
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 34
ZESZYT 3
1983**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK
Mgr WANDA KAMIŃSKA
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)
Dr ANDRZEJ SYCZ (Gliwice)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (Koszalin)
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (Kraków)
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)
Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (Rzeszów)
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)
Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)
Prof. dr hab. JAN MOZRZYMAS (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 34, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1983

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, 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 *Irena Lasocka* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
mgr *Wojciech Dindorf* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Alina Lakner-Małowicz* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 1978+92 egz. Ark. wyd. 8,25. Ark. druk. 6¹/₁₆+3 wkl. Papier druk. kl III, 71 g

Oddano do składania w styczniu 1983 r. Podpisano do druku w lipcu 1983 r.

Druk ukończono w sierpniu 1983 r.

Zam. 58/83.

Cena zł 60,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Eryk Infeld

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Fale nieliniowe: teoria plazmy a hydrodynamika

Nonlinear Waves: from Hydrodynamics to Plasma Theory

Abstract: Nonlinear hydrodynamic and plasma wave phenomena are considered jointly. A survey of recent theoretical, numerical, and experimental results is given. The bias, if any, is towards plasma physics, but analogies are stressed.

1. Wstęp

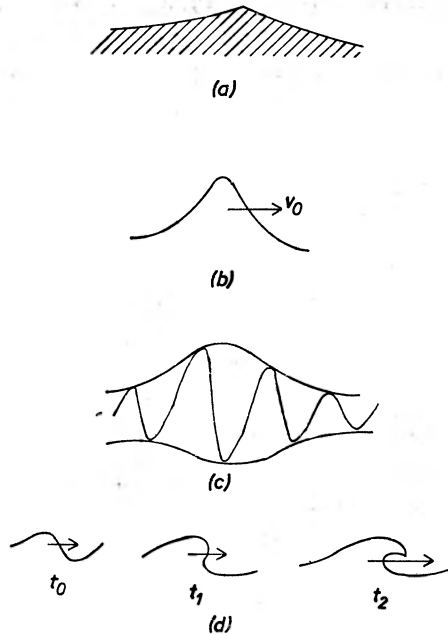
Szybki rozwój teorii plazmy (gazów niemal w pełni zjonizowanych), jaki nastąpił w ciągu ostatnich trzydziestu lat, przyczynił się do opracowania pewnych metod badania nieliniowych tworów fizycznych (np. fal nieliniowych i uderzeniowych, solitonów i wirów). Istnieje jednak cała wiedza na ten temat w hydrodynamice. Powstawała ona przez długie lata, ale nie zawsze jest dobrze znana fizykom zajmującym się plazmą. Poniższy artykuł stanowi próbę łącznego spojrzenia na te dwa nurty prac, jak i na aktualny stan zaawansowania. Jeżeli choć w niewielkim stopniu przyczyni się on do lepszej znajomości odpowiedniej literatury z zakresu hydrodynamiki u fizyków zajmujących się plazmą i odwrotnie, to chyba już spełni pożyteczną rolę. Poza tym, przedstawię w nim kilka nowszych wyników nieliniowej teorii plazmy. Jest ich ostatnio sporo, i to nie tylko w dziedzinie tak (by nie powiedzieć zbyt) modnych fal solitonowych.

Cechą charakterystyczną nowszego nurtu klasycznej fizyki fal nieliniowych jest to, że często jedno i to samo równanie różniczkowe opisuje kilka różnych układów fizycznych, i to właśnie w hydrodynamice i w teorii plazmy (ale bywa, że również w optyce, w fizyce ciała stałego, i nawet w biologii). W tym przeglądzie pominiemy niemal całkowicie wyprowadzanie tych równań modelowych, a skupimy się na wynikających z nich efektach fizycznych. Ograniczymy się też do efektów koherentnych, pomijając całkowicie zjawiska związane z turbulencją.

W spisie literatury pozycje podręcznikowe i przeglądowe zostały wydzielone ([P1—P6]), Pragnę w tym miejscu podziękować doktorowi Andrzejowi Skorupskiemu za wiele bardzo konstruktywnych uwag, którym zawdzięczam lepsze sformułowanie, a niekiedy i zrozumienie, niektórych z przedstawionych spraw.

2. Metody stosowane przy badaniu fal nieliniowych

W latach sześćdziesiątych stało się jasne dla badaczy zajmujących się hydrodynamiką, a następnie i fizyką plazmy, że traktowanie fal nieliniowych przez rozwijanie w potęgę amplitud jest niewystarczające. W hydrodynamice zjawiska związane z dużymi amplitudami fal na powierzchni wody były badane sporadycznie już w XIX wieku (a znane są choćby żeglarzom od bardzo dawna). Przykładami takich zjawisk są: tworzenie klina o kącie rozwarcia 120° na powierzchni fali; solitony zwykłe i obwiedniowe na wodzie; oraz załamywanie się fal o dużej amplitudzie (rys. 1). Efektów tych nie można opisać



Rys. 1. Przykłady zjawisk nieliniowych, obserwowanych na powierzchni wody: (a) tworzenie się klina o kącie rozwarcia 120° ; (b) soliton. Jest to pojedyncza fala poruszająca się ze stałą prędkością bez zmiany kształtu. Zawdzięcza swe istnienie dokładnej równowadze efektów dyspersyjnych i nieliniowych; (c) soliton obwiedniowy. Obwiednia fali zachowuje się tak, jak soliton opisany w (b); (d) zjawisko załamywania się fal nieliniowych (*breaking*) znane wszystkim z wakacji nad morzem i polegające na tym, że pewne partie fali przeganiają inne

przy pomocy teorii liniowych czy nawet słabo nieliniowych. Natomiast gros dokładniejszych analiz dynamiki fal na wodzie opierało się początkowo na rozwijaniu w potęgę amplitudy fali a (dotyczyło więc fal o małej amplitudzie). Co prawda, inicjator tej metody, Stokes [1], zdołał również udowodnić ciekawy wynik dotyczący klina 120° , o którym była mowa. Pokazał mianowicie, że $2\pi/3$ jest to **jedyny** możliwy kąt rozwarcia dla klina, powstającego na powierzchni fali. Ale był to raczej wynik odosobniony. Brakowało bowiem rachunków dotyczących fal o pośrednich amplitudach (klin występuje dla $a = a_{\max}$). Pół wieku później Michell policzył profil fali o kącie rozwarcia 120° numerycznie (1893 rok!). Otrzymał m. in. wynik $a_{\max}/\lambda = 0.142$, gdzie λ jest długością fali [2].

Drugim jakby odosobnionym wynikiem, wykraczającym poza założenie małych amplitud (a otrzymanym przed Wiosną Ludów!), był opis solitonów na wodzie. Za jednym takim solitonem pogalopował konno John Scott Russell wzdłuż Union Canal w Szkocji pewnego poranka roku 1834 [3].

Do opisu solitonów doskonale nadaje się równanie modelowe, które dwaj Holendrzy, Korteweg i de Vries, wyprowadzili zakładając małe h/λ (h = wysokość od dna, mowa więc jest o falach długich w płytkich basenach, po angielsku *wave feels the bottom*). Stało się to w roku 1895, a więc znów mija pół wieku między kolejnymi cytowanymi wynikami! Dzięki licznym uproszczeniom modelu, Korteweg i de Vries otrzymali jedno równanie różniczkowe w zmiennych x, t na prędkość wody $v(x, t)$ (pełny opis fal na wodzie zawiera trudne warunki brzegowe, jak np. równoważenie się ciśnień na nieznannej powierzchni wody). Równanie Kortewega i de Vriesa (K—dV, jak będziemy je odtąd nazywali), wygląda następująco:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0$$

lub w uproszczonym zapisie, którego będziemy używali nadal

$$v_t + vv_x + v_{xxx} = 0. \quad (1)$$

Równanie to zawiera opis efektów nieliniowych (drugi człon), jak i dyspersyjnych (trzeci człon). Zrobiło ono ogromną karierę w fizyce. Pomimo swojej prostoty, opisuje, poza falami nieliniowymi, zarówno zwykłe solitony, jak i początkowe stadium załamania się fal (przy zaniedbaniu trzeciego wyrazu), nie dając jednak klina 120° .

