwina z jego autobiografii, w której czytamy: „W późniejszych latach nie mogłem sobie wybaczyć, że nie starczyło mi cierpliwości, aby opanować matematykę choćby na tyle, aby zrozumieć jej wielkie idee przewodnie. U ludzi, którzy opanowali te idee jest jakby o jeden organ zmysłów więcej niż u zwykłych śmiertelników”. Dodalibyśmy jednak zgodnie z koncepcją Rubinowicza, że organ ten nie dostarcza nowych danych o świecie, tylko przerabia na symbole i konfrontuje ze sobą dane innych zmysłów przy pomocy operacji logicznych, czyli matematycznych. Z drugiej strony, jak sądzą na podstawie znajomości postawy naukowej Rubinowicza objawiającej się w jego pracach i w licznych dyskusjach z nim, nie mógłby się on podpisać pod całością następujących poglądów Heisenberga z jednej z jego wypowiedzi [1]: „To, czego naprawdę potrzeba, to zmiana pojęć podstawowych. Będziemy musieli zarzucić filozofię

atomizmu Demokryta oraz pojęcie cząstki elementarnej. Powinniśmy w to miejsce przyjąć pojęcie podstawowych symetrii wywodzących się z filozofii Platona. Podobnie jak Kopernik i Galileusz w swych metodach zarzucili opisową naukę Arystotelesa i zwrócili się ku strukturalnej nauce Platona, tak prawdopodobnie i my będziemy zmuszeni porzucić pojęcia atomowego materializmu Demokryta i przyjąć ideę symetrii z filozofii Platona". Jako uczniowi Rubinowicza wydaje mi się, że idee strukturalne, idee symetrii itp., nie są sprzeczne z koncepcją świata materialnego i muszą w podobny sposób podlegać falsyfikacji doświadczalnej, jak wszelkie inne. Nowe pojęcia są potrzebne nie dlatego, że świat realny nie istnieje, nie istnieją cząstki elementarne itp., ale dlatego, aby właśnie te realności scharakteryzować. Z drugiej strony zgadzam się w zupełności, że czysto opisowa metoda nie wystarcza: chcemy świat nie tylko opisać, ale i zrozumieć, właśnie przy pomocy naszego organu myślenia, choć musimy zdawać sobie sprawę z organiczności i w pewnym sensie dowolności tego myślenia. Granicą tej dowolności jest zawsze skończone doświadczenie i na to właśnie m. in. zwraca uwagę *explicite* Rubinowicz we wspomnianej pracy w *Physikalische Zeitschrift*.

Trzeba podkreślić jednak, że Rubinowicz — w przeciwieństwie do Sommerfelda — nie był matematykiem zawodowym, nie był matematykiem zajmującym się fizyką, lecz raczej na odwrót. Wynikało to z przebiegu jego młodości, przede wszystkim studiów w Czerniowcach. Nie miał możliwości, jak Sommerfeld, wybierania sobie całkiem dowolnie profesorów i uniwersytetów, był bardziej ograniczony do swego miejsca i czasu. Miał w tym okresie dwóch profesorów matematyki: specjalistę od funkcji analitycznych, znakomitego wykładowcę i wybitnego matematyka, Józefa Plemelja, oraz nieco później, nie mniej znakomitego, raczej nawet jako matematyka wybitniejszego, ale znacznie słabszego wykładowcę, Hansa Hahna, specjalistę od teorii mnogości i topologii, nowej wówczas dziedziny matematyki. Gdy Rubinowicz zaczął słuchać wykładów Hahna miał już raczej ukształtowany, że się tak wyrażę, światopogląd matematyczny, był już pod coraz to rosnącym urokiem funkcji analitycznych i prac matematycznych Sommerfelda. Nic też dziwnego, że abstrakcyjna metoda „nowej matematyki” nie porwała go, była to dla niego raczej jakaś spekulacja w typie filozofii wykładanej przez Wahlego. Do końca życia nie miał już serca do tego typu matematyki, co nie znaczy oczywiście by ją lekceważył jako naukę. Po prostu nie widział związków tego wszystkiego z fizyką, do której już nabrał zamiłowania, właśnie przez piękną matematykę a nie przez aparaturę i procedurę doświadczalną, które go przerażały. Miał dla tych ostatnich jak Sommerfeld jakby dwie lewe ręce (nie chcę przez to obrazić mańkutów, do których sam się zaliczam). Ale matematyka, podobnie jak fizyka, jest pewną całością, pewnym organizmem, nie można lekceważyć żadnej jej istotnej części, jak lekarz nie może lekceważyć jakiejś części organizmu pacjenta tylko dlatego, że nie należy do jego specjalności w medycynie. Jak długo owa część jest zdrowa, wszystko w porządku, ale biada gdy pojawi się jakaś niewydolność. W matematyce i fizyce okazało się to dopiero po latach. Teoria funkcji analitycznych, jakkolwiek byłaby ona niezależna od innych działów matematyki, nie jest jednak od nich hermetycznie oddzielona. Już przedwojenny podręcznik funkcji analitycznych S. Saksa i A. Zygmunta z 1938 r. [8] zaczyna się od rozdziału na temat teorii mnogości, a dziś w ogóle nie można już chyba wykładać tego przedmiotu w innym ujęciu. Podobnie stało się z teorią równań różniczkowych, w tym teorią tzw. równań fizyki ma-

tematycznej, z geometrią różniczkową itp., tj. ze wszystkimi właściwie działami tzw. klasycznej matematyki. Nic też dziwnego, że gdy prof. B. Knaster, znakomity topolog oraz nie mniej znakomity ekspert wydawnictw matematycznych, przygotowywał do druku książkę Rubinowicza *Wektory i tensory* [9], zżywał się bardzo nad jej nienowoczesną, jego zdaniem, formą i treścią. Rozmawiałem z nim wówczas na ten temat we Wrocławiu. Prof. Knaster na własną rękę przerobił prawie cały podręcznik Rubinowicza nie tylko językowo i stylistycznie, ale i poniekąd merytorycznie, wkładając w to wiele trudu i czasu i dopiero wtedy poprosił o zgodę autora. Prof. Rubinowicz był jednak oburzony i na żadną z tych zmian nie wyraził zgody. Co było robić? Podręcznik ukazał się tak, jak chciał autor, i chyba szkoda. Trzeba tu zrozumieć rację obu stron, a także moment historyczny, były to jeszcze lata czterdzieste, ich koniec (książka ukazała się ostatecznie w styczniu r. 1951). Incydent ten zdaje się świadczyć o czymś odwrotnym niż mówiłem na początku, jak bardzo mianowicie był Rubinowicz fizykiem w tym momencie, nie matematykiem. Odwróciły się role, teraz Rubinowicz był w sytuacji Sommerfelda z 1916 r. Pamiętamy, że Sommerfeld opracowywał wówczas swój słynny tom *Atombau und Spektrallinien* [10] i starał się, aby książkę tę mogli zrozumieć nie tylko fizycy, i to doświadczalni, ale i chemicy, opuścił więc wszystko, co dotyczyło matematyki, ewentualnie odsunął to do przypisów. Oczywiście chodziło w obu wypadkach głównie o dydaktykę, ale przecież nie tylko o to. Pamiętam, że jako student I roku fizyki Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie kupiłem sobie w 1938 r. właśnie świeżo wydaną jako podręcznik akademicki książkę Ottona Nikodyma *Teoria tensorów* t. I, [11]. Była to książka bardzo matematycznie nowoczesna, ale nie do pojęcia dla studenta pierwszego roku, nie miałem więc z niej żadnego pożytku, a przecież chciałem się uczyć nowoczesnej matematyki, nie miałem wobec niej żadnych uprzedzeń. Otóż Rubinowicz chciał dać do rąk studentów pierwszego roku fizyki (nie matematyki!) książkę łatwą, a jego zdaniem dostatecznie ścisłą. Tak, ale pojęcie ścisłości zmienia się z czasem, nawet w fizyce. Tego procesu nie widzieli jeszcze wówczas prawie wszyscy fizycy, nie tylko Rubinowicz, wielu z fizyków teoretyków nie widzi tego jeszcze nawet dzisiaj, gdy język matematyki i fizyki matematycznej zmienił się już całkowicie.

Zasadniczy skok dokonał się w fizyce za sprawą kwantowej teorii pola. Oto co pisze o tym Robert D. Richtmyer, wybitny amerykański matematyk i fizyk matematyczny, autor nowej monografii o zaawansowanej fizyce matematycznej [12]: „W jednym dziale fizyki, kwantowej teorii pola, różnica tekstury [między fizyką a matematyką] prawie całkowicie zniknęła, a to dzięki temu, że tradycyjne metody zawiodły. W r. 1900 Max Planck powiedział «skwantujmy pole elektromagnetyczne» i pokazał jakie cudowne rzeczy wynikną, jeśli potrafimy to zrobić. Einstein pokazał więcej. Do pewnego stopnia cała współczesna fizyka jest oparta na tej sugestii, ale zadanie to okazało się niezwykle trudne, znacznie trudniejsze niż przypuszczano. W pierwszej połowie wieku w wielu próbach opartych na metodach intuicyjnych, które okazały się tak skuteczne w innych działach mechaniki kwantowej, obliczono poprawnie szybkości emisji i absorpcji i szerokości linii widmowych, ale tylko przy arbitralnym usunięciu różnych nieskończoności i niekonsekwencji, i do tego głównie w tych przypadkach, gdzie wymagany rezultat był już z góry wiadomy z doświadczenia i z bardziej grubych teorii. W latach 50-tych rozmaici fizycy zaczęli brać na serio usuwanie nieskończoności przez wprowadzenie nowych pre-

czyjnych aksjomatów («renormalizacja») i wynikał stąd zalew podniecających nowych rezultatów (przesunięcie Lamba, dokładne momenty magnetyczne itd.). Jednakże, wciąż jeszcze nie mamy wodoszczelnej teorii i każda nowa próba przewyciężenia trudności poprzednich prób powoduje wprowadzenie bardziej precyzyjnych i potężniejszych środków matematycznych. Obecnie wydaje się, że metody intuicyjne są tak samo niegodne zaufania w kwantowej teorii pola jak i w czystej matematyce i że współczesna praca w teorii pola ma w bardzo dużym stopniu ten sam charakter jak w czystej matematyce. Jest już to samo zewnętrzne wrażenie «definicja, lemat, dowód, twierdzenie, dowód, itd.», jeśli nawet nie dokładnie te same słowa. Wydaje się, że gdy w końcu pojawi się sukces, zniknie on ze wzajemnego oddziaływania intuicji fizycznej i nowo odkrytej ścisłości matematycznej». Widzimy zatem, że znowu dochodzimy do tego punktu, w którym stał Rubinowicz na początku swej kariery naukowej: czysta, prawdziwa matematyka, oraz jej interpretacja fizyczna czyli dyskusja fizyczna wniosków i pojęć, w celu sprawdzenia doświadczalnego, jednak już na nowym, wyższym etapie naukowym, na progu następnego stulecia.

Rubinowicz oczywiście i nie chciał i nie mógł już zrobić tego nowego kroku, świadomie pozostał w kręgu idei swojej młodości i wieku dojrzałego rozumiejąc, że przejście na nową płaszczyznę ścisłości to już jakby zmiana zawodu, która wymagałaby właściwie nowego życia. Starał się natomiast doprowadzić do końca wszystko, co zaczął w swoim długim życiu. Jak słyszałem od doc. Jana Petykiewicza, na kilka dni przed śmiercią powiedział Rubinowicz w szpitalu, gdzie pracował nadal, że ukończył już wszystkie prace, które planował i rozpoczął i że teraz może już umrzeć. Sądzę, że jest to wielki triumf i sukces uczonego i człowieka, kiedy może o sobie tak powiedzieć. Jest w tym bowiem wielkie świadome samoograniczenie się i kolosalna koncentracja planowego wysiłku na tym, co się rozpoczęło i czym się żyło przez cały swój świadomy czas. Rubinowicz znał dokładnie smutną sytuację w kwantowej elektrodynamice, trudności tzw. drugiego kwantowania, i sądzą, że właśnie dlatego właściwie tym drugim kwantowaniem *explicite* nigdy się nie zajmował w swoich pracach, chociaż przecież cały czas zajmował się promieniowaniem elektromagnetycznym. Kazał mi w 1948 r. przygotować się do egzaminu doktorskiego z książki Wentzla [13], jedyne go wówczas podręcznika kwantowej teorii pola. Mam egzemplarz tej książki z jego biblioteki, z jego odręcznymi uwagami i obliczeniami na włożonych kartkach, z czego widać jak dokładnie te rzeczy studiował. Podobnie było z teorią grup, którą również znał dosyć dokładnie, ale podobnie jak Dirac nigdy *explicite* nie zastosował jej w swoich pracach, które przecież, jak np. w słynnych jego regułach wyboru, właśnie ujawniają tak często treści teoriogrupowe. Podobnie było z ostatnim wielkim cyklem prac Rubinowicza (zakończonych monografią [14]) o matematycznym charakterze — z uogólnieniem metody wielomianów Sommerfelda w mechanice kwantowej. U Sommerfelda była to w pewnym stopniu metoda *ad hoc*, a więc „to, co trzeba, jak się da”. Rubinowicz chciał tę metodę rozszerzyć, uogólnić aż do granic możliwości i uczynić z niej metodę „tak jak trzeba, jak daleko się da”. Istotnie zaszedł daleko, ale może nie tam, gdzie mogłyby go zaprowadzić bardziej ogólne i bardziej ścisłe metody nowszej matematyki. Czy tak byłoby istotnie, trudno mi odpowiedzieć, nie jestem w tej sprawie specjalistą, ale może kiedyś ktoś do tej sprawy wróci i wyjaśni ją ostatecznie. Jakby jednak nie było, pewne jest, że Wojciech Rubinowicz zrobił wielki krok naprzód

w nauce, w fizyce i w matematyce, był pionierem polskiej fizyki matematycznej. Był naszym niezapomnianym nauczycielem, wychował nas — pierwsze i częściowo drugie powojenne pokolenie polskich teoretyków — jako ludzi i naukowców.

Literatura

- [1] J. Waszkiewicz, *Wzajemne związki matematyki czystej i stosowanej*, Człowiek i nauka 1982/83, Wiedza Powszechna, Warszawa 1983, str. 99.
- [2] A. Rubinowicz, *Monatshefte f. Math. u. Phys.* **30**, 65 (1920); także [w] A. Rubinowicz, *Selected Papers* PWN, Warszawa 1975, str. 45.
- [3] A. Rubinowicz, *Math. Ann.* **96**, 648 (1927); także [w] A. Rubinowicz, *Selected Papers*, PWN, Warszawa 1975, str. 109.
- [4] A. Rubinowicz, *Physik. Zeitschr.* **27**, 707 (1926); także [w] A. Rubinowicz, *Selected Papers*, PWN Warszawa 1975, str. 105.
- [5] J. Hadamard, *Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques* Hermann, Paris 1932.
- [6] R. Courant, D. Hilbert, *Methoden der Mathematischen Physik*, t. 2, Springer Verlag, Berlin 1938; także przekład rosyjski *Metody matematycznej fizyki*, OGIz, Moskwa 1945.
- [7] M. Krzyżański, *Równania różniczkowe cząstkowe rzędu drugiego*, Cz. I, PWN, Warszawa 1957.
- [8] S. Saks, A. Zygmunt, *Funkcje analityczne*, 2 wyd., Czytelnik 1948 (1 wyd. 1938).
- [9] W. Rubinowicz, *Wektory i tensory*, seria „Monografie Matematyczne”, Pol. Tow. Mat., Warszawa-Wrocław 1950.
- [10] A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, Vieweg, Braunschweig 1919.
- [11] O. M. Nikodym, *Teoria tensorów — z zastosowaniami do geometrii i do fizyki matematycznej*, t. I *Prostokątny układ współrzędnych*, Kasa Mianowskiego, Warszawa 1938.
- [12] R. D. Richtmyer, *Principles of Advanced Mathematical Physics*, vol. I, Springer, New York 1978, str. XIII.
- [13] G. Wentzel, *Einführung in die Quantentheorie der Wellenfelder*, Deuticke, Wien 1943.
- [14] A. Rubinowicz, *Sommerfeldsche Polynomethode*, Springer-PWN, Berlin-Warszawa 1973.

Adam Kujawski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Fala krawędziowa w teorii dyfrakcji Younga–Rubinowicza

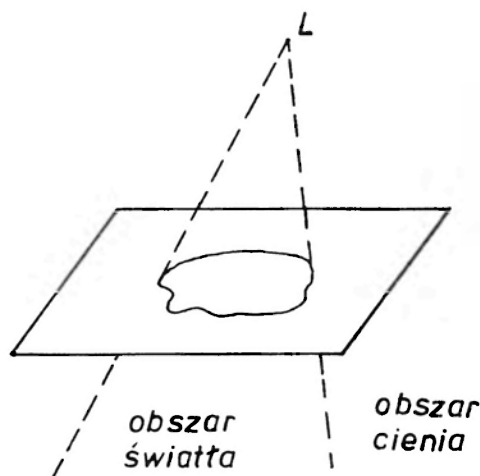
Boundary-Diffraction Wave in the Young–Rubinowicz Theory

Abstract: A short review of the theory of the boundary-diffraction wave introduced by Rubinowicz and of Young's interpretation of diffraction phenomena is presented.

Spośród wyników prac Wojciecha Rubinowicza poświęconych zjawisku dyfrakcji, teoria fali ugięcia (nazywanej też falą krawędziową lub brzegową) stała się osiągnięciem trwałym i powszechnie w świecie uznanym. Praca Rubinowicza pod tytułem „Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugungserscheinungen” opublikowana w *Annalen der Physik* w 1917 r. zawiera wyniki fundamentalne dla opisu zjawiska dyfrakcji [1]. Jest ona bardzo często cytowana, a jej wyniki są szczegółowo omówione w książkach: A. Sommerfelda *Optik* oraz M. Born'a i E. Wolfa *Principles of Optics* oraz „Theorie der Beugung”, *Handbuch der Physik*, Band XXV. Idea fali krawędziowej jest aktualna, a jej różne aspekty są stale przedmiotem badań. Na przykład, w ub. r. ukazała się w *Journal of the Optical Society of America* praca pt. „Boundary diffraction of an inhomogeneous wave”, w której jest cytowana klasyczna praca Rubinowicza z r. 1917 [2].

Zanim w możliwie przystępny sposób omówię teorię fali krawędziowej opracowaną przez Wojciecha Rubinowicza, chciałbym zwrócić Państwu uwagę na fakt, że na jego dorobek naukowy w teorii dyfrakcji składa się 29 publikacji. Rubinowicz jest autorem znanej monografii pod tytułem *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung*, której drugie wydanie ukazało się w r. 1966 [3]. Większa część dorobku z teorii dyfrakcji dotyczy fali krawędziowej. Już na początku swojej pracy naukowej w dziedzinie fizyki teoretycznej Wojciech Rubinowicz zajmował się problemami dyfrakcji. Świadczy o tym jego praca doktorska pt. „Zur Frage der streugen Lösung einiger Beugungsprobleme am Keil und Winkelspiegel” obroniona w r. 1914. W tym roku obchodzimy więc również siedemdziesięciolecie doktoratu Rubinowicza. Z okazji tego konwersatorium, dzięki uprzejmości rodziny Rubinowicza, mogliśmy pokazać oryginał pracy doktorskiej. Na uroczystości z okazji osiemdziesięciolecia urodzin Wojciecha Rubinowicza w r. 1969 jego dorobek naukowy w dziedzinie dyfrakcji został scharakteryzowany w pięknym wystąpieniu Bohdana Karczewskiego [4]. W *Postęпах Fizyki* (z. 5/1969) opublikowano wszystkie referaty z tej okazji wygłoszone.

Aby zrozumieć wartość pracy Rubinowicza z 1917 r. trzeba spojrzeć na rozwój teorii opisującej zjawisko dyfrakcji światła. Pierwszą próbę falowego opisu ugięcia podjął Tomasz Young w 1801 r. Choć były to przede wszystkim rozważania jakościowe, ich interpretacja fizyczna jest zrozumiała. Rozważmy dla przykładu wycięty w płaskim ekranie otwór z krawędzią określoną odpowiednio gładką krzywą. Na otwór ten pada fala wychodząca ze źródła punktowego L . Zgodnie z prawami optyki geometrycznej wyróżniamy obszar światła — jest to stożek z wierzchołkiem w punkcie L — oraz obszar cienia, tak jak na rys. 1. Dla wyjaśnienia pojawienia się prążków dyfrakcyjnych przyjmijmy, tak



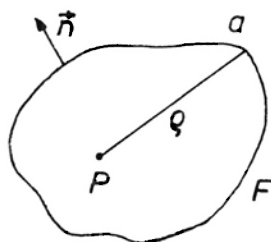
Rys. 1. Punktowe źródło światła L . Obszar światła i obszar cienia określone są na podstawie praw optyki geometrycznej

jak uczynił to Young, że fala „przechodząca” przez otwór w obszarze światła interferuje z falą „odbitą” na krawędzi otworu. Obserwowany obraz, jak teraz mówimy, jest wynikiem interferencji fali geometryczno-optycznej (znikającej w obszarze cienia geometrycznego) i fali ugięcia określonej krawędzią otworu. Późniejsze prace A. Fresnela, wykorzystując zasadę Huygensa, przyniosły istotny postęp w rozumieniu i opisie zjawiska dyfrakcji, ale nic nie wniosły do interpretacji Younga. Dalsze uwagi na temat idei Younga można znaleźć w pracach G. Kirchhoffa z r. 1891 i B. Maeya z r. 1893.

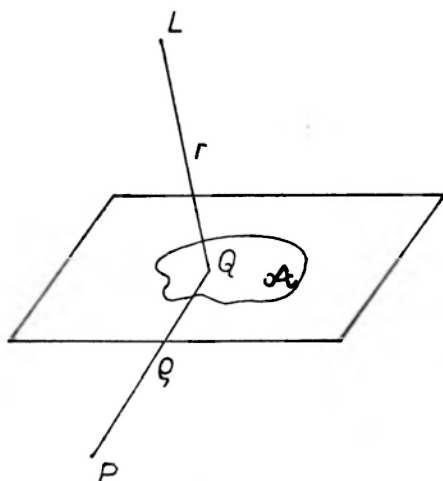
Zasada Helmholtza–Huygensa dla skalarnego monochromatycznego pola o częstotliwości ω ma postać

$$u(P) = \frac{1}{4\pi} \int_F \left[\frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \nabla u(Q) - u(Q) \nabla \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \right] n df_Q, \quad (1)$$

gdzie, jak pokazuje rys. 2, F jest powierzchnią zamkniętą, $k = \omega/c$, a u jest dowolnym polem spełniającym równanie Helmholtza. Rozkład natężenia światła opisuje $|u|^2$. Jest to w istocie tożsamość, którą Kirchhoff wykorzystał do zbudowania przybliżonego rozwiązania problemu dyfrakcyjnego. Zwróćmy uwagę, że dla pola wektorowego $V(P, Q)$ występującego w wyrażeniu podcałkowym Vn zachodzi $\text{div}_Q V = 0$, a więc $V = \text{rot} W$ i pojawia się możliwość zastosowania twierdzenia Stokesa do całki powierzchniowej.