Aby zakończyć wątek rozwijania w potęgę a dodajmy, że w 1967 roku, gdy ludzie pracowali już nad metodami systematycznego traktowania fal nieliniowych o dużych amplitudach, o których będziemy mówili nieco dalej, Brooke-Benjamin jeszcze metodą rozwijania w a otrzymał rewelacyjny wynik — fale na wodzie głębokiej są niestabilne [P1]! Początkowo otrzymał niestabilność przy założeniu

$$h/\lambda \rightarrow \infty$$

(a więc odwrotnie niż w równaniu K-deV, które zresztą daje stabilność wszystkich fal i solitonów [P 3]). Następnie Benjamin potwierdził istnienie tej niestabilności w basenie doświadczalnym w Londynie (gdzie okazało się, że obudze technicznej basenu jest ona doskonale znana) oraz znalazł krytyczną wartość h/λ , powyżej której występuje niestabilność fal o małej amplitudzie. Wynosi ona 1.36 ([P1], str 59). Były to jednak czasy, gdy nie obawiano się już fal o dużej amplitudzie. W tym samym zeszycie *Proceedings of the Royal Society of London* (które najwyraźniej opanowały tematykę, przejmując ją od *Philosophical Magazine* na początku stulecia), można znaleźć piękną pracę Lighthilla. Autor wypisał w niej lagranżjan dla fal o małej amplitudzie na wodzie głębokiej, pod spodem wypisał zaś znany lagranżjan dla fali o największej amplitudzie, dający klin 120° i otrzymany ze wspomnianych już obliczeń Michella [5] i, na koniec, najprostszy algebraicznie lagranżjan dla dowolnej, pośredniej amplitudy

$$0 \leq a \leq a_{\max}$$

przechodzący w dwa znane przypadki graniczne. Tak otrzymany lagranżjan posłużył do uogólnienia obliczeń stabilności [P1]. Okazało się, że istnieje krytyczna wartość amplitudy, powyżej której niestabilność Benjamina nie występuje. Swoją drogą trzeba być nie byle kim, by z takim rozmachem załatwiać sprawy! ¹

Już dwa lata przed ukazaniem się historycznego numeru *Proceedings* [P1], bo w roku 1965, Whitham, uczeń Lighthilla, opracował teorię fal nieliniowych o dowolnej amplitudzie ograniczając się jednak do fal stacjonarnych. Ponadto, ze względu na wspomniany już trudny problem warunków brzegowych na nieznaną powierzchnię wody, nie można tej teorii stosować w hydrodynamice do pełnego opisu fal o dowolnej amplitudzie. Dopiero wprowadzenie modeli takich, jak np. równanie K-dV, stwarza taką możliwość. W plazmie natomiast bardziej nas interesuje, co dzieje się w środku, niż na powierzchni. Teoria Whithama nadaje się więc doskonale do opisu fal w plazmie. W dalszym ciągu mówiąc o plazmie będziemy mówili o objętościowych efektach falowych.

W teorii Whithama w jej oryginalnej wersji zakłada się, że [6]:

(1) Fala nieliniowa jest w przybliżeniu stacjonarna i płaska. Innymi słowy, istnieje układ współrzędnych, w którym fala ma stały w czasie profil $\varphi(x)$. W układzie laboratoryjnym więc $\varphi = \varphi(x - Vt)$, co można zapisać nieco ogólniej $\varphi(kx - \omega t)$. Lokalnie fala powinna być opisywana przez znaną nieliniową funkcję φ od kombinacji $kx - \omega t$ (niekoniecznie cosinus). Rozwiązania tego typu znajduje się stosunkowo łatwo, por. rozdz. 3. Zmiany wartości k , ω oraz amplitudy a zachodzą w skali dużo większej od k^{-1} i dla czasów dużo dłuższych od ω^{-1} . Jest to tzw. przybliżenie optyki geometrycznej.

(2) Dynamikę problemu (równanie ciągłości, ruchu itp) można zapisać w formie zachowawczej

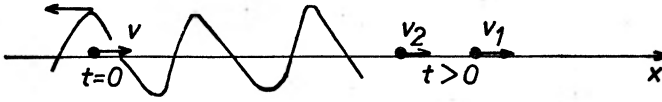
$$\frac{\partial T_i}{\partial t} + \nabla \cdot X_i = 0 \quad (2)$$

(w oryginalnej pracy występuje jeden wymiar przestrzenny). Następnie T_i i X_i wyrażamy przez znaną funkcję φ . Po wyśredniowaniu tej postaci równań (2) na długości fali nieliniowej, otrzymujemy komplet równań na powolne zmiany wektora falowego k , częstości ω i amplitudy a . Dają one pełny opis dynamiki fali. Jeżeli równania tak otrzymane są hiperboliczne, to fala jest stabilna. Ponadto równania hiperboliczne wyznaczają w naturalny sposób zespół powierzchni, na których pewne wielkości skonstruowane z ω , k i a są stałe (niezmienniki Riemanna). Powierzchnie te noszą nazwę powierzchni charakterystycznych, a ich prędkości — prędkości charakterystycznych. Dla sytuacji fizycznych, rozpatrywanych w tym przeglądzie, powierzchnie charakterystyczne pokrywają się z powierzchniami, jakie wygeneruje zaburzenie punktowe w $t = 0$ (tak na przykład na powierzchni nieruchomej wody będą to koła. W jednym wymiarze x zamiast koła otrzymamy dwa punkty).

W granicy $a \rightarrow 0$ prędkości charakterystyczne przechodzą w prędkości grupowe teorii liniowej $\partial\omega/\partial k$. Whitham pokazał, że na ogół jest więcej prędkości charakterystycznych, niż gałęzi $\partial\omega_i/\partial k$ w granicy liniowej. Granica ta jest więc, z punktu widzenia teorii nieliniowej, granicą zdegenerowaną. Powoduje to konkretne następstwa fizyczne, np. zaburzenie punktowe, rozchodzące się na prawo od źródła w $x = 0$, w obecności fali nie-

¹ James Lighthill był następcą Diraca na katedrze zajmowanej kiedyś przez Newtona.

liniowej biegnącej w lewo może po pewnym czasie rozdzielić się w przestrzeni x, t (Rys. 2). Potwierdzenie doświadczalne tego efektu (zresztą w urządzeniu plazmowym), jak i uogólnienie na większą liczbę wymiarów przyszły jednak dopiero niedawno [7, 8].



Rys. 2. Zaburzenie punktowe w chwili powstania rozdwaja się wskutek efektów nieliniowych spowodowanych obecnością fali. Fala biegnie w lewo

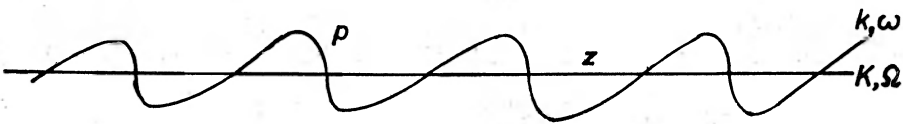
Niewiele czasu minęło, zanim Whitham zauważył, że zamiast uśredniać n równań w postaci zachowawczej, łatwiej uśrednić jeden twór, a następnie wygenerować n równań w przestrzeni wielkości uśrednionych. Aż się więc prosi, by wprowadzić lagranżjan (por. pracę Whithama [9]). Oczywiście należało udowodnić, że proces uśredniania lagranżjanu prowadzi poprzez odpowiednie równania Eulera-Lagrange'a do poprawnych wyników, a więc równoważności obu dróg:

Whitham I: (lagranżjan $\xrightarrow{\text{Noether}}$) równania ruchu w postaci zachowawczej $\xrightarrow{\text{uśrednienie}}$ równania na dynamikę a, ω, k .

Whitham II: lagranżjan $\xrightarrow{\text{uśrednienie}}$ lagranżjan uśredniony $\xrightarrow{E-L}$ równania na dynamikę a, ω, k .

Następny krok zrobił Hayes, który podał piękną teorię hamiltonowską i zastosował ją do (2+1) wymiarowego problemu stabilności słabych fal na wodzie, zakładając a małe dopiero po ogólnym sformułowaniu teorii [10]. Niestety podejście wydaje się być mało praktyczne tam, gdzie występują duże amplitudy, jak to zresztą często bywa z teoriami hamiltonowskimi.

Niezależnie od powyższego nurtu powstała metoda rozwijania równań w odwrotności długości fali zaburzeń, mogących zakłócać spokój fali nieliniowej (K). Zakłada się więc $K \ll k$ fali nieliniowej (rys. 3).