Rys. 2. Pole w punkcie obserwacji P określone jest wzorem (1), w którym całka rozciąga się po zamkniętej powierzchni F . Gdy punkt P znajduje się poza obszarem ograniczonym powierzchnią F , pole $u(P)$ jest równe zero



Rys. 3. Pole w punkcie P określone jest wzorem (2), w którym całka rozciąga się po powierzchni otworu \mathcal{A}

Gdy na otwór \mathcal{A} w ekranie (rys. 3) pada skalarna fala monochromatyczna, przybliżone rozwiązanie opisujące pole poza otworem dyfrakcyjnym ma postać

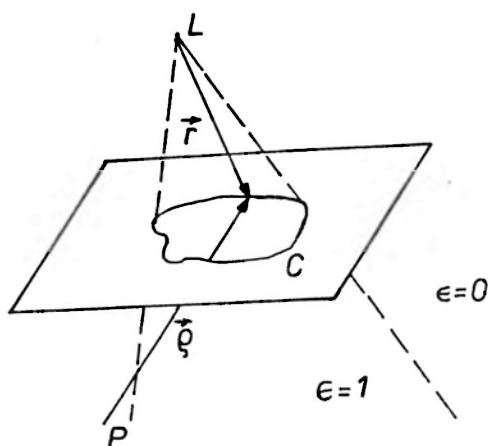
$$u_K(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_A \left[\frac{e^{ik\rho}}{\rho} \nabla u_i(Q) - u_i(Q) \nabla \frac{e^{ik\rho}}{\rho} \right] \mathbf{n} d\mathbf{f}_Q, \quad (2)$$

gdzie $u_i(Q)$ jest falą padającą. Inne oznaczenia wyjaśnia rys. 3. Wzór ten wynika ze ścisłego wzoru Huygensa (1) do którego Kirchhoff zastosował przybliżone warunki brzegowe, zakładając, że pole i jego pochodna normalna znikają poza obszarem otworu, a na powierzchni otworu przyjmują wartości określone falą padającą niezaburzoną. W nieskończoności spełnione są także odpowiednie warunki zwane warunkami Sommerfelda. Rozwiązanie u_K spełnia równanie Helmholtza, nie odtwarza jednak założonych warunków brzegowych. Wzór (2), jak pokazał Rubinowicz, określa ściśle rozwiązanie pewnego problemu skokowego na powierzchni otworu \mathcal{A} i ekranu. Gdy fala padająca na ekran jest falą kulistą, wychodzącą ze źródła punkowego L , $u_i(P) = \exp(ikR)/R$, gdzie $R = r_{LP}$

jest odległością między punktami L i P . Wówczas dla $u_i(Q)$ we wzorze (2) mamy $u_i(Q) = \exp(ikr)/r$, gdzie $r = r_{LQ}$. W pracy z 1917 r. Rubinowicz w ścisły sposób wykazał, że w tym przypadku

$$u_K(P) = u_G + u_B = \varepsilon \frac{e^{ikR}}{R} - \frac{1}{4\pi} \int_C \frac{e^{ik(r+\rho)}}{r\rho} \frac{(\mathbf{r} \times \boldsymbol{\rho}) \cdot d\mathbf{s}}{r\rho + \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\rho}}, \quad (3)$$

gdzie C jest krawędzią powierzchni A (rys. 4). Gdy punkt P leży w obszarze światła określonym przez prawa optyki geometrycznej, to $\varepsilon = 1$, gdy P leży w obszarze cienia geometrycznego, to $\varepsilon = 0$. Pierwsze przejście od wzoru (2) do wzoru (3) podane przez Rubinowicza oparte było na oryginalnej konstrukcji geometrycznej. W pracach późniejszych wykorzystał on fakt, że $\text{div } \mathbf{V} = 0$, a więc $\mathbf{V} = \text{rot } \mathbf{W}$ i jeśli znaleziony zostanie potencjał \mathbf{W} , to przejście do całki krawędziowej wynika z twierdzenia Stokesa. Wzory (2) i (3) opisują



Rys. 4. Pole w punkcie P określone jest wzorem (3) podanym przez Rubinowicza. Całka w tym wzorze rozciąga się po krawędzi C otworu dyfrakcyjnego

to samo rozwiązanie, ale wzór (3) wyraża w pewien sposób ideę Younga. Pierwszy składnik tego wzoru u_G opisuje falę geometryczno-optyczną zwaną też falą padającą wprost, a składnik drugi u_B — falę ugięcia. Interferencja obydwu fal w obszarze światła daje całkowite pole dyfrakcyjne. W obszarze cienia pole dyfrakcyjne określone jest tylko całką krawędziową. Można też dodać, że pole to jest wynikiem interferencji fal cząstkowych „odbitych” od elementów ds krawędzi uginającej. Rozwiązanie u_K opisuje pole ciągłe. Jak jednak widać ze wzoru (3) fala ugięcia jest nieciągła. Trzeba tu wspomnieć, że fala ugięcia wprowadzona przez Younga miała być opisana funkcją ciągłą przy przejściu granicy cienia geometrycznego. Istnieje wiele prac doświadczalnych, które demonstrują istnienie fali krawędziowej i jej własności. Jak uczył nas prof. Rubinowicz, o istnieniu fali ugięcia łatwo możemy się przekonać obserwując z obszaru cienia krawędź uginającą. Widać wówczas jeden lub więcej świecących obszarów krawędzi. Są to tak zwane punkty czynne. Wzór (3) pozwala także zinterpretować „odbicie” od elementu krawędzi ds . W tym przypadku pojawia się pewien stożek odbicia — pojęcie wykorzystane w geo-

metrycznej teorii dyfrakcji. Posługiwanie się wzorem w postaci (3) nie tylko pozwala wyrazić idee Younga i zinterpretować wyniki doświadczalne. To, że fala ugięcia opisana jest całą pojedynczą ułatwia analizę rozwiązania danego przez u_K . Różne aspekty struktury tego rozwiązania można znaleźć w publikacjach Rubinowicza, a pełną wersję podaje jego monografia [3]. Rubinowicz zbadał np. własności rozwiązania stosując metodę fazy stacjonarnej do całki krawędziowej we wzorze (3). Określa to wspomniane punkty czynne krawędzi. Dla ścisłości historycznej trzeba wspomnieć, że G. A. Maggi w pracy z r. 1888 przekształcił wzór (2) dla fali kulistej padającej tak, że pojawiła się fala geometryczno-optyczna i całka pojedyncza. W jego wzorze występują jednak zmienne kątowe, które nie posiadają jasnej interpretacji fizycznej. Równoważność tego wzoru ze wzorem Rubinowicza wykazał Kottler w pracy z r. 1924. Dlatego też czasami w literaturze można znaleźć nazwę: *przekształcenie Maggi'ego-Rubinowicza*. We wspomnianym już obszernym dziele M. Born'a i E. Wolfa *Principles of Optics* czytamy, że wzór (3) jest „the Rubinowicz representation of the Kirchhoff diffraction integral and may be regarded as the mathematical formulation of Young's theory”. Granice stosowalności wzoru (3) wynikają z ograniczeń teorii Kirchhoffa. Chociaż teoria jest prosta i bardzo dobrze potwierdzona przez wyniki doświadczalne, nasuwa się pytanie czy wyniki ścisłych metod dyfrakcji potwierdzają słuszność wzoru (3). Ścisłe rozwiązanie problemu ugięcia płaskiej elektromagnetycznej fali na półpłaszczyźnie, podane przez Sommerfelda, pozwala wyodrębnić falę krawędziową. Jest to jednak jedno z nielicznych ścisłych rozwiązań. Podejście przybliżone pochodzące od Kirchhoffa w prosty sposób może być zastosowane do przypadku otworu o dowolnym kształcie. W tym przybliżeniu punkt widzenia Younga pozostaje więc słuszny dla dowolnych otworów. Pełne wyjaśnienie dlaczego przybliżenie Kirchhoffa prowadzi do wyników zgodnych z wynikami doświadczalnymi można znaleźć w teorii rozwinięć asymptotycznych.

Ścisłe przekształcenie wzoru (2) do postaci (3) podane przez Rubinowicza jest słuszne dla fali kulistej wychodzącej z punktowego źródła. Także dla fali płaskiej można podać podobną transformację. Problem takiego przekształcenia, a więc i problem interpretacji Younga, dla dowolnej fali padającej został rozwiązany stosunkowo niedawno, na początku lat sześćdziesiątych. Udział w tym rozwiązaniu ma także Rubinowicz [5]. Praca [2] z r. 1983, o której wspominałem na początku, daje uogólnienie wzoru z 1917 r. na przypadek fali wychodzącej z tzw. punktowego „zespolonego” źródła. W tym przypadku we wzorze (2) $u_i(P) = \exp(ikr_b)/r_b$ gdzie $r_b^2 = r^2 - b^2 - 2irb$, a wektor b jest stałym parametrem. Jest to fala, której przybliżenie przyosiowe, opisuje wiązkę gaussowską (wiązkę wytwarzaną przez lasery). Uogólnienie wyniku Rubinowicza otrzymano zresztą wcześniej w inny sposób [6]. Tak więc posługując się falą krawędziową wprowadzoną przez Rubinowicza dla fali kulistej, można opisać dyfrakcję wiązki laserowej.

Omawiany tutaj opis zjawiska dyfrakcji dotyczy pola skalarnego. Podobne wyniki znane są dla pola elektromagnetycznego, fal sprężystych i innych ruchów falowych. Są one w dużym stopniu rezultatem wieloletniej pracy Rubinowicza i jego uczniów [3, 7].

Profesor Wojciech Rubinowicz stworzył polską szkołę w dziedzinie teorii dyfrakcji. Świadczy o tym zarówno duża liczba publikacji jego uczniów, jak i liczba doktoratów, których był promotorem. Prace poświęcone fali krawędziowej stanowią trwałą i uznany wkład w dorobek nauki polskiej. Dziś z perspektywy czasu warto wspomnieć o dwóch

metrycznej teorii dyfrakcji. Posługiwanie się wzorem w postaci (3) nie tylko pozwala wyrazić idee Younga i zinterpretować wyniki doświadczalne. To, że fala ugięcia opisana jest całą pojedynczą ułatwia analizę rozwiązania danego przez u_K . Różne aspekty struktury tego rozwiązania można znaleźć w publikacjach Rubinowicza, a pełną wersję podaje jego monografia [3]. Rubinowicz zbadał np. własności rozwiązania stosując metodę fazy stacjonarnej do całki krawędziowej we wzorze (3). Określa to wspomniane punkty czynne krawędzi. Dla ścisłości historycznej trzeba wspomnieć, że G. A. Maggi w pracy z r. 1888 przekształcił wzór (2) dla fali kulistej padającej tak, że pojawiła się fala geometryczno-optyczna i całka pojedyncza. W jego wzorze występują jednak zmienne kątowe, które nie posiadają jasnej interpretacji fizycznej. Równoważność tego wzoru ze wzorem Rubinowicza wykazał Kottler w pracy z r. 1924. Dlatego też czasami w literaturze można znaleźć nazwę: *przekształcenie Maggi'ego-Rubinowicza*. We wspomnianym już obszernym dziele M. Borna i E. Wolfa *Principles of Optics* czytamy, że wzór (3) jest „the Rubinowicz representation of the Kirchhoff diffraction integral and may be regarded as the mathematical formulation of Young's theory”. Granice stosowalności wzoru (3) wynikają z ograniczeń teorii Kirchhoffa. Chociaż teoria jest prosta i bardzo dobrze potwierdzona przez wyniki doświadczalne, nasuwa się pytanie czy wyniki ścisłych metod dyfrakcji potwierdzają słuszność wzoru (3). Ścisłe rozwiązanie problemu ugięcia płaskiej elektromagnetycznej fali na półpłaszczyźnie, podane przez Sommerfelda, pozwala wyodrębnić falę krawędziową. Jest to jednak jedno z nielicznych ścisłych rozwiązań. Podejście przybliżone pochodzące od Kirchhoffa w prosty sposób może być zastosowane do przypadku otworu o dowolnym kształcie. W tym przybliżeniu punkt widzenia Younga pozostaje więc słuszny dla dowolnych otworów. Pełne wyjaśnienie dlaczego przybliżenie Kirchhoffa prowadzi do wyników zgodnych z wynikami doświadczalnymi można znaleźć w teorii rozwinięć asymptotycznych.

Ścisłe przekształcenie wzoru (2) do postaci (3) podane przez Rubinowicza jest słuszne dla fali kulistej wychodzącej z punktowego źródła. Także dla fali płaskiej można podać podobną transformację. Problem takiego przekształcenia, a więc i problem interpretacji Younga, dla dowolnej fali padającej został rozwiązany stosunkowo niedawno, na początku lat sześćdziesiątych. Udział w tym rozwiązaniu ma także Rubinowicz [5]. Praca [2] z r. 1983, o której wspominałem na początku, daje uogólnienie wzoru z 1917 r. na przypadek fali wychodzącej z tzw. punktowego „zespolonego” źródła. W tym przypadku we wzorze (2) $u_i(P) = \exp(ikr_b)/r_b$ gdzie $r_b^2 = r^2 - b^2 - 2irb$, a wektor b jest stałym parametrem. Jest to fala, której przybliżenie przyosiowe, opisuje wiązkę gaussowską (wiązkę wytwarzaną przez lasery). Uogólnienie wyniku Rubinowicza otrzymano zresztą wcześniej w inny sposób [6]. Tak więc posługując się falą krawędziową wprowadzoną przez Rubinowicza dla fali kulistej, można opisać dyfrakcję wiązki laserowej.

Omawiany tutaj opis zjawiska dyfrakcji dotyczy pola skalarnego. Podobne wyniki znane są dla pola elektromagnetycznego, fal sprężystych i innych ruchów falowych. Są one w dużym stopniu rezultatem wieloletniej pracy Rubinowicza i jego uczniów [3, 7].

Profesor Wojciech Rubinowicz stworzył polską szkołę w dziedzinie teorii dyfrakcji. Świadczy o tym zarówno duża liczba publikacji jego uczniów, jak i liczba doktoratów, których był promotorem. Prace poświęcone fali krawędziowej stanowią trwałą i uznany wkład w dorobek nauki polskiej. Dziś z perspektywy czasu warto wspomnieć o dwóch

okolicznościach. Po pierwsze, ostatnie lata pracy w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytucie Fizyki PAN a następnie lata okresu emerytalnego poświęcił Rubinowicz pracy nad problemami dyfrakcji. W ten sposób powrócił do problemów, którymi zajmował się na początku swojej kariery naukowej. Przyniosło to piękne i oryginalne wyniki. Także w tym okresie był on promotorem sześciu prac doktorskich. Po drugie, w tym okresie jego życia zbudowano lasery i zjawiska dyfrakcji i interferencji, a ogólniej problemy optyki światła spójnego, znalazły się w centrum zainteresowań. Istotnie zmieniły się zarówno optyka fizyczna jak i techniczna. W tym miejscu warto wspomnieć, że Rubinowicz odegrał także ważną rolę w rozwoju optyki atomowej. Zacytuję słowa Alfreda Kastlera, laureata nagrody Nobla za prace z dziedziny pompowania optycznego, a więc za prace o podstawowym znaczeniu dla zbudowania lasera. Z okazji wyboru na członka zagranicznego Polskiej Akademii Nauk, Kastler powiedział: „Jeżeli zespół, którym kieruję wraz z moim młodym kolegą i przyjacielem Jeanem Brosselem w Paryżu, mógł wnieść pewien trwały wkład w dziedzinę fizyki atomowej, stało się to dzięki inspiracji, jakiej dostarczyło dzieło wielkiego polskiego uczonego, prof. Rubinowicza z Uniwersytetu Warszawskiego, którego mam zaszczyt zaliczyć do grona moich przyjaciół. Stosując w 1918 r. prawo zachowania momentu pędu do wymiany energii między promieniowaniem elektromagnetycznym a atomem, prof. Rubinowicz stworzył podstawy prawa wyboru i prawa polaryzacji w spektroskopii atomowej” [8].

Rubinowicza cechował bliski kontakt i wymiana opinii ze współpracownikami. Przypominam sobie jak na początku mojej pracy pod jego kierunkiem byłem na XVII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku we wrześniu 1961 r. Profesor wygłosił referat plenarny na temat fali ugięcia dla dowolnej fali padającej w teorii dyfrakcji Kirchhoffa [5]. Potem zapytał mnie jak mi się podobał jego referat. Pracowałem nad tymi problemami, rozumiałem wszystko to co było przedmiotem referatu, odpowiedziałem więc, że był to dobry referat. Profesor milczał chwilę, a potem ze zniecierpliwieniem powiedział — „ja już usłyszałem odpowiedź od jednego z profesorów, on nie wszystko zrozumiał, a on jest niezwykle inteligentnym człowiekiem, więc co mi pan tu będzie takie rzeczy opowiadał”. Ci z nas, którzy bywali na cotygodniowych spotkaniach w gościnnym mieszkaniu Elżbiety i Wojciecha Rubinowiczów — trwały one do ostatnich dni życia Profesora — pamiętają jak interesował się on postępem pracy każdego z kim utrzymywał kontakty naukowe. Podstawowym pytaniem Profesora było — „A co pan ostatnio zrobił?”. Z pytaniem tym zwracał się także gdy odwiedzaliśmy go w szpitalu. To pytanie świadczy o tym, że przywiązywał on szczególną wagę do indywidualnej pracy badawczej. Jego pasją było rozwiązywanie problemu, który sam sobie postawił. Tego oczekiwał od innych i na tej podstawie innych oceniał. Tradycyjna forma kształcenia, w której jest mistrz i bliscy mu uczniowie, a której wzorem był Sommerfeld, była jedyną w pełni uznaną przez Profesora.

Wojciech Rubinowicz swoimi wynikami z teorii fali krawędziowej w zjawisku dyfrakcji, którą tutaj naszkicowałem, zapisał się trwale w dorobku nauki światowej. Przypominając dzisiaj te wyniki wraz z jego innymi wielkimi osiągnięciami w dziedzinie fizyki teoretycznej, czcimy pamięć człowieka, którego wielka pasja naukowa i prawdziwa skromność pozostaną wzorem dla wielu pokoleń fizyków polskich.

Literatura

- [1] A. Rubinowicz, *Ann. Phys.* (4), **53**, 257 (1917); także [w] A. Rubinowicz, *Selected Papers*, PWN, Warszawa 1975, str. 9.
- [2] P. A. Belanger, M. Couture, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 446 (1983).
- [3] A. Rubinowicz, *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung*, Springer-PWN 1966.
- [4] B. Karczewski, *Postępy Fizyki* **20**, 535 (1969).
- [5] W. Rubinowicz, *Postępy Fizyki* **13**, 3 (1962).
- [6] A. Kujawski, *Streszczenia komunikatów na IV polsko-czechosłowackiej konferencji optycznej*, Rynia 1978, str. 6.
- [7] W. Rubinowicz, *Teoria dyfrakcji Kirchhoffa i jej interpretacja na podstawie poglądów Younga*, Ossolineum, Wrocław 1972.
- [8] *Nauka Polska* XVI, Nr 3, 158 (1968).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

X Międzynarodowa Konferencja Ciekłych Kryształów w Yorku

X Międzynarodowa Konferencja Ciekłych Kryształów odbyła się w dniach 15-21 lipca 1984 r. w Yorku (Wielka Brytania) stanowiąc kontynuację poprzednich konferencji w Kent (Ohio, USA) (1965, 1968, 1972, 1976), Berlinie Zachodnim (1970), Sztokholmie (1974), Bordeaux (1978), Kioto (1980) i Bangalore (1982)¹. Była ona największą z dotychczasowych, gdyż zgromadziła ponad 500 uczestników z 35 krajów, w tym prawie 400 osób spoza Wielkiej Brytanii. Przedstawiono około 350 referatów, w większości w formie komunikatów plakatowych (ok. 260) obejmujących całokształt badań ciekłych kryształów od strony fizycznej i chemicznej jak również biologiczno-medycznej. Konferencji towarzyszyła wystawa, na której szereg firm i laboratoriów (głównie brytyjskich) przedstawiło swe osiągnięcia w dziedzinie syntezy ciekłych kryształów oraz ich praktycznych zastosowań.

Komitet Organizacyjny Konferencji, pracujący pod przewodnictwem prof. G. W. Graya (Hull) zdecydował podzielić tematykę obrad na 10 sekcji oraz podjął decyzję mało obecnie popularną: każda sekcja reprezentowana była co najmniej jednym przeglądowym referatem plenarnym dla wszystkich uczestników a liczbę sesji obradujących równocześnie ograniczono do dwóch. Pozwoliło to uczestnikom zapoznać się ze znacznie szerszym niż normalnie dzieje się na takich konferencjach zakresem zagadnień i stanowiło w sumie o jej sukcesie. Ujemnym skutkiem tej decyzji był duży rozmiar sesji plakatowych, do których zakwalifikowano większość zgłoszonych prac, gdyż przeważającą część referatów ustnych stanowiły referaty wygłaszane na zaproszenie organizatorów. W sumie poziom konferencji był wysoki, ale czasu na indywidualne dyskusje ciągle brakowało. Referat inauguracyjny wygłosił Sir Charles Frank, senior angielskich naukowców badających ciekłe kryształy. W swym wystąpieniu apelował o precyzję stosowanych określeń, podając jako przykład określenia niejednoznaczne tekstury „homogeniczną”. Jako lepsze uznał: tekstura „planarna” lub „horyzontalna”. Tekstura homeotropowa została uznana za określenie poprawne. Prof. Frank sugerował rozszerzenie dotychczasowego ogólnego podziału ciekłych kryształów na trzy fazy (pochodzącego od Friedela z okresu międzywojennego) o dwie dodatkowe fazy: niebieskie oraz kolumnowe. Określenie „fazy kolumnowe” powinno być używane zamiast „faz dyskotycznych” przez analogię do innych nazw, które wiążą się ze strukturą faz, a nie kształtem pojedynczych molekuł tworzących te fazy. Tak więc w świetle tej propozycji byłoby 5 termotropowych faz ciekłokrystalicznych. Inna sugestia referenta wiązała się z używaniem precyzyjnego pojęcia dyrektora fazy nematycznej oraz stopni uporządkowania zamiast popularnych „długich” i „krótkich” osi molekuł. Dalsze referaty plenarne wiązały się już z obradami poszczególnych sekcji. Ich przegląd daje obraz poruszanej tematyki. I tak sekcja A poświęcona była właściwościom i teoriom molekularnym. Referaty plenarne wygłosili S. Chandrasekhar (Bangalore) i G. R. Luckhurst (Southampton). W obradach sekcyjnych przedstawiono 8 komunikatów ustnych i 43 plakaty. Sekcja B (6 komunikatów ustnych i 19 plakatów) zajmowała się układami wieloskładnikowymi i związkami powierzchniowo aktywnymi, a referat plenarny przedstawił J. Charvolin (Orsay). Trzecia sekcja (12 kom. i 45 plak.) omawiała właściwości makroskopowe ciekłych kryształów, a referentem był M. G. Clark (Malvern). W tej sekcji omawiano również ostatnie badania faz niebieskich. Sekcja D, „Polimerowe ciekłe kryształy”, zawierała 7 referatów i 25 komunikatów plakatowych, a referentem plenarnym był H. Finkelmann (Clausthal). Struktury faz smektycznych były tematyką obrad kolejnej sekcji (10 kom. i 48 plak.). Referat plenarny wygłosił D. Litster (Cambridge, USA). W sekcji

¹ Sprawozdanie z IX Konferencji w Bangalore ukazało się w *Postęпах Fizyki* 34, 505 (1983).

poświęconej substancjom biologicznym referaty przedstawiło 12 osób (w tym 10 plakatów), a referentem plenarnym był I. C. P. Smith (Ottawa). Kolejna sekcja była na temat zastosowań i modelowania urządzeń (9 kom. i 30 plak.). Plenarnym referentem był T. Ushida (Sendai). H. Gasparoux (Bordeaux) przedstawił przegląd badań faz kolumnowych powstających w substancjach dyskotycznych oraz podczas pirolizy substancji zawierających węgiel (3 kom. i 10 plak.). Rozwój syntezy nowych materiałów ciekłokrystalicznych przedstawił R. Eidenschink (Darmstadt) (6 kom. i 26 plak.). Ostatnia sekcja poświęcona była efektom międzyfazowym (referat plenarny R. Pindak (Murray Hill) oraz 5 referatów i 9 plakatów).

Jak z tego pobieżnego przeglądu widać, na Konferencji dominowała problematyka fizykochemiczna oraz strukturalna, natomiast mniejszą uwagę poświęcono aspektom biologicznym i zastosowaniom ciekłych kryształów, jak również samej syntezie nowych związków mezomorficznych. Szczególną uwagę skoncentrowano na strukturze smektyków, ich polimorfizmie a także polimorfizmie poszczególnych faz smektycznych, zwłaszcza fazy smektycznej A, której kilka modeli szczegółowo dyskutowano (Litster, Chandrasekhar, de Vries). Podobnie ciekawym zagadnieniem jest problem liotropowych nematyków omawiany w kilku referatach (Charvolin, Holmes). Przedstawiono szereg ciekawych modelowych obliczeń dla faz ciekłokrystalicznych (Frenkel, Dowell, Allender, Luckhurst i inni).