Rys. 3. Fala podstawowa (p) i fala zaburzająca (z) w rachunku Rowlandsa

Fizycznie mamy do czynienia z tą samą sytuacją co u Whithama (do pełnej zgodności należy dodać $\Omega/\omega \sim K/k$, gdzie K i Ω charakteryzują zaburzenia, a k, ω falę podstawową). Nie potrzeba już ani praw zachowania, ani lagranżjanu, ani hamiltonianu. Po linearyzacji względem zaburzeń usuwamy człony sekularne (rozbieżne w x) w kolejnych rzędach K/k ; licząc średnią na odcinku równym jednej długości fali nieliniowej λ otrzymujemy związek typu

$$\Omega = \Omega_i(K, a) \quad (3)$$

który jest nieliniowym uogólnieniem związku dyspersyjnego i zawiera całą informację, jaką dawała metoda Whithama ($\partial\Omega_i/\partial K$ są to prędkości charakterystyczne, jeżeli równania są hiperboliczne). O równoważności obydwu metod (Whithama i rozwijania w K) można znaleźć nieco więcej uwag w [8].

Metodę, o której mowa, sformułował na solidnych podstawach matematycznych Rowlands w 1969 roku [11], rozwiązując przy okazji pewien interesujący sam w sobie problem plazmowy (niestabilność dwu strumieni plazmowych w obecności fali nieliniowej; por. też [12, 13]). Została ona następnie uogólniona na $(2+1)$ wymiarowe zaburzenia (x, y, t) , również przy okazji opisu problemu plazmowego (fale jonowo-akustyczne w dwuskładnikowej plazmie: [14] oraz [15], gdzie w rozdz. 2 podano przystępny opis metody).

Podsumowując: w hydrodynamice i w fizyce plazmy opracowano cztery metody badania stabilności (ogólniej — dynamiki) fal nieliniowych o dowolnej amplitudzie. Proponujemy trzy listy:

Chronologiczna	1+1 wym.	2+1 wym.	pierwotny kontekst
(i) Uśrednienie praw zachowania (Whitham I)	1965		hydrodynamika fizyka plazmy ²
(ii) Lagranżjan uśredniony (Whitham II)	1965	1974 (ogólna) 1981 (przykład)	hydrodynamika
(iii) Rozwijanie w K/k (Rowlands)	1969	1978	fizyka plazmy
(iv) Hamiltonian uśredniony	1973	1973	hydrodynamika

Lista estetyczna: (iv), (ii), (i), (iii).

Trzecią, praktyczną listę otrzyma Czytelnik czytając poprzednią wspak.

Powstały również metody numeryczne, które nie muszą uciekać się do powyższych przybliżeń. Przy ich pomocy otrzymano sporo wyników w hydrodynamice, głównie dotyczących stabilności i załamывania się fal [17—19]. O numerycznych wynikach plazmowych, które znakomicie uzupełniają teorię, wspomnimy później.

Jak widać z tabelki, metodę uśrednionego lagranżjanu zastosowano do konkretnego problemu w przestrzeni x, y, t dopiero niedawno. Chodziło o analizę równania K-dV w $(2+1)$ wymiarach, zwanego też równaniem Kadomcewa-Pitwiaszwiliego lub K-P [20]:

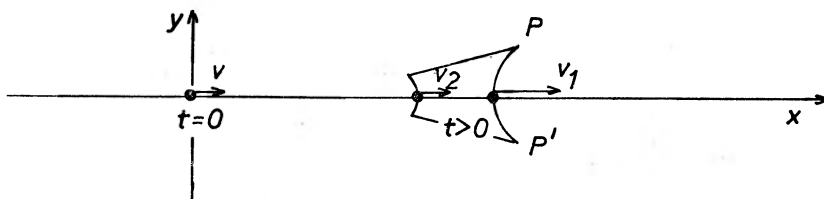
$$\psi_{xt} + \psi_x \psi_{xx} + \psi_{xxx} + \psi_{yy} = 0, \quad \mathbf{v} = \nabla \psi. \quad (4)$$

Równanie to opisuje w sposób przybliżony fale jonowo-akustyczne w plazmie [21] oraz fale na powierzchni płytkiej wody, uogólniając (1) [22, 23]. Oś x wybrano wzdłuż kierunku propagacji podstawowej fali nieliniowej, której obecność wprowadza istotną anizotropię. Dynamikę w kierunku x i y potraktowano więc nierównoprawnie, co przy czytaniu równania (4) rzuca się w oczy. Można to również interpretować w ten sposób, że równanie to

² Whitham zilustrował swoją pierwszą metodę trzema przykładami; dwoma z hydrodynamiki i jednym z teorii plazmy. Problem plazmowy nie został jednak rozwiązany w [6]. Dokonała tego niedawno J. Ziemkiewicz [16].

służy do badania dynamiki dwuwymiarowej tworów lokalnie jednowymiarowych, jakimi są fale płaskie.

Charakterystyki dla równania (4), otrzymane w [8] przedstawiono na rys. 4 (ściślej mówiąc, są to jedynie charakterystyki poruszające się w kierunku przeciwnym do ruchu fali). Wzdłuż osi x otrzymujemy jakby rys. 2. Niezmiennik Riemanna zmienia się w sposób nieciągły w punktach P i P' , gdzie stykają się dwie różne powierzchnie charakterystyczne. Takie więc jest rozwiązanie zagadki uogólnienia rys. 2 na płaszczyznę x, y .



Rys. 4. Kształt sygnału, który był punktowy w chwili $t = 0$, w chwili $t > 0$ (por. z rys. 2). Sama fala nieliniowa porusza się w lewo, tak że sygnał rozchodzi się w kierunku przeciwnym

Zatrzymajmy się chwilę przy równaniu (4), którego teoria bardzo się rozwinęła w latach siedemdziesiątych. Jest to jedno z niewielu równań $(2+1)$ wymiarowych, które potrafimy rozwiązać za pomocą tak zwanej metody odwrotnej teorii rozpraszania, a więc dla dowolnych warunków początkowych, byleby zniknęły one dostatecznie szybko dla $(x^2 + y^2) \rightarrow \infty$ [24]. Prosty opis metody znajdzie Czytelnik w [P2], gdzie przedstawiono ją dla wersji $\partial/\partial y = 0$, a więc dla K-dV. Jest to zresztą równanie, dla którego metoda odwrotna rozpraszania została sformułowana po raz pierwszy [25].

Metoda odwrotna rozpraszania stanowi ważny krok naprzód w teorii nieliniowych równań różniczkowych. Sprowadza ona problem do równań liniowych, choć w dalszym ciągu trudnych. Poza tym dla (4) można znaleźć rozwiązania, odpowiadające dwu lub więcej solitonom „jednowymiarowym” (będącym funkcjami $k, x - \omega, t$), przenikającym się wzajemnie pod kątem ostrym bez zmiany kształtu [26]. Równanie (4) ma nieskończoną liczbę praw zachowania, zarówno lokalnych [27, 28] jak i nielokalnych (zawierających całkowania wielokrotne po x [29]). Możliwość zastosowania metody odwrotnej implikuje nieskończoną liczbę praw zachowania, na ogół innych niż te, które otrzymuje się wprost z równań. Zachodzi podejrzenie (którego autor nie podziela), że i odwrotnie: znalezienie nieskończonej liczby praw zachowania zapowiada istnienie metody odwrotnej dla danego równania. W każdym razie dowodu na to nie podano*.