W dziedzinie syntezy związków mezomorficznych zaprezentowano szereg nowych prac o związkach dyskotycznych zawierających tlen lub siarkę oraz o kompleksach organometalicznych tworzących fazy kolumnowe. Przedstawiono też nowe związki, w których występują fazy ponownie występujące (reentrant phases) w tym także faza smektyczna C.

Prace przedstawione na Konferencji będą publikowane w kolejnych tomach *Molecular Crystals and Liquid Crystals* w ciągu 1985 r.

Konferencja w York była doskonale zorganizowana. Obrady odbywały się na terenie nowoczesnego ośrodka Uniwersytetu w York (liczącego niespełna 20 lat) oddalonego zaledwie o 2 km od starego centrum miasta, które jest słynne ze swych zabytków. Większość uczestników mieszkała w uniwersyteckich college'ach, co ułatwiało dyskusje, gdyż również wspólnie spożywano posiłki. Zorganizowane były wycieczki do Yorku i okolic, a jeden wieczór uczestnicy konferencji spędzili w Muzeum Kolejnictwa. Był wieczór muzyki kameralnej, a także osobny program dla osób towarzyszących.

W X Konferencji Ciekłych Kryształów uczestniczyła spora grupa naukowców z Polski (łącznie 12 osób). Przyjechały trzy osoby przebywające obecnie na stażach zagranicznych, natomiast British Council oraz uczelnie polskie i organizatorzy Konferencji umożliwiły uczestnictwo 9 osobom. Zaprezentowano 9 komunikatów, które spotkały się z zainteresowaniem.

Następna, już XI Konferencja Ciekłych Kryształów, odbędzie się latem 1986 r. w Berkeley (USA), a przewodniczącym komitetu organizacyjnego jest David Litster (MIT).

Andrzej Witko

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Międzymetaliczne Połączenia Ziem Rzadkich i Aktynowców — Konferencja w St. Pölten

W dniach 3-6 września 1984 r. odbyła się w St. Pölten (Dolna Austria) międzynarodowa konferencja „Międzymetaliczne Połączenia Ziem Rzadkich i Aktynowców”. Poprzednia tego typu konferencja odbyła się w 1980 r. w Zurychu i była ograniczona tylko do tych ziem rzadkich i ich związków, które wykazują wyraźne podobieństwo do aktynowców. W programie zaś obecnej uwzględniono wszystkie ziemie rzadkie. Z tego też powodu te ostatnie zdominowały program.

W konferencji uczestniczyło ok. 180 osób z 24 krajów. Najliczniej reprezentowane były RFN (29 osób) i gospodarze (27 osób), ale również znaczne grupy przyjechały z Francji (23 osoby) i USA (21 osób). Z Polski i Szwajcarii było po 16 osób, z tym że 2 Polaków reprezentowało Anglię i RFN. Tak liczny nasz udział był możliwy dzięki hojności gospodarzy, którzy pokryli koszty utrzymania i zakwaterowania oraz zwolnili z opłaty konferencyjnej, która była znaczna. Tylko jeden polski uczestnik przyjechał na koszt placówki macierzystej.

Organizatorom udało się zgromadzić wielu interesujących wykładowców i uczestników jak np.: B. R. Cooper, B. Coqblin, P. Erdős, Z. Fisk, A. J. Freeman, G. M. Kalvius, T. Kasuya, D. J. Lam, H. R. Ott, J. Rossat-Mignod, J. S. Smith, F. Steglich, O. Vogt, P. Wachter, W. E. Wallace, E. P. Wohlfarth, W. Zinn, których obecność zapewniła wysoki poziom konferencji.

W trakcie jej trwania przedstawiono 6 dużych referatów plenarnych (50 min.), 27 krótszych referatów plenarnych (30 min.) i 145 komunikatów w formie plakatów. Ustne prezentacje odbywały się w 2 blokach przedpołudniowych i wieczornych, natomiast plakaty zostały przedstawione na dwugodzinnych sesjach tuż po obiedzie. Polska grupa wniosła do konferencji nie tylko poważny wkład osobowy, ale również zaznaczyła się w jej programie. Polscy uczestnicy byli autorami jednego dużego referatu plenarnego (a biorąc pod uwagę miejsce urodzenia A. J. Freemana — dwóch) i jednego krótszego, a także autorami lub współautorami 30 komunikatów.

Nazwa konferencji precyzuje materiały, które są jej przedmiotem. Dlatego też omówienie jej treści naukowej zostanie rozpoczęte przedstawieniem tych materiałów *f*-elektronowych, które zdaniem autora sprawozdania, a także wielu innych uczestników konferencji wzbudzały największe zainteresowanie. Lantanowce i aktynowce, a szczególnie te ostatnie stanowią z punktu widzenia teorii problem do rozwiązania. Z tego powodu do niedawna, na tego typu konferencjach, dominowały doniesienia dotyczące badań prostych związków, o prostej stechiometrii, jak np. struktury typu NaCl, CsCl, AuCu₃, czy faz Lavesa. Ostatnia konferencja stanowi przełom, gdyż poważna część prezentowanych prac dotyczyła związków o niższej symetrii i bardziej złożonej stechiometrii. Powodem tej zmiany jest pojawienie się nowych grup związków o bardzo interesujących własnościach, które niestety nie odznaczają się prostotą. Niewątpliwie materiały, które wzbudziły największe zainteresowanie, to te które określa się mianem układów ciężkich fermionów. Są to układy charakteryzujące się bardzo wysokimi masami elektronów przewodnictwa, rzędu 200 *m*₀ oraz wysokimi współczynnikami elektronowego ciepła właściwego o 2 do 3 rzędów wyższymi niż w normalnych metalach. Dalszymi cechami tych związków jest stosunkowo duża odległość atomów *f*-elektronowych w sieci, wysokotemperaturowa podatność magnetyczna spełniająca prawo Curie-Weissa, wysoka podatność w niskich temperaturach, niezwykle zależność temperaturowa oporu elektrycznego. Większość tych materiałów wykazuje przejście do stanu nadprzewodnictwa w niskich temperaturach i niezwykle zależność temperaturową pola krytycznego *B*_{C2}. Rzeczą charakterystyczną jest, że warunkiem koniecznym do zaistnienia nadprzewodnictwa jest obecność elektronów *f*, gdyż związki izostrukuralne lantanu i toru nie wykazują tej własności. Typowe przykłady tych materiałów podano w tabeli 1. Do tej rodziny zalicza się również U₂PtC₂, CeCu₄ i CeAl₃, ale nie wykazują one nadprzewodnictwa, a także wstępnie zbadany U₂Zn₁₇.

Tabela 1

Związek	<i>T</i> _C [K]	<i>γ</i> [mJ/K ² mole]	<i>dB</i> _{C₂} / <i>dT</i> [T/K]
CeCu ₂ Si ₂	0,6	1000	—5,8
UBe ₁₃	0,55	1100	—25,7
Np _{0,67} U _{0,33} Be ₁₃	< 0,5	1500	

Następną rodziną o dość złożonej stechiometrii, choć prostej strukturze AuCu₃ są przedstawione przez Fiska nadprzewodniki, a mianowicie UAl₂Si₂ (1,34 K), UAl₂Ge₄ (1,60 K) i UGa₂Ge₂ (0,87 K). W nawiasach podano temperatury krytyczne.

Również nowe i obiecujące materiały magnetyczne mają złożoną strukturę. Przedstawiono znany już i z innych konferencji układ Nd-Fe-B o iloczynie energii 40 MGOe. Z kolei Wallace i wsp. i Givord ze wsp. podali wyniki badań magnetycznych połączeń typu $R_2Fe_{14}B$ (R — ziemia rzadka). Pierwszy autor podał, że dla $Pr_2Fe_{14}B$ teoretyczny produkt energetyczny w temperaturze pokojowej wynosi 60,8 MGOe, a w 77 K — 76,5 MGOe.

Parę prac było również poświęconych skomplikowanym wodorkom na bazie ziem rzadkich i metali 3d-elektronowych. Otrzymanie monokryształów prostych związków w tym również pierwiastków transuranowych było przedmiotem interesującego wykładu O. Vogta.

Jeśli chodzi o metody badawcze zwracała uwagę duża liczba prac wykonanych pod zwiększonym ciśnieniem. Temu tematowi były poświęcone dwa krótsze referaty plenarne i szereg komunikatów.

Jak na podobnych tego typu konferencjach przedstawiono wiele interesujących wyników uzyskanych metodami neutronograficznymi i przy wykorzystaniu efektu Mössbauera. Również obficie były reprezentowane prace wykonane przy pomocy rentgenowskiej spektroskopii fotoemisyjnej i technik pokrewnych jak BIS, EXAFS itd.; a tej tematyce były poświęcone trzy krótsze referaty plenarne.

Dwa referaty plenarne były poświęcone omówieniu nowych technik eksperymentalnych i ich możliwości w zastosowaniu do materiałów f-elektronowych. L. Asch przedstawiła zasady rezonansu mionowego, a P. Wachter spektroskopii ładunków punktowych.

Teoria przedstawiana w referatach i komunikatach dotyczyła przede wszystkim modeli i obliczeń struktury pasmowej związków o prostej strukturze krystalicznej, natomiast D. D. Koelling przedstawił w komunikacie jedno z pierwszych ujęć teoretycznych ciężkich fermionów na poziomie jednoelektronowym. Obliczenia potwierdziły szereg przewidywań intuicyjnych, jak np. istnienie wąskiego pasma f przyszpilonego do powierzchni Fermiego, oraz jego silną hybrydyzację. Natomiast wnioski ilościowe słabo zgadzają się z doświadczeniem. Tylko w jednym referacie traktującym o współzawodnictwie oddziaływań wymiennych i pola krystalicznego (Cullen i Callen) rozważano model zlokalizowany elektronów f, a pole krystaliczne zostało uwzględnione również w referacie Coopera i wsp. na temat anizotropii oddziaływań magnetycznych w monopniknikach ceru i aktynowców. Bardzo mało prac dotyczyło tak modnego dzisiaj zagadnienia mieszanej wartościowości, ale powodem była odbyta wcześniej w Kolonii konferencja na ten temat.

W podsumowaniu konferencji G. M. Kalvius powiedział, że o ile dotychczas udowodniano różnicę między aktynowcami i lantanowcami, to jednym z przewodnich motywów obecnej konferencji były próby wykazania podobieństwa niektórych lantanowców do aktynowców. I to stwierdzenie dobrze oddaje dążenia wielu badaczy w chwili obecnej z jednej strony, a z drugiej wskazuje, że o ile zainteresowanie praktycznym zastosowaniem lantanowców jest bardzo duże, to jednak z naukowego punktu widzenia aktynowce stanowią najbardziej interesujący przedmiot badań.

Ogólnie konferencja była zorganizowana bardzo dobrze. Program towarzyski był bardzo bogaty. Dla wielu cudzoziemców Austria to „wino, kobieta i śpiew”, z tego jednak sloganu tylko pierwsza część została całkowicie zapewniona przez gospodarzy i to w najlepszym gatunku w postaci win z najbliższej okolicy (Krems, Wachau), kobiety to czarujące współuczestniczki konferencji, a także bardzo sympatyczne uczennice Szkoły Gospodarczej, w której odbywała się konferencja, a które spełniały rolę kelnerek. Śpiew natomiast był wyłączną zasługą grupy polskiej, w szczególności w czasie bankietu. I ta trzecia część sloganu zdaniem postronnych nie była w gorszym gatunku niż dwie pierwsze.

Materiały Konferencji zostaną wydrukowane w *Physica B+C*.

Następna tego typu konferencja, jednak według pierwotnej formuły, to znaczy międzymetaliczne związki aktynowców i pokrewnych ziem rzadkich ma być zorganizowana w lipcu 1986 roku w Grenoble przez J. Rossat-Mignod.

Wojciech Suski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

KRONIKA

PTF

Oddział Białostocki

W dniu 27 kwietnia 1984 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Nowy Zarząd wybrano w składzie: przewodniczący — Michał Święcki, wiceprzewodniczący — Tadeusz Krogulski, sekretarz — Janusz Waliszewski, skarbnik — Joanna Kłobukowska, pełnomocnik ds. współpracy z przemysłem — Andrzej Wiśniewski, pełnomocnik ds. kontaktów z nauczycielami szkół średnich — Czesław Bielaczyc, pełnomocnik ds. Olimpiady Fizycznej — Andrzej Karpió, korespondent — Piotr Malinowski.