3. Dalszy rozwój liniowych niestabilności

Gdy zwykła analiza Fouriera-Laplace'a zlinearyzowanej wersji jakiegoś problemu fizycznego sugeruje, że fala typu $a \cos(kx - \omega t)$ jest niestabilna, a więc zaburzenie wzrasta jak $e^{\gamma t}$, to nasuwają się dwa pytania:

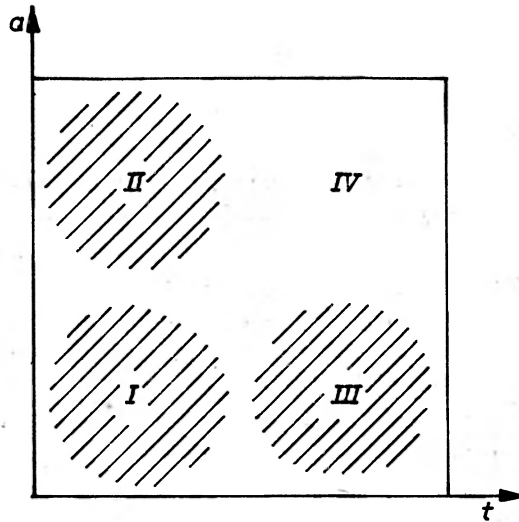
(1) Jaki wpływ na tempo wzrostu zaburzenia miałby dokładniejszy opis samej fali, tzn. zastąpienie $a \cos(kx - \omega t)$ ścisłym rozwiązaniem stacjonarnym odpowiednich równań,

* Dopisano w korekcie: Obecnie uważa się, że nieskończony ciąg praw zachowania zapowiada istnienie metody odwrotnej, o ile nie wszystkie te prawa należą do grupy Lie.

które będzie ogólniejszej postaci $\varphi(a, kx - \omega t)$, a więc do czego prowadzi odpowiednia analiza stabilnościowa w przypadku fali o dużej amplitudzie?

(2) Jak wygląda pełny rozwój czasowy zaburzeń $\delta\varphi$, które już choćby ze względów energetycznych nie mogą rozwijać się jak $e^{\gamma t}$ w nieskończoność?

Najlepiej byłoby odpowiedzieć na drugie pytanie dla dowolnego profilu wyjściowego, ale jak dotychczas udało się to zrobić jedynie drogą numeryczną. Rysunek 5 klasyfikuje różne prace z punktu widzenia dokładności opisu profilu fali podstawowej (a) i dalszego rozwoju czasowego (t). Prace (2+1) wymiarowe podkreślono, pozostałe dotyczą przestrzeni x, t . Nie przeprowadziłem podziału na prace hydrodynamiczne i plazmowe w nadziei, że Czytelnik zaczyna podzielać poglądy, iż taki podział jest raczej sztuczny.



Rys. 5. „Dokładność” uwzględnienia nieliniowej amplitudy oraz rozwoju czasowego w paru przykładowych pracach teoretycznych. Prace dotyczące przestrzeni x, y, t opatrzone są gwiazdką, a pozostałe dotyczą przestrzeni x, t . I — [5, 10*, 36, 66*, P1]; II — [2, 6, 8, 9, 10*, 11, 14*, 15*, 37*, 45*]; [47, 64*, 78*,]; III — [54, 56, 57, 58, 59, 60*]; IV — Numeryczne

Równanie K-dV, wprowadzone, jak widzieliśmy, dla opisu fal na wodzie płytkiej w XIX wieku, przyniosło niespodziewane, dodatkowe dobrodziejstwa w fizyce plazmy. Okazuje się, że opisuje ono również fale jonowo-akustyczne w plazmie (również po dokonaniu pewnych przybliżeń). Opisuje więc objętościowy mod falowy przypominający nieco fale dźwiękowe w powietrzu. Powrócimy do tych fal w rozdz. 4. Podobnie inne równanie modelowe, nieliniowe równanie Schrödingera:

$$i\varphi_t + c\varphi_{xx} + b\varphi + |\varphi|^2\varphi = 0 \quad (5)$$

opisujące obwiednię fal na wodzie głębokiej, opisuje również obwiednię innego typu fal podłużnych w fizyce plazmy (fal Langmuira [30]). O ile, jak się przekonamy w rozdz. 3, uogólnienie równania K-dV na x, y, t stosuje się równie dobrze dla wody, jak i dla plazmy

to przy równaniu (5) drogi się rozchodzą, gdy uwzględnimy ν . Odpowiednie równania modelowe otrzymamy przez podstawienie w (5)

$$\varphi_{xx} \rightarrow \varphi_{xx} - 2\varphi_{yy} \quad \text{dla wody (postać hiperboliczna)} \quad (6)$$

$$\varphi_{xx} \rightarrow \varphi_{xx} + \varphi_{yy} \quad \text{dla plazmy (postać eliptyczna)}^3 \quad (6')$$

Nikt chyba nie zaprotestuje, jeżeli powiem, że nieliniowe równanie Schrödingera wraz z równaniem K-dV lub (K-P) stanowią **podstawę** modelowego traktowania fal nieliniowych w fizyce klasycznej (nie ma \hbar). Równanie (5) i jego uogólnienie (6') opisują dodatkowo dwa inne rodzaje fal w plazmie (fale jonowo-cyklotronowe, świsły)⁴ i występują w fizyce ciała stałego i w optyce nieliniowej [31—36].

Na początku rozważań tego rozdziału, które oprzemy całkowicie na nieliniowym równaniu Schrödingera, zastanowimy się, jakie jednowymiarowe twory stacjonarne mogą spełnić (5). Rozwiązania typu

$$\varphi_0(x - \nu_{Dt}) e^{i[\nu_D(x - \nu_{Dt})/2c + \Omega_0 t]}$$

(ściśle stacjonarne dla $\Omega_0 = 0$) wszystkie spełniają równania typu

$$c\varphi_{0xx} + b'\varphi_0 + \varphi_0^3 = 0. \quad (7)$$

Wystarczy więc znaleźć pełną klasę rozwiązań równania (7) przy dowolnym b, c (opuszczamy prim przy b). Całkując (7) otrzymujemy (B jest stałą całkowania)

$$c\varphi_{0x} = B - b\varphi_0^2 - \frac{1}{2}\varphi_0^4. \quad (8)$$

Można by to równanie rozwiązać, otrzymując $\varphi_0(x)$ w postaci funkcji eliptycznych. My postąpimy inaczej. Posłużymy się analizą fazową, która pozwala odczytać wszystkie istotne dla nas cechy rozwiązania z wykresu (φ_{0x}, φ_0). Na rys. 6 przedstawiono krzywe zamknięte odpowiadające typowym wartościom b, c .

Kształty tych wykresów otrzymujemy z równania (8). Symetria wokół osi φ_0 wynika z występowania kwadratu φ_{0x} w (8). Nauczmy się odczytywać te wykresy. Małe „kółka” (właściwie elipsy) wokół środka fazowego w $\varphi_0 = \sqrt{|b|}$ na wykresie (a) przedstawiają fale o małej amplitudzie i o profilu prawie sinusoidalnym, ponieważ w tym obszarze mamy z (8)

$$\varphi_{0x}^2 + 2|b|c^{-1}(\varphi_0 - \sqrt{|b|})^2 \approx \text{const.}, \quad (9)$$

co przybliży granicę liniową

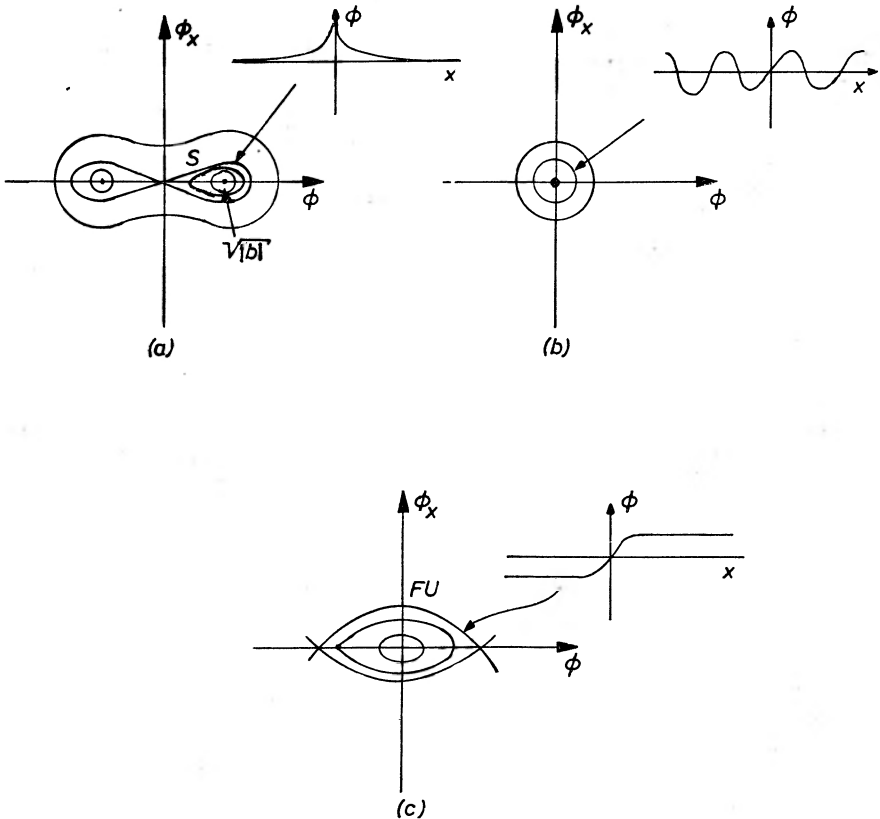
$$\varphi_0 \approx \sqrt{|b|} + a \cos \alpha x, \quad \alpha^2 = 2|b|c^{-1}. \quad (10)$$

Większe krzywe zamknięte odpowiadają falom w pełni nieliniowym, ponieważ ich kształty coraz bardziej odbiegają od elips. Są one nadal ściśle okresowe o coraz większym okresie przestrzennym i jedno okrążenie odpowiada jednemu okresowi — wracamy do tych sa-

³ Jest to pewne uproszczenie, ponieważ istnieje problem plazmowy dla którego $\varphi_{xx} \rightarrow \varphi_{xx} - \varphi_{yy}$ (propagacja fal elektromagnetycznych).

⁴ Jak widać, jest mnóstwo różnych fal w plazmie, o wiele więcej niż w zwykłych cieczech i gazach. Jedną z przyczyn tego bogactwa podamy w rozdz. 4.

mych par $(\varphi_0, \varphi_{0x})$. Krzywa graniczna S (połowa ósemki) odpowiada rozwiązaniu, dla którego $(\varphi_0, \varphi_{0x}) \rightarrow (0, 0)$ przy $x \rightarrow \pm\infty$. Jest to więc soliton (punkt fazowy nieskończenie długo wychodzi z punktu $(0, 0)$ i nieskończenie długo powraca do tej wartości).



Rys. 6. Wykresy fazowe rozwiązań równ. (8) dla a) $c > 1, b < 0$. Separatrysa S (krzywa w kształcie ósemki) odpowiada solitonom (ściślej mówiąc jedna połowa ósemki = jeden soliton); b) $c > 1, b > 0$; c) $c < 1, b < 0$. Krzywe graniczne FU odpowiadają falom uderzeniowym. Ujemnym wartościom b i c nie odpowiadają żadne rozwiązania fizyczne. Różnym rozwiązaniom (a więc krzywym w przestrzeni fazowej) odpowiadają różne wartości B (por. rys. 7)

Krzywe zamknięte, obejmujące S , znów odpowiadają falom nieliniowym, tyle, że dającym φ_0 zarówno dodatnie, jak i ujemne. Podobnie jest z wykresami fazowymi na rys. 6b. Na rys. 6c, obok dalszych periodycznych fal pojawia się nowy twór, FU , dla którego

$$(\varphi_0, \varphi_{0x}) \rightarrow (-\sqrt{|b|}, 0) \quad \text{dla} \quad x \rightarrow -\infty,$$

$$(\varphi_0, \varphi_{0x}) \rightarrow (\sqrt{|b|}, 0) \quad \text{dla} \quad x \rightarrow +\infty.$$

Jest to więc fala uderzeniowa o skoku $2\sqrt{|b|}$. Druga taka fala powstanie przy odwrotnym obiegu, tj. przy zamianie $x \rightarrow -x$.

Tak więc nieliniowe równanie Schrödingera opisuje spore bogactwo fal stacjonarnych (lub o stacjonarnej amplitudzie, gdzie $\Omega_0 \neq 0$). A co z ich stabilnością? Aby odpowiedzieć na to pytanie, należy powrócić do równania (5) z uogólnieniem (6) lub (6'), podstawić

$$\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi,$$

zaniedbać człony typu $\delta\varphi^2$ (linearyzacja) i włączyć mechanizm Rowlandsa w dwóch wymiarach przestrzennych (jeden wymiar z można wyrugować przez wybór płaszczyzny x, y jako wyznaczonej przez kierunek k fali podstawowej, i K zaburzenia). Pełna realizacja tego programu zajęła kilka lat i wynik został opublikowany w roku 1980 [37]. Zapewne Czytelnik niezbyt by się ucieszył na widok trzech długich wzorów (przypadki a, b, c należy potraktować oddzielnie, por. rys. 6). Wpadliśmy z Rowlandsem na pomysł, by wyniki analizy przedstawić w formie wykresów biegunowych $\Omega/K = f(\theta)$, gdzie

$$\cos\theta = K \cdot k / Kk.$$

Rysujemy więc prędkość fazową fali płaskiej, rozchodzącej się pod kątem θ do fali podstawowej (lub solitonu). Na wykresach tych jeden mały rysunek biegunowy odpowiada jednej sytuacji fizycznej — jednej fali nieliniowej wyznaczonej przez b, c, B w równaniu (8). Sama fala nieliniowa (8) nie jest zaznaczona, ale jej kształt można odczytać z rys. 6 i należy ją sobie wyobrazić (pomagają w tym litery na rys. 7, np. FN = fala nieliniowa, FU = fala uderzeniowa itp.).

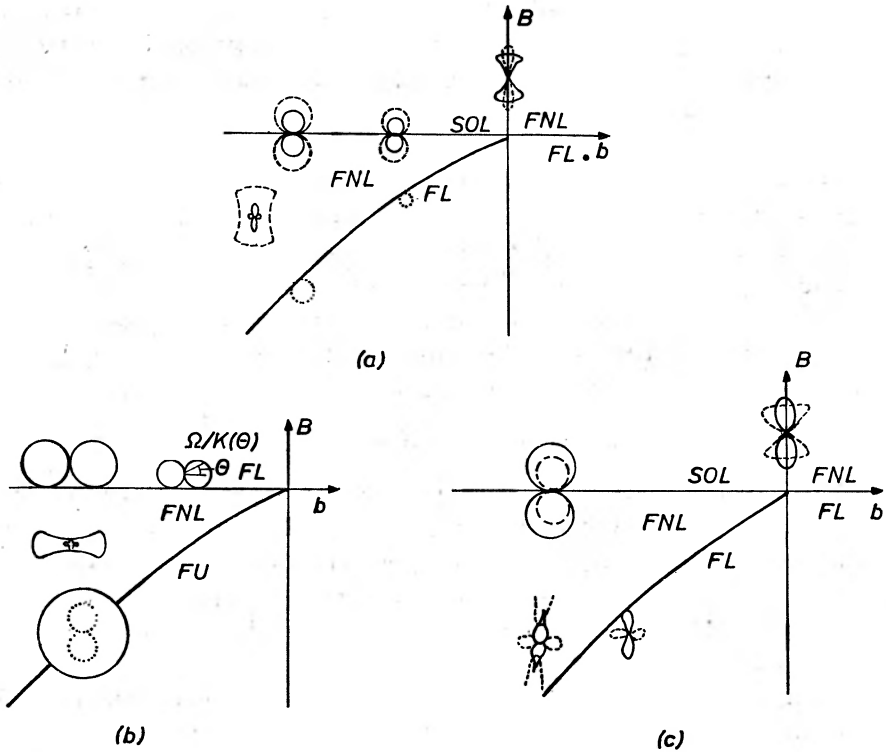
Cały wykres (rys. 7) można sobie wyobrazić np. jako ogromne „jezioro”, w którym rozchodzą się fale nieliniowe o różnych profilach w różnych punktach, ale zawsze wzdłuż osi x z prawa na lewo, a na ich tle pobudzamy fale płaskie o małej amplitudzie (są to nasze zaburzenia). Tak więc obecność fali nieliniowej została potraktowana jako własność materiałowa ośrodka. Liniowa fizyka plazmy zna podobne wykresy pod nazwą wykresów CMA (Clemmow-Mullaly-Allis [38]). Tam od punktu do punktu zmieniały się parametry plazmowe (gęstość ładunków, zewnętrzne pole magnetyczne itp.), a obecnie struktura rozchodzącej się w ośrodku fali nieliniowej.

Rys. 7a i 7b są wykonane dla postaci eliptycznej nieliniowego równania Schrödingera (większość problemów plazmowych, optyka), a rys. 7c dla postaci hiperbolicznej (fale na wodzie oraz, po usunięciu dwójki w równ. (6), fale elektromagnetyczne w plazmie).