Oddział Białostocki PTF organizuje posiedzenia naukowe, odczyty, pokazy i akcje popularyzacyjne. Postanowiono zintensyfikować działania na rzecz upowszechniania wiedzy fizycznej poprzez zacieśnienie kontaktów z nauczycielami fizyki w szkołach średnich i Ośrodkiem Kształcenia Nauczycieli. Planuje się również zapraszanie wybitnych pracowników naukowych z innych ośrodków w kraju w celu przedstawienia najnowszych osiągnięć z dziedziny fizyki. Komitet Okręgowy Olimpiady Fizycznej obejmuje swą działalnością województwa: białostockie, łomżyńskie, ostrołęckie, siedleckie i suwalskie.

W listopadzie 1984 r. Oddział liczył 37 członków.

Piotr Malinowski

CKK

Centralna Komisja Kwalifikacyjna ds. Kadr Naukowych, działająca przy prezesie Rady Ministrów, rozpoczęła swoją IV kadencję (na lata 1984-86), o czym informowaliśmy w Kronice 5/84 podając skład prezydium CKK. Do sekcji V nauk matematycznych, fizycznych, chemicznych i nauk o Ziemi weszli następujący fizycy, astrofizycy i geo-

fizycy: profesorowie: Zbigniew Bochnacki (IFJ, Kraków), Jerzy Jankowski (Inst. Geofizyki PAN, Warszawa), Stanisław Kielich (UAM, Poznań), Andrzej Kruszewski (UW), Jerzy Mycielski (UW), Zdzisław Pająk (UAM, Poznań), Ryszard Sosnowski (IPJ, Warszawa), Andrzej Wróblewski (UW) i Kacper Zalewski (IFJ, Kraków). Sekcja V liczy obecnie 32 członków (w poprzedniej kadencji 40).

Spośród 218 członków CKK 71,2% to pracownicy wyższych uczelni, 11,4% — placówek PAN, 17,4% — instytutów resortowych. W obecnej kadencji, w skład CKK wchodzi 78 członków z kadencji poprzedniej, co stanowi 35,7% obecnego składu.

Na posiedzeniu inauguracyjnym IV kadencji w dniu 29 marca 1984 składał sprawozdanie z działalności CKK w poprzedniej kadencji (1979-83) jej ówczesny przewodniczący prof. Witold Czachórski. Oto kilka najistotniejszych, naszym zdaniem, zagadnień, które omawiał.

Od kilku lat wzrasta odsetek negatywnie rozpatrzonych wniosków dotyczących nadawania tytułów naukowych i stopnia naukowego doktora habilitowanego. W pewnym stopniu może to być konsekwencją rezygnacji w 1981 r. Ministerstwa NSWiT ze wstępnej oceny zasadności wniosków o nadanie tytułów naukowych, ale może też być przejawem pewnego liberalizmu oceny środowisk wysuwających kandydatów. W naukach fizycznych odrzucono nieomal najmniej wniosków — tylko 3,4%, fizykę bije tylko teologia, gdzie nie odrzucono żadnego wniosku. Wymieńmy przykładowo procent negatywnie rozpatrzonych wniosków w kilku innych naukach: medycyna 4,5%, matematyka 6%, nauki przyrodnicze 7,6%, nauki prawne 9,1%, humanistyczne 9,2%, ekonomia 11,4%, chemia 16,9%, nauki techniczne 24,2%, organizacja i zarządzanie 27,3%. Fizyka była też jedną z nauk, gdzie nie wpłynęły w ogóle wnioski o mianowanie docenta bez habilitacji. Szczegółowiej: liczba wniosków dotyczących fizyki rozpatrzonych przez CKK w III kadencji wynosiła 204, w tym prof.

zwyczaj. 19 (1 negat.), prof. nadzwyczaj. 53 (2 negat.), habilitacja 132 (4 negat.).

Centralna Komisja Kwalifikacyjna nie zatwierdza doktoratów, przeprowadza jednak kontrolę planową i wyrwykową poziomu rozpraw doktorskich i prawidłowości przeprowadzania przewodów. W III kadencji objęto kontrolą planową 40 placówek (427 przewodów), a kontrolą wyrwykową 97 przewodów. W obrębie kontroli planowej negatywnie oceniono 15% rozpraw doktorskich, a 14% uznano na granicy wymagań, odpowiednio w kontroli wyrwykowej — 22% i 15%. W wyniku tych kontroli CKK wystąpiła do Ministra NSWiT o cofnięcie 4 jednostkom uprawnień do nadawania stopnia doktora. W sekcji V w ocenie planowej 9% rozpraw doktorskich uzyskało ocenę negatywną i 9% na granicy wymagań. Ocenie wyrwykowej poddano tylko 4 rozprawy, z których połowa uzyskała ocenę pozytywną, a poziom połowy oceniono jako niski.

Oceny negatywne wniosków o nadanie tytułów naukowych bądź stopni naukowych są, zdaniem CKK, głównie konsekwencją niewłaściwego stosowania i nieprzestrzegania przez rady wydziałów i rady naukowe kryteriów oceny ustalonych przepisami ustawy o stopniach naukowych i tytułach naukowych, rozwinętych w „Wytycznych” CKK. Komisja bierze pod uwagę przede wszystkim dorobek naukowy kandydata, szczególnie uzyskany od nadania mu poprzedniego tytułu czy stopnia, aczkolwiek zaangażowanie w rozwój naukowy młodszych współpracowników jest też elementem oceny. Jeśli chodzi o habilitacje, najwięcej trudności w procesie opiniodawczym sprawia ustalenie właściwego kryterium oryginalności osiągnięć i ich znaczenia dla rozwoju nauki. Dlatego CKK reprezentuje pogląd, że określony przewód habilitacyjny powinien być przeprowadzany w jednostce, w której istnieją najlepsze warunki do wszechstronnej i kompetentnej oceny dorobku habilitanta (a więc niekoniecznie w jego miejscu pracy).

Dotychczas brak jest bardziej szczegółowych kryteriów oceny rozpraw doktorskich. W różnych środowiskach naukowych rozbieżność wymagań jest znaczna. Również pod względem formalnym część rozpraw budzi zastrzeżenia. Zdarzają się błędy językowe, nadmiernie rozbudowana część wstępna (literaturowa), niekonsekwentne oznaczenia i brak ich wykazu itp. Zdaniem CKK, rola egzaminów doktorskich jest powszechnie niedoceniana. Najczęściej przeprowadza się je w ostatnim etapie przewodu, gdy fakt ukończenia już rozprawy

i uzyskania pozytywnych recenzji determinuje w zasadzie pozytywny wynik egzaminu. Niekorzystne jest także zawężenie tematyki egzaminów do problematyki rozprawy. Najwięcej zastrzeżeń wysuwanych jest pod adresem recenzji rozprawy. Recenzje negatywne należą do rzadkości, a jeśli nawet recenzenci stawiają istotne zarzuty, to mimo to kończą zwykle recenzję konkluzją pozytywną. Bardzo rzadko recenzenci formułują żądanie usunięcia dostrzeżonych błędów i usterek przed dopuszczeniem pracy do obrony.

Centralna Komisja Kwalifikacyjna pełni rolę organu korygującego wyniki działalności rad wydziałów i rad naukowych w zakresie nadawania tytułów i stopni naukowych. Skuteczność jej działalności zależy od prestiżu CKK i zaufania środowisk naukowych do jej decyzji. Dlatego środowiska naukowe powinny mieć wpływ na dobór składu CKK, a także powinny mieć możliwość poznawania motywacji decyzji CKK oraz mieć prawo do odwoływania się od tych decyzji. W zakończeniu swego przemówienia prof. Czachórski powiedział: „Dlatego trzeba równie bez niedomówień powiedzieć, że wykonanie zadań, o które tu chodzi, także i w nowej kadencji Komisji, wymaga stosownego klimatu wokół jej działań. Do warunków niematerialnych należy zapewnienie Komisji i jej członkom niezależności poglądów w sprawach, które im powierzono. Jest to wymaganie niezbędne w widzeniu dalekosiężnej perspektywy osiągnięć, których często nie dostrzega się w dniu dzisiejszym. A to leży w gestii mecenatu państwa nad sprawami nauki”.

Życie Szk. Wyższej 32, No 7 (1984)

B. W.

Trzydziestolecie CERN-u

We wrześniu 1984 CERN obchodził trzydziestolecie swego istnienia. Szukając źródeł powstania tej organizacji, trzeba przede wszystkim przypomnieć przemówienie Louis de Broglie'a na Europejskiej Konferencji Kulturalnej w Lozannie w grudniu 1949 r. De Broglie nawoływał tam do utworzenia międzynarodowego „laboratorium czy instytutu, w którym można by prowadzić badania naukowe przekraczające możliwości poszczególnych krajów członkowskich. Ponieważ organizacja taka jednoczyłaby wiele krajów europejskich, zapewniłoby środki znacznie większe niż te, którymi rozpo-

rzadzają laboratoria narodowe, a zatem pozwoli na podejmowanie odpowiednio wielkich i kosztownych zadań. Organizacja służyłaby koordynacji badań i ich wyników, porównywaniu metod, przystosowywaniu programów i narzędzi badań dzięki współpracy naukowców z różnych krajów". Ta propozycja de Broglie'a, choć nie precyzuje zakresu badań, może i dziś doskonale służyć jako sztyl CERN-u.

Następny krok został zrobiony w 1950 r. na konferencji UNESCO we Florencji. Na wniosek delegacji amerykańskiej, której przewodniczył I. I. Rabi (Nagroda Nobla 1944), zobowiązano dyrektora generalnego UNESCO do „pomocy i zachęcania do tworzenia i organizowania regionalnych centrów i laboratoriów, aby wzmocnić i uczynić bardziej owocną międzynarodową współpracę naukowców w ich poszukiwaniach nowej wiedzy w tych dziedzinach, gdzie wysiłek jednego kraju danego rejonu jest niewystarczający by spełnić to zadanie". Ówczesny dyrektor generalny UNESCO, Pierre Auger, tak dobrze wypełnił zalecenie „pomocy i zachęcania”, że na zebraniu UNESCO w lutym 1952 postanowiono utworzyć „prowizoryczną organizację” Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire z E. Amalidim jako jej sekretarzem generalnym.

Do sierpnia 1954 dziewięć państw założycielskich ratyfikowało konwencję i w ten sposób CERN formalnie rozpoczął swoje działanie.

Z okazji trzydziestolecia odbyło się w CERN-ie uroczyste zebranie, w czasie którego przemawiał m. in. Rabi wspominając początki organizacji i z radością wymieniając jej wielkie sukcesy. Urządzono „drzwi otwarte”, co przyciągnęło kilka tysięcy zwiedzających, czynna była wystawa dokumentów związanych z powstaniem i działalnością CERN-u. Odbyło się także seminarium, na którym historycy nauki opracowujący historię CERN-u mieli okazję przeprowadzenia dyskusji i wysłuchania wspomnień ludzi, którzy historię tę tworzyli.

CERN Courier 24, No 9 (1984)

B. W.

Nagroda Holwecka

Nagrodę i Medal Holwecka otrzymał w 1984 r. Brebis Bleaney, emerytowany profesor Uniwersytetu Oksfordzkiego, w uznaniu za badania jakie prowadził w ciągu ostatnich sześciu lat nad wzmożonym magnetyzmem jądrowym. Nagroda ta przy-

znawana jest na przemian fizykom brytyjskim przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i fizykom francuskim przez brytyjski Instytut Fizyki.

Bleaney od wielu lat zajmował się badaniami rezonansu magnetycznego, zarówno rezonansu ze spinem elektronów jak i magnetycznego rezonansu jądrowego. W nagrodzonej metodzie, opracowanej częściowo wspólnie z A. Abrahamem (Saclay), wykorzystuje się dynamiczną polaryzację jądrową do badania jonów w polach efektywnych o natężeniu do 100 T. Pozwala to na dalsze rozszerzenie teorii magnetyzmu van Vlecka do „wysokich pól efektywnych” i „niskich efektywnych temperatur” (rzędu milikelwinów).