Komplet rysunków 7a, b, c ilustruje rozwiązanie problemu stabilności dla wielu różnych sytuacji fizycznych. Zwróćmy teraz uwagę na kilka wyników bardziej szczegółowych:

Stabilność jednowymiarowa $\theta = 0$. Solitony, fale nieliniowe i uderzeniowe dla $c < 0$ są wszystkie stabilne. Stabilność ta ma ogromne znaczenie w biologii, ponieważ (1+1) wymiarowe równanie (5) opisuje, w sposób uproszczony, dynamikę impulsów w cząsteczkach białka (proteinach) [40, 41]. Dopiero po sprawdzeniu, że impulsy te są stabilne, można snuć teorie o ich ewentualnej roli przekaźników informacji.

Przy dopuszczeniu zaburzeń rozchodzących się pod pewnym kątem θ do fali nieliniowej, wszystkie omawiane tu struktury stają się niestabilne. W późnych latach siedemdziesiątych rozgorzał spór o to, czy solitony plazmowe (solitony langmuirowskie) będą stabilne dla niezerowych θ , czy też nie [42—46]. Metody używane do analizy przez szereg autorów (np. rozwijanie w K/k dla przypadku solitonowego, podczas gdy metoda Rowlandsa zakłada periodyczność struktury podstawowej lub też gubienie warunków zgo-



Rys. 7. Podział przestrzeni parametrów b , B ze względu na typ rozwiązań (fale liniowe FL, fale nieliniowe FNL, solitony SOL i fale uderzeniowe FU) oraz wykresy CMA. Każdemu punktowi przestrzeni (b, B) odpowiada jedna sytuacja fizyczna i jeden wykres fazowy dla zaburzonych fal płaskich. Linie ciągłe odpowiadają rzeczywistym wartościom $\Omega/K(\theta)$, przerywane — czysto urojonym, a więc niestabilnościom. Struktury podstawowe (FL, FNL itp.) są wspólne dla (a) i (c), natomiast (a), (b) i (c) odpowiadają różnej dynamice: a) $c = 1$, eliptyczne równanie nieliniowe Schrödingera. Dla $B > 0$ występują pierwiastki zespolone Ω/K , których nie zaznaczono; b) $c = -1$ (równanie eliptyczne). Wszystkie Ω/K są rzeczywiste lub czysto urojone; c) $c = 1$, hiperboliczne równanie. Wszystkie Ω/K rzeczywiste lub czysto urojone dla $B \leq 0$ (Wykres ten jest próbą zestawienia znanych, ale fragmentarycznych wyników)

dności), były co najmniej kontrowersyjne. Pod wpływem tego typu wątpliwości autor niniejszej pracy przez pewien czas błędnie sądził, że solitony langmuirowskie będą stabilne również ze względu na zaburzenia prostopadłe. Ostatecznie jednak, wyniki, o których mowa obecnie wskazują na niestabilność, w zgodzie z pracą [45]. Na rys. 7 solitony potraktowano jako granice fal nieliniowych dla $\lambda \rightarrow \infty$ i dlatego wynik, że solitony zarówno plazmowe (a), jak i na wodzie głębokiej (c), opisane modelem Schrödingerskim, są niestabilne, można już chyba uważać za bezsporny, zwłaszcza że chodzi o wspólną granicę dwóch różnych klas fal nieliniowych. Zresztą potwierdzono to już numerycznie dla plazmy (eliptyczne równanie Schrödingera) [47].

Przy stosowaniu powyższych wyników do eksperymentalnych danych liczbowych, napotyka się na pewne trudności. Otóż nieliniowe równanie Schrödingera z sześciennym członem nieliniowym stosuje się do fal i solitonów langmuirowskich w plazmie wtedy, gdy amplitudy zmian gęstości są małe w stosunku do gęstości jednorodnego tła (mówimy

o strukturach podstawowych). Natomiast w doświadczeniach są one rzędu 10—15% [48, 49]. W związku z tym wprowadzono ulepszony model, bardziej zbliżony do rzeczywistości, w którym człon nieliniowy ma postać wykładniczą [50]. Analiza trójwymiarowa stabilności jednowymiarowych fal i solitonów w tym ulepszonym modelu prowadzi do niestabilności o zmniejszonych tempach wzrostu [51], [69].

Niedawno zbadano numerycznie dynamikę nieliniowych fal Langmuira (wnętrze rys. 7a). Potwierdził się nasz wynik, że niestabilności występują dla wszystkich θ [52].

Problem stabilności fal na wodzie (rys. 7c) nie różni się formalnie od plazmowego dla $\theta = 0$, ale dla niezerowych kątów pojawiają się różnice związane z hiperbolicznością operatora z równ. (6). W granicy liniowej (FL) widać niestabilność Benjamina, o której była mowa w rozdz. 1. Dla fal nieliniowych wystąpi nowa niestabilność, a solitony obwiedniowe (rys. 1c) są znów jednowymiarowo stabilne, ale niestabilne ze względu na zaburzenia prostopadłe. Niestabilności takie powodują ogniskowanie się fal i solitonów o początkowo płaskiej strukturze i noszą nazwę samoogniskowania [P4].

Tak więc widzimy, że jednowymiarowa stabilność niewiele mówi o ewentualnej stabilności w rzeczywistym świecie fizycznym. Dla wielu (ale nie wszystkich) badanych przypadków najszybciej rosły zaburzenia prostopadłe do kierunku propagacji fali. *Summa summarum* sprawdza się to, co powiedział jeden z uczestników Konferencji Efektów Nieliniowych w Plazmie w Culham (pamiętam tylko, że były to lata 70): „Prorokowanie na temat stabilności układu w dwóch lub trzech wymiarach na podstawie tego, co wiemy o stabilności jednowymiarowej przypomina typowanie konia wyścigowego na podstawie jednej gonitwy”.

We wstępie do tego rozdziału obiecaliśmy zastanowić się nad tym, co dzieje się dalej z niestabilnością, której wykryciu poświęcono tyle wysiłku. Spróbujmy więc prześledzić dalszy rozwój czasowy niestabilności fali nieliniowej, na razie ograniczając się do jednego wymiaru x (5). Skoro $\theta = 0$, to nie ma różnic pomiędzy rys. 7a i 7c (rys. 7b nas nie interesuje, ponieważ tam niestabilności nie występują dla $\theta = 0$). Równanie (5) i dalsze rozważania stosują się zarówno do fal Langmuira w plazmie, jak i do fal na powierzchni wody. Niedawno zbadano numerycznie dynamikę fali nieliniowej (wnętrze obszaru FNL na rys. 7a lub 7c) i okazało się, że rzeczywiście początkowo wystąpi niestabilność o zależności czasowej e^{st} [53]. Następnie jednak mody zaburzone oddają energię układowi i po pewnym czasie warunki początkowe się odtworzą. Zjawisko powtarza się cyklicznie i cały układ staje się jakby nieliniowym zegarem (rekurencja Fermiego-Ulama-Pasty).

Jeżeli warunek początkowy jest typu

$$\varphi(t=0) = \sqrt{|b|} + a \cos Kx, \quad (11)$$

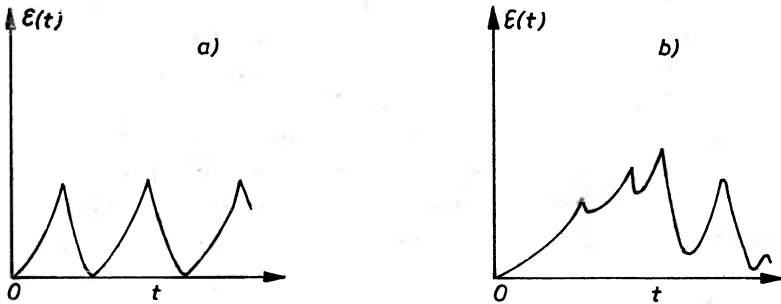
to dla małych K wystąpi niestabilność, jak wynika z rys. 7 (rachunek, w wyniku którego otrzymaliśmy ten wykres, był wykonany dla małych K). Nietrudno sprawdzić z liniowego związku dyspersyjnego, że niestabilność wystąpi dla wszystkich K w przedziale

$$0 < K < K_c. \quad (12)$$

W rachunku numerycznym wybrano kilka różnych K spełniających (12). Okazało się, że omówiona powyżej ścisła periodyczność występuje przy

$$\frac{1}{2} K_c \geq K < K_c \quad (13)$$

(a więc gdy nie ma możliwości generowania innych modów niestabilnych $nK, n > 1$, przez efekty nieliniowe, ponieważ $nK \geq K_c$, por. rys. 8a). Natomiast dla mniejszych K występuje proces wzbudzeń dalszych modów niestabilnych i zjawisko ma charakter mniej uporządkowany (każdy niestabilny mod chce narzucić „swoją” okresowość). W tej sytuacji następuje jedynie powrót układu po pewnym czasie w pobliże stanu wyjściowego (11). „Powroty” te nie mają już charakteru periodycznego i noszą nazwę ergodyczności (rys. 8b). Pewną oprawę teoretyczną dla obydwu rodzajów rekurencji dał Thyagoraya [54] (por. też [55]). My zaś zatrzymamy się na prostszym, ściśle periodycznym przypadku.



Rys. 8. Suma ważona modułów odchylenia amplitud furierowskich od ich wartości początkowych $\varepsilon = N^{-1} \sum_{i=1}^N |a_i(t) - a_i(0)|$ dla K spełniających (12) a) i (13) b) (Układ po dostatecznie długim czasie wraca w pobliże stanu wyjściowego. Ścisły powrót do warunków początkowych następuje, gdy $\varepsilon = 0$)

Na rys. 9a widać rozkład energii na mody nK dla warunku początkowego (11), a więc gdy $(E(n) = E_n + E_{-n})$:

$$\left. \begin{aligned} E(0) &= |b| \\ E(1) &= \frac{1}{2}a^2 \\ E(n) &= 0, \quad n > 1 \end{aligned} \right\} \text{ dla } t = 0 \quad (14)$$

dla danych liczbowych, odpowiadających jednemu z przypadków, policzonych w [53].

Jak się okazuje, można przy pomocy modelu małej liczby modów sformułować dobrą teorię rekurencji Fermiego-Ulama-Pasty [56]. Praca została zainspirowana przez trzy prace hydrodynamiczne [57—59]. Na rys. 9b widać wyniki, jakie daje teoria trzech modów potraktowanych nieliniowo. Równanie (5) daje trzy zwyczajne równania różniczkowe w czasie, po jednym na każdy mod $n = -1, 0, 1$, natomiast pomija się wyższe: $n = \pm 2, \pm 3 \dots$. W tym postępowaniu tkwi założenie, że wyższe mody są mniej istotne, do czego przesłankę teoretyczną daje [54]. Zgodność okresów tak otrzymanych z numerycznie wyliczonymi jest tak dobra, że nie widać w ogóle różnicy w skali rysunków!

Teorii powyższej nie można stosować do bardzo nieliniowych struktur wyjściowych ($t = 0$), ponieważ im większe odchylenie od podstawowej funkcji trygonometrycznej, tym więcej modów należałoby uwzględnić już na początku i rachunek byłby bardziej złożony. Tak więc pozostajemy w pobliżu linii FL na rys. 7a i c.

Niedawno rozpatrzono przypadek (2+1) wymiarowy [60]. Dla eliptycznego uogólnienia (6') warunek (12) pozostaje niezmienny, z tym, że $K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$, gdzie K_x, K_y charakteryzują zaburzenia. Rozważania są podobne i należy spodziewać się periodyczności, wtedy, gdy warunek

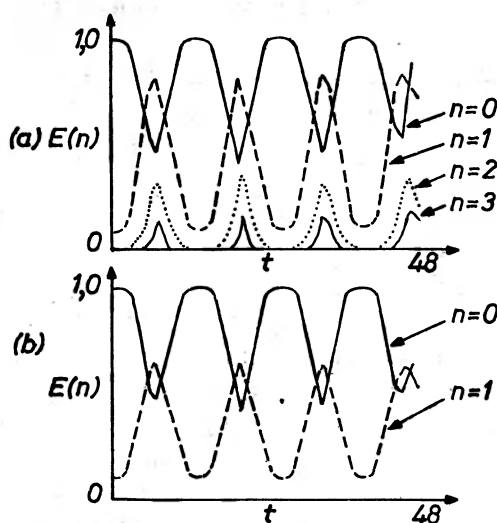
$$0 < (nK_x)^2 + (mK_y)^2 < K_c^2 \quad (15)$$

zachodzi jedynie dla jednej pary wartości m, n , a oczekiwać ergodyczności dla pozostałych przypadków.

Dla operatora hiperbolicznego z równ. (6) niestabilność występuje w obszarze nieograniczonym

$$0 < (nK_x)^2 - 2(mK_y)^2 < K_c^2 \quad (16)$$

i liczba modów niestabilnych (par m, n) może być nieskończona. Nie można nawet oczekiwać ergodyczności, ponieważ energia będzie mogła „przebiekać” do coraz wyższych



Rys. 9. Energia najniższych modów w funkcji czasu (a) policzona numerycznie przez Yuena i Fergusona [53] oraz (b) wynikająca z teorii przedstawionej w [56], po podstawieniu danych początkowych z [53]

modów. Te proste rozważania wydają się tłumaczyć liczne wyniki numeryczne [60, 61], ale nie sformułowano jeszcze teorii bardziej ilościowej, analogicznej do powyższej jednowymiarowej teorii trzech modów.

Spróbujemy teraz podsumować nasze odpowiedzi na pytania, jakie postawiliśmy na początku, przynamniej w kontekście nieliniowego równania Schrödingera:

(1) Jeżeli chodzi o wpływ nieliniowości na stabilność fali, to jest on bardzo znaczny, choć nie dający się prosto sformułować (np. nie ma jednoznacznego prawa, że fale nieliniowe są mniej lub bardziej niestabilne od liniowych). Analiza wielowymiarowa natomiast prawie zawsze wzbogaca „zoologię” niestabilności w stosunku do jednowymiarowej.

Często się zdarza, że fala nieliniowa, uderzeniowa lub solitonowa są jednowymiarowo stabilne, ale niestabilne w trzech wymiarach (a więc i w urządzeniach laboratoryjnych).

Można by próbować zmniejszać te efekty przez przeprowadzanie doświadczeń w długich, cienkich rurach, co wykluczy małe K , które są najbardziej niebezpieczne. Czasami sama natura narzuca jednowymiarowość, jak np. w cząsteczkach białka (proteinach).

(2) Dalszy rozwój czasowy niestabilnych zaburzeń jest w jednym wymiarze taki, że albo zaburzenie cyklicznie wymienia energię z układem (rekurencja Fermiego-Ulama-Pasty), albo wystąpi rekurencyjność bez periodyczności (ruch układu w przestrzeni fazowej jest ergodyczny). W większej liczbie wymiarów natomiast, do powyższych może dojść możliwość powolnej termalizacji.

Tak więc widzimy, że w obydwu problemach analiza jednowymiarowa może zubażać nasz obraz procesów fizycznych w układach nieliniowych, nawet jeżeli układy te są początkowo jednowymiarowe.

4. Dynamika fal i solitonów jonowo-akustycznych w dwuskładnikowej plazmie wodorowej

Poniżej podajemy przykład zastosowania metody Rowlandsa do ważnego problemu plazmowego [15]. Chodzi o dynamikę (a więc i stabilność) podstawowego modu falowego typu dźwiękowego w plazmie dwuskładnikowej (te składniki to elektrony i jony, a fale o których mowa, zawdzięczają swe istnienie wzajemnym elektrycznym oddziaływaniom składników). Dwuskładnikowość plazmy jest jedną z przyczyn istnienia tak ogromnego bogactwa modów plazmowych.

W rozpatrywanej plazmie dwuskładnikowej zaniedbujemy ruch termiczny jonów oraz bezwładność elektronów, $T_i/T_e \rightarrow 0$, $m_e/m_i \rightarrow 0$ [P2]. Występujący w plazmie potencjał pola elektrycznego φ wyrażamy w jednostkach $T_e K_B/e$, (K_B — stała Boltzmanna), gęstość jonów n_i odnosimy do jej wartości przy $\varphi = 0$, a prędkość jonową wyrażamy w jednostkach prędkości liniowego modu falowego, rozchodzącego się w tym ośrodku, zwanego dźwiękiem jonowym. Prędkość dźwięku jonowego jest to hybrydowa wielkość, w której występuje temperatura elektronów i masa jonów: $\sqrt{K_B T_e/m_i}$. W ten sposób opisujemy dynamikę jonów przez równania bezwymiarowe. Dla izotermicznych elektronów zachodzi $n_e \sim e^\varphi$ i równania na wielkości jonowe oraz φ przyjmują postać (opuszczamy wskaźniki i przy n_i i v_i)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nv) = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v + \nabla \varphi = 0 \quad (18)$$

$$\nabla^2 \varphi = e^\varphi - n \quad (19)$$

(równanie ciągłości, pędu i Poissona. Pomija się efekty dysypatywne).