Phys. Today 37, No 11 (1984)

B. W.

Medal Maxa Borna

Nagrodę Maxa Borna, przyznaną łącznie przez brytyjski Instytut Fizyki i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne otrzymał w 1984 r. Amand Faessler z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Tybindze.

Faessler jest wybitnym specjalistą w zakresie teorii jąder atomowych. Ostatnie jego badania dotyczą zagadnienia zachowania się jąder zdeformowanych przy wysokich spinach oraz zagadnienia możliwości wyjaśnienia „twardego rdzenia” na podstawie koncepcji materii kwarkowo-gluonowej.

Phys. Today 37, No 11 (1984)

B. W.

Dziesiąta rocznica śmierci Mieczysława Frąckowiaka

Pracownicy Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej uczcili pamięć doc. dr. hab. Mieczysława Frąckowiaka, cenionego polskiego fizyka, twórcy Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej, organizując w październiku 1984, w 10-tą rocznicę śmierci, seminarium wspomnieniowe poświęcone jego działalności naukowej i dydaktycznej. Wśród licznie zgromadzonych uczestników seminarium, odbywającego się w sali wykładowej Instytutu Fizyki im. prof. Edmunda Karaśkiewicza obecni byli również uczniowie, przyjaciele i koledzy M. Frąckowiaka z takich ośrodków naukowych jak Toruń, Kraków, Gdańsk, Bydgoszcz i Poznań. Referat o jego działalności naukowej przedstawił doc. M. Rozwadowski.

Jeden z uczniów Frąckowiaka, doc. Jerzy Dembczyński, obecnie dyrektor Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej, charakteryzując w swoim wystąpieniu osobę Frąckowiaka przedstawił jego zasługi dla rozwoju nauki i dydaktyki w Instytucie Fizyki Politechniki Poznańskiej. Frąckowiak przeniósł się do Poznania z Torunia w 1966 r., tj. w rok po obronie swojej rozprawy habilitacyjnej, obejmującej Katedrę Fizyki w Politechnice Poznańskiej. Do pracy w Katedrze Fizyki przystąpił z ogromnym entuzjazmem. Dzięki jego usilnym staraniom i zabiegom, jak również dzięki bardzo dużej przychylności i pomocy władz uczelni, Katedra Fizyki, a następnie Instytut Fizyki uzyskuje nowe lokale oraz nowoczesną aparaturę. Powstają nowe laboratoria dydaktyczne dla studentów, wyposażone w nowoczesną aparaturę, unowocześniony zostaje proces dydaktyczny z zakresu nauczania fizyki.

Potrzeby społeczne zarówno rozwijającej się dynamicznie uczelni technicznej, jak również całego regionu wymagały od niego przedstawienia się na nową problematykę naukową, na którą wzrastało zapotrzebowanie przemysłu. Profesor T. Skaliński — prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w liście skierowanym do Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej scharakteryzował osobę doc. Frąckowiaka następującymi słowami: zapalony badacz, zasłużony organizator badań i niestrudzony działacz realizujący ideę powiązania postępu technicznego ze zdobyczami fizyki. Ta ostatnia idea była przewodnią dla Frąckowiaka w jego działalności naukowej. Życiową jego pasją było przekazywanie zdobyczy fizyki technice oraz innym dziedzinom nauki, czemu wyraz dawał nie raz w swojej naukowej działalności. W jego dorobku naukowym znajdują się prace pionierskie (w latach sześćdziesiątych) z zakresu luminescencji substancji nieorganicznych, elektroluminescencji cienkich warstw, własności elektrycznych cienkich warstw półprzewodnikowych oraz spektroskopii atomowej, niejednokrotnie realizowane w ramach problematyki węzłowej na zapotrzebowanie przemysłu. Frąckowiak był również organizatorem pierwszej konferencji „Fizyka dla Przemysłu”, ukazującej zastosowanie wyników badań naukowych z dziedziny fizyki w przemyśle. Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej, w którym Frąckowiak pracował tylko 8 lat, dzięki polityce swego założyciela w zakresie nauki i nauczania fizyki może poszczycić się dzisiaj wieloma znaczącymi osiągnięciami.

Mieczysław Frąckowiak, człowiek o wybitnej i niepowtarzalnej osobowości, jeden z animatorów

życia naukowego w Poznaniu odszedł od nas nagle i niespodziewanie, w pełni sił, w rozkwicie twórczości naukowej. Pozostawił jednak po sobie trwały pomnik swojej działalności — Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej.

Mirosław Drozdowski

I Szkoła na temat pola krystalicznego

W dniach od 24 do 29 września 1984 r. odbyła się w Oleśnicy k. Leszna (w Ośrodku AWF Wrocław) międzynarodowa szkoła na temat pola krystalicznego, zorganizowana przez Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. Uczestniczyły w niej 63 osoby, w tym siedmiu zaproszonych wykładowców: z Francji (3), Szwajcarii (2), RFN (1) i Włoch (1). Oprócz dość licznie reprezentowanego Instytutu organizującego (19 osób), obecni byli pracownicy z 12 innych ośrodków krajowych. Przyjęto typowy dla szkoły system pracy. Przedpołudnia wypełnione były wykładami podstawowymi, w sumie 26 godzin. Popołudniami odbywały się natomiast wykłady o charakterze bardziej monograficznym, w sumie 9 godzin. Korzystając z obecności specjalistów, uczestnicy Szkoły dużo czasu poświęcali na dyskusje i rozmowy o swoich problemach. Warunki i atmosfera Szkoły wyjątkowo temu sprzyjały, a stosunek czasu wykładów do czasu wolnego był bardzo trafnie wyważony. Profil Szkoły określili wykłady wiodące. Zgodnie z aktualnymi tendencjami, nacisk położony był na efekty pola krystalicznego w ciele stałym wraz z całym bogactwem współzależności, sprzężeń, wzbudzeń, przemian fazowych itp. Przede wszystkim, należałoby tu wymienić wykład B. Lüthi (Frankfurt) o oddziaływaniu elektron-fonon w układach ziem rzadkich, wykłady D. Schmitta (Grenoble) o współzależnościach pomiędzy polem krystalicznym a anizotropią namagnesowania, strukturą magnetyczną i własnościami elastycznymi, J. Rossat-Mignod (Grenoble), o wzbudzeniach magnetycznych i L. Kowalewskiego (Poznań) o wpływie pola krystalicznego na mechanizm przejść fazowych w układach lekkich ziem rzadkich oraz wykład H. Szymczaka (Warszawa) o podobnych efektach w magnetykach amorficznych.

Bardziej ogólny charakter miał przeglądowy wykład P. Erdősa (Lozanna). Duże zainteresowanie wzbudziły wykłady M. Faucher (Paryż) o uogól-

nionym modelu pola krystalicznego, o metodach *ab initio* liczenia parametrów pola krystalicznego i, przy okazji, o interpretacji skomplikowanych struktur elektronowych przy pomocy metod tensorowych oraz G. Amoretiego (Parma) o zastosowaniu tzw. modelu superpozycyjnego Newmana i o ogólnej metodzie analizy widma EPR, szczególnie ciekawej w przypadku anizotropowego kwartetu Γ_8 . W. Stręk przedstawił tzw. dynamiczne podejście do interpretacji przejść elektronowych w układach lantanowców, T. Lulek mówił o strukturze współrzędnych symetrycznych dla prostych układów atomowych, a J. Mulak o problemie bazy funkcyjnej w teorii pola krystalicznego.

Wykłady popołudniowe były dobrym uzupełnieniem wykładów ogólnych. Była tu mowa o źródłach pola krystalicznego (Z. Gajek), o efekcie Schottky'ego (R. Troć), o efekcie pola krystalicznego w badaniach EPR (K. P. Hoffmann), o wpływie pola krystalicznego na oporność elektryczną (J. P. Markowski), o singletowym stanie podstawowym (W. Suski) i o oddziaływaniu nadsubtelnych i efekcie pola krystalicznego w związkach intermetalicznych ziem rzadkich (E. Görlich).

W odczuciu wszystkich uczestników była to bardzo udana szkoła. Komitet Organizacyjny pod kierownictwem R. Trocia i J. P. Markowskiego zapewnił uczestnikom doskonałe warunki pobytu i pracy oraz miłą atmosferę.

Jacek Mulak

Schrieffer w Santa Barbara

Zakończyła się kadencja Waltera Kohna, pierwszego dyrektora Instytutu Fizyki Teoretycznej w Santa Barbara. Od 1 września 1984 nowym dyrektorem jest John Robert Schrieffer, jeden z twórców teorii nadprzewodnictwa, tzw. teorii BCS, za którą jej autorzy J. Bardeen, L. N. Cooper i J. R. Schrieffer otrzymali w 1972 r. Nagrodę Nobla z fizyki. W ostatnich latach Schrieffer koncentruje swoje badania głównie na fizyce polimerów.

Phys. Today 37, No 8 (1984)

B. W.

Najwięcej cytowane prace z r. 1982

Eugene Garfield, redaktor *Current Contents*, przedstawia w nr. 48 (1984) tego czasopisma zestawienie prac z nauk fizycznych, opublikowa-

nych w 1982 r. i najczęściej cytowanych w latach 1982-83. Takie zestawienie, dotyczące okresu bezpośrednio po ukazaniu się pracy, może dać pewien wgląd w dziedzinę aktualnie najżywiej rozwijającą się i zagadnienia wzbudzające największe zainteresowanie. Autor jest jednak zdania, że prace te nie koniecznie muszą okazać się „najlepszymi” bądź „najważniejszymi”. Wiele publikacji nie wymienionych w tym spisie może dopiero w następnych latach osiągnąć duży wpływ na prace innych autorów. Natomiast prace z tego spisu są interesujące z tego względu, że zostały uznane za ważne już natychmiast po opublikowaniu.

Zestawienie obejmuje 106 prac ogłoszonych w 1982 r., które były cytowane co najmniej 30 razy w okresie 1982-83. Najwięcej cytowaną (105 razy) okazała się praca: A. D. Linde (Instytut Fizyki im. Lebediewa, Moskwa) „A new inflationary Universe scenario: a possible solution of the horizon flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problem”, *Phys. Lett.* B108, 389 (1982). Następna (88 cytowań) A. Albrechta i P. J. Steinhardta z Uniwersytetu Pensylwanii, *Phys. Rev. Lett.* 48, 1220 (1982) dotyczy też zagadnień kosmologii.

Przyjemnie jest wspomnieć, że na tej liście znalazła się też praca (cytowana 32 razy) z dziedziny fizyki wysokich energii wykonana częściowo w dwóch ośrodkach polskich — w AGH i w Uniwersytecie Jagiellońskim, *Phys. Lett.* B112, 173 (1982), oraz praca z fizyki półprzewodników (cytowana 53 razy) wykonana w MIT przez zespół 5 osób, w tym 3 Polaków z IF PAN i z Uniwersytetu Warszawskiego, *Appl. Phys. Lett.* 40, 342 (1982).

Current Cont. 24, No 48 (1984)

B. W.

Polski Who's Who

Ukazał się informator biograficzny *Kto jest kim w Polsce 1984*. Jest to pierwsza od ponad czterdziestu lat tego typu publikacja polska (poprzednia pt. „Czy wiesz kto to jest” wydana w r. 1938) i na pewno będzie użyteczna. Jak wyjaśnia Wydawca, stosowano trzy kryteria przy doborze osób, których biografie zamieszczono: przedstawiono Polaków mających polskie obywatelstwo i zamieszkałych w Polsce, pełniących znaczące funkcje społeczne, bądź legitymujących się uzna-

nymi w kraju i w świecie dokonania, a także te osoby, które znalazły się w kręgu zainteresowania opinii publicznej z innych przyczyn.

Noty biograficzne zestawiono na ogół na podstawie odpowiedzi na rozesłaną ankietę. Opracowane są jednolicie i interesująco. Podają takie dane jak data i miejsce urodzenia, stan cywilny, liczba dzieci, wykształcenie, stopnie i tytuły naukowe, przebieg kariery zawodowej, odznaczenia, najważniejsze osiągnięcia, sposób spędzania wolnego czasu, hobby i wreszcie adres i telefon. Szczególnie ciekawe są te noty, w których przedstawiona osoba wymienia swoje najważniejsze prace, jest bowiem zawsze interesujące jak autor sam ocenia elementy swego dorobku.

Informator zawiera ok. 4000 biografii. Znajdujemy tam ok. 60 fizyków, wśród nich prawie wszystkich członków PAN (jednak z wyjątkami), ok. 40 profesorów zwyczajnych, kilkunastu profesorów nadzwyczajnych, jednego doktora habilitowanego i jednego doktora nauk fizycznych.

B. W.

E. Igras (1930-1984)

Edmund Igras urodził się 30 sierpnia 1930 r. w Szczepieszynie na Zamojszczyźnie. Świadectwo maturalne otrzymał w Liceum im. Tadeusza Kościuszki w Kaliszu w 1950 r. W tym samym roku został laureatem Olimpiady Matematycznej i rozpoczął studia wyższe na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Dyplom magistra fizyki uzyskał w 1955 r. na podstawie pracy dotyczącej zmian w budowie krystalicznej półprzewodnikowych warstw siarczku ołowiu pod wpływem naświetlania elektronami w prześwietleniowym mikroskopie elektronowym. W ostatnim roku studiów pracował jako zastępca asystenta w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW. We wrześniu 1955 r. Igras został skierowany na studia aspiranckie do Uniwersytetu Moskiewskiego im. Łomonosowa. Pod kierunkiem prof. G. W. Spiwaka badał tam przez okres trzech lat strukturę domenową ferroelektryków metodą zwierciadlanej mikroskopii elektronowej. Metodzie tej pozostał wierny do końca życia.

Po obronieniu pracy kandydackiej Igras rozpoczął w 1958 r. pracę na stanowisku adiunkta w Zakładzie Fizyki Półprzewodników, w Instytucie



Fizyki PAN przy ul. Hożej w Warszawie. Po raz pierwszy zastosował wówczas metodę mikroskopii zwierciadlanej do badań własności powierzchniowych półprzewodników. Prace naukowe wykonywał na konstruowanych przez siebie i kolejno udoskonalanych mikroskopach. Tematami jego ówczesnych prac były obserwacje występujących na powierzchniach germanu i krzemu złącz $p-n$, obserwacje segregacji domieszek, rozpadów stałych roztworów i tworzenia się oraz dysocjacji par donorowo-akceptorowych, badania nisko- i wysokotemperaturowe dryfu jonów w zewnętrznym polu elektrycznym a także pomiary współczynników dyfuzji powierzchniowej dla różnych pierwiastków. Już te pionierskie prace Igrasa wykazały jak bardzo cennym narzędziem dla fizyka zajmującego się półprzewodnikami jest mikroskop zwierciadlany. Przyczyniły się one niewątpliwie do popularyzacji tego typu mikroskopu na świecie i w konsekwencji do powstania kolejnych ośrodków mikroskopii zwierciadlanej półprzewodników w NRD, Francji, USA i ZSRR. Równoległe do obserwacji mikroskopowych Igras zajmował się na Hożej fotoelektrycznymi właściwościami cienkich warstw półprzewodników. W przypadku warstw siarczku i selenku kadmu był pierwszym, który zaobserwował w nich anomalny efekt fotowoltaiczny.

Od końca 1967 r. rozpoczyna się okres pracy Igrasa w Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie. Otrzymał na tej Uczelni stopień doktora habilitowanego (1969 r.) oraz kolejno stanowisko docenta i tytuły naukowe profesora nadzwyczajnego (1974 r.) i zwyczajnego (1979 r.), pozostając wiernym swojej podstawowej tematyce, tj. mikroskopii zwierciadlanej.

Nie jest możliwe w krótkim szkicu biograficznym dokonać pełnego przeglądu zagadnień, a tym bardziej ich charakterystyki, którymi Igras pasjonował się przez ostatnich kilkanaście lat. Pozostaje nam tylko je zasygnalizować. Podstawowym materiałem jego badań był krzem. Odkrył w nim szereg nieznanych wcześniej efektów związanych z ograniczoną stabilnością domieszek w węzłach sieci krystalicznej tego półprzewodnika, efekt anormalnej dyfuzji domieszek donorowych wzdłuż zdefektowanych warstw powierzchniowych oraz efekt generacji akceptorów termicznych (w wysokooporowym krzemie).

Igras opublikował około 90 oryginalnych prac w czasopiśmie krajowych i zagranicznych, a także w materiałach konferencji (pełny spis tych publikacji przekazany został do Pracowni Historii Fizyki przy Bibliotece Głównej UMK w Toruniu). Wykształcił liczne grono pracowników nauki, do którego mają zaszczyt zaliczać się autorzy niniejszego szkicu. Był człowiekiem nad wyraz skromnym, niezwykle pracowitym i uczciwym, poświęcającym cały swój czas, siły i zdolności jednemu celowi — zrozumieniu zjawisk, nad którymi pracował. Miał olbrzymi autorytet w środowisku naukowym, czego wyrazem było członkostwo w radach naukowych wielu instytutów i uczelni.

Prof. Igras był zawsze pogodny, opanowany i chętny udzielać rady każdemu kto o nią poprosił. Osoba taka nigdy nie wychodziła z gabinetu profesora zawiedziona, a wręcz urzeczona sposobem i treścią uzyskanej konsultacji. Podobnie w kontaktach na co dzień z najbliższymi współpracownikami i uczniami był bezpośredni i, mimo że lubił pracować samodzielnie, nigdy nie dawał odczuć nikomu swojej wyższości wynikającej z racji stanowiska, wieku lub zdolności intelektualnych. Ten życzliwy dla ludzi sposób bycia tłumaczy jego chętny udział w zajęciach o charakterze społecznym. Profesor Igras przez wiele lat aktywnie pracował w Zarządzie Oddziału Warszawskiego PTF, najpierw jako skarbnik (1960-1967), a następnie jego przewodniczący (1965-1973).

Niespodziewana, stanowiąca dla nas zaskoczenie, nagła niewydolność serca okazała się śmiertelna. Po kilku godzinach walki lekarzy o jego życie nastąpił zgon. Profesor Igras zmarł w szpitalu przy ul. Szaserów w Warszawie w dniu 22 listopada 1984 r.

My, uczniowie, zachowamy go na zawsze w naszych sercach i pamięci.

*Tadeusz Warmiński,
Sławomir Bednarek*

**Marek Kac
(1914-1984)**

Dnia 25 października 1984 r. zmarł w Los Angeles Marek Kac — wybitny matematyk, który wniósł także znaczny wkład do fizyki matematycznej.

Marek Kac urodził się 3 sierpnia 1914 r. w Krzemieńcu. Po ukończeniu słynnego Liceum Krzemienieckiego rozpoczął w 1931 r. studia matematyczne na Uniwersytecie Lwowskim. Był uczniem i współpracownikiem Hugona Steinhausa. Od 1938 r. mieszkał i pracował w Stanach Zjednoczonych, gdzie był profesorem Uniwersytetu Cornella w Ithace, Uniwersytetu Rockefellera w Nowym Jorku i Uniwersytetu Południowej Kalifornii w Los Angeles.

Największych odkryć dokonał Kac w teorii prawdopodobieństwa, znajdując głębokie związki tej teorii z analizą i z analizą funkcjonalną. Badania Kaca w dziedzinie matematyki prowadziły go często do fizyki, do tych jej gałęzi, w których teoria prawdopodobieństwa odgrywa dominującą rolę: do fizyki statystycznej (model Kaca w teorii przejść fazowych) i do mechaniki kwantowej (całka Feynmana-Kaca).

Kac był jednym z tych nielicznych matematyków, którzy umieli „stanąć twarzą w twarz z fizyką, którą uprawiają fizycy, a nie tylko z tą, jaką wyobrażają sobie matematycy” (zwrot ten pochodzi z autobiografii naukowej M. Kaca).

Po wojnie Marek Kac kilkakrotnie odwiedzał Polskę, wykladał na naszych konferencjach i szkołach. W 1978 r. wygłosił w Warszawie wykład im. Mariana Smoluchowskiego. Wszyscy, którzy mieli go okazję poznać, byli pod wrażeniem jego błyskotliwej inteligencji i poczucia humoru. Zmarł w pełni sił twórczych. Ostatnia jego praca ukazała

się na parę miesięcy przed śmiercią w *Physical Review Letters*. Poświęcona była stochastycznej interpretacji równania Diraca.

W jednym z ostatnich zeszytów *Postępów Fizyki* (PF 35, 495 (1984)) została opublikowana jego

rozmowa ze Stanisławem Ulamem i Mitchellem Feigenbaumem, przeprowadzona w 1982 r., a więc na dwa lata przed jego śmiercią.

Iwo Białynicki-Birula

UWAGA CZŁONKOWIE PTF

Prenumerata roczna *Postępów Fizyki* na rok 1986 wynosi zł 540.—, a dla członków PTF zł 405.—. Opłatę za prenumeratę należy uiszczać w Oddziałach PTF do 15 października 1985 r.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce, nazwa imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac, Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1985

17—20 września 1985, Jabłonna

Euromech — Colloquium No 192 on Finite Rotation in Non-Linear Structural Mechanics. Dr W. Pietraszkiewicz, Inst. Maszyn Przepływowych PAN, ul. Fiszer 14, 80-952 Gdańsk.

19—21 września 1985, Kraków

3rd Conference on Electrostatics (ELSTAT'85). SEP, ul. Straszewskiego 28, 31-113 Kraków

19—22 września 1985, Gocławice k. Warszawy

Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne 85”. Instytut Fizyki PAN Prof. Jerzy Prochorow, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa
P, U: 100

24—27 października 1985, Kraków

32nd Open Seminar on Acoustics. Polskie Towarzystwo Akustyczne, ul. Matejki 48/49, 60-769 Poznań.

SZKOŁY 1985

19—26 września 1985, Ustroń Zawodzie

Quantum Optics — 6th International School on Coherent Optics. Instytut Fizyki PAN, doc. A. Kujawski, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-67-04
P, U: 180, ang., ok. 12 000 zł (włącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

KONFERENCJE 1986

2—5 września 1986, Toruń

Międzynarodowe Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki — Pół Wieku Schematu Poziomów Jabłońskiego. IF UMK. patronat PTF. Prof. A. Bączyński, IF UMK, ul. Grunwaldzka 5/7, 87-100 Toruń, tel. 21-065 i 26-370.

SZKOŁY 1986

17 lutego — 1 marca 1986, Karpacz

XXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Pola i geometria. IFT UWr., doc. A. Jadczyk, IFT UWr. ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław.

Z: 1985.12.15, P, U: 80, ang.

18 lutego — 3 marca 1986 Karpacz

21st Winter School on Theoretical Physics: Symmetry Breaking in Physics. Prof. J. Mozrzyk, IFT UWr, ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław

maj 1986, Wieżyca

3rd Int. Spring School on Acoustooptics and Applications. Prof. A. Sliwiński, IFD UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przysłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać **imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim** (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłonych kresk), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach 2 do 4 razy większe niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przysyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1-16 s. wynosi zł 24.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI (dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1985

Cena prenumeraty: półrocznie zł 240.—
rocznie zł 480.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny,
do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymanie czasopisma

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

L. M. Sokołowski — Inflacja Wszechświata	199
A. Kopystyńska — Zderzeniowy przekaz energii wzbudzenia w parach atomowych w obecności promieniowania laserowego	225
B. S. DeWitt — Kwantowa grawitacja (tłum. L. M. Sokołowski)	235

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

W. Królikowski — Wojciech Rubinowicz — Wielki Fizyk Okresu Przełomu	259
R. S. Ingarden — Wojciech Rubinowicz jako fizyk matematyczny	265
A. Kujawski — Fala krawędziowa w teorii dyfrakcji Younga-Rubinowicza	273
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	281
KRONIKA	285

CONTENTS

L. M. Sokołowski — Inflationary Models of the Universe	199
A. Kopystyńska — Excitation Energy Transfer by Collisions in Atomic Vapours in the Presence of Laser Light	225
B. S. DeWitt — Quantum Gravity	235

RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES

W. Królikowski — Adalbert Rubinowicz — Eminent Physicist of the Transition Period	259
R. S. Ingarden — Adalbert Rubinowicz as a Mathematical Physicist	265
A. Kujawski — Boundary-Diffraction Wave in the Young-Rubinowicz Theory	273
MEETINGS AND CONFERENCES	281
CHRONICLE	285