Istnieją stacjonarne rozwiązania jednowymiarowe powyższych równań $n(x-v_0 t)$ itp. Odpowiadają one falam nieliniowym i solitonom (nie występują w tym opisie fale

uderzeniowe). W układzie fali ($v_0 = 0$) mamy

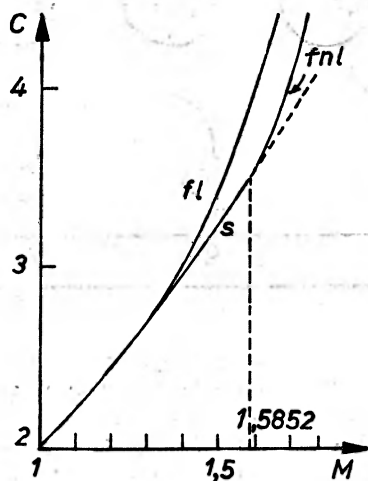
$$nv = M \quad (20)$$

$$\frac{1}{2}v^2 + \varphi = \frac{1}{2}M^2 \quad (21)$$

$$\frac{1}{2}\varphi_x^2 = e^\varphi + M\sqrt{M^2 - 2\varphi} - C, \quad (22)$$

gdzie C i M są to stałe całkowania. Zakładamy $M > 1$ (prędkość ponaddźwiękowa tam, gdzie $n \rightarrow 1$, $\varphi \rightarrow 0$).

Analiza równania (22) w przestrzeni fazowej, podobna do analizy rozdz. 3, daje w wyniku wykresy przypominające prawą połowę rys. 6a (połowa ósemki wraz z wnętrzem).



Rys. 10. Obszar istnienia fal nieliniowych i solitonów w przestrzeni C, M . Obszar ten ograniczają krzywe, odpowiadające: falom liniowym (fl), solitonom (s), i falom nieliniowym (f). Granica solitonowa jest dana przez $C = 1 + M^2$

Możliwe więc są fale liniowe, fale nieliniowe i solitony. Zmniejszając C dla ustalonego M począwszy od największej wartości $C_{\text{LIN}}(M)$, odpowiadającej granicy fal liniowych, otrzymujemy kolejno fale coraz bardziej nieliniowe i wreszcie dla minimalnej wartości C :

$$C_{\text{SOL}} = 1 + M^2, \quad (23)$$

poniżej której nie ma już rozwiązań fizycznych (prawa strona (22) staje się ujemna). Wartości C, M prowadzące do rozwiązań (22), a uwzględniające również dalsze ograniczenia fizyczne, przedstawiono na rys. 10.

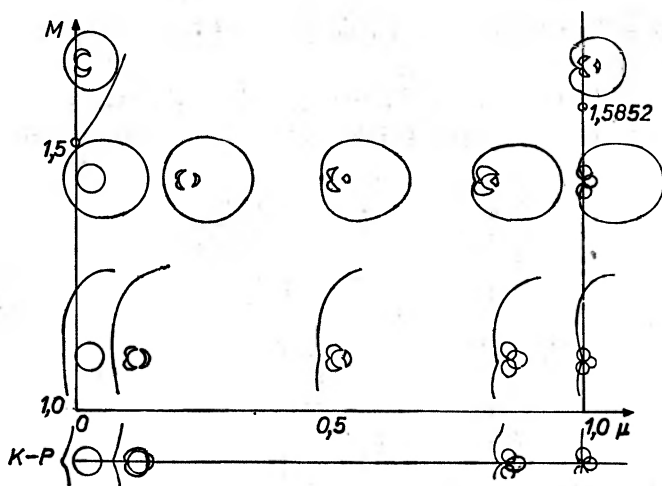
Wielkość $C - C_{\text{LIN}}$ jest miarą nieliniowości (wielkości amplitudy fali nieliniowej), a soliton będzie falą o największej amplitudzie („najbardziej nieliniową”). Natomiast M będzie (ponaddźwiękową) prędkością solitonu w układzie laboratoryjnym, ponieważ dla $x \rightarrow \pm \infty$, $n \rightarrow 1$ i $v \rightarrow M$.

W granicy $M - 1 \rightarrow 0$ można, startując z równań (17)–(19), zakładając niezależność

od z i traktując x i y w sposób nierównoprawny, wyprowadzić następujący układ mode-
lowy

$$v_{(x)} = n-1 = 0; \quad v_{(x)t} + v_{(x)}v_{(x)x} + \frac{1}{2}v_{(x)xxx} + v_{(y)y} = 0; \quad v_{(x)y} - v_{(y)x} = 0, \quad (24)$$

a więc równanie K-P (4) [21]. W równ. 24 wskaźnik składowej wzięliśmy w nawias, by nie
mylił się z różniczkowaniem po x czy y .



Rys. 11. Wykresy typu CMA dla obszaru fizycznego przestrzeni C, M podanego na rys. 10. Dzięki wprowadzeniu zmiennej μ przyjmuje on kształt prostokąta. Pokazane są wykresy biegunowe Ω/K , przy czym jeden wykres odpowiada jednej sytuacji fizycznej (fali lub solitonowi). Po lewej stronie mamy granicę liniową, a po prawej solitonową. Pod spodem umieszczono analogiczne wykresy dla modelu K-P (granica $M-1 \rightarrow 0$). Zaznaczone są jedynie rzeczywiste wartości Ω/K , tak że brakujące segmenty kątowe odpowiadają niestabilnościom

Na rys. 11 pokazano wykres typu CMA dla nieliniowych fal jonowo-akustycznych w plazmie, otrzymany metodą Rowlandsa z równań (17)–(19) zaburzając rozwiązania równań (20)–(22). Zamiast C wygodnie jest wprowadzić parametr

$$\mu = \frac{C - C_{\text{LIN}}}{C_{\text{SOL}} - C_{\text{LIN}}}, \quad 0 \leq \mu \leq 1. \quad (25)$$

Dla małych μ zachodzi związek pomiędzy amplitudą fali a i μ : $a \sim \sqrt{\mu}$, przypominający wzór Landaua-Hoffa w pobliżu przejść fazowych [55], [62]. Rzeczywiście, obecność fali nieliniowej można uważać za nową cechę materiałową plazmy (a więc jakby nową fazę).

Jak już wspomnieliśmy, każdy z małych wykresów biegunowych (rys. 11) odpowiada jednej fali nieliniowej lub solitonowi (jednej parze C, M). Przykładając linijkę do wykresu pod kątem θ do poziomu odczytujemy prędkość fazową $\Omega/K(\theta)$ fali płaskiej, rozchodzącej się pod tym kątem do podstawowej fali nieliniowej (lub solitonu). Brakujące segmenty kątowe odpowiadają zaburzeniom niestabilnym, które tym razem nie występują ani dla

$\theta = 0$ (przynajmniej dla większości parametrów), ani dla $\theta = \pi/2$, co stanowi pewne novum. Niestabilności te są słabe, tempa wzrostu nie przekraczają bowiem 1% częstości charakterystycznych dla problemu (tj. jonowej częstości plazmowej $4\pi n_0 e^2/m_i$). Solitony są stabilne.

U dołu rys. 11. umieszczono wykresy biegunowe dla modelu K-P.⁵ Są one bardzo podobne do odpowiednich wykresów dla pełnego opisu przy $M \rightarrow 1$. Najważniejsza różnica polega na tym, że dla $M-1$ niezerowych następuje rozerwanie krzywej wokół podwójnej wartości Ω/K , a w następstwie niestabilność.⁶

Powyższe wyniki można interpretować jako oszacowanie wpływu obecności fali nieliniowej lub solitonu jonowo-akustycznego na właściwości propagacyjne plazmy jako ośrodka dyspersyjnego (a więc na jej właściwości materiałowe). Ponadto uzyskuje się ciekawe spojrzenie na stosowalność modelu K-P w plazmie.

Ostatnio poczyniono dwa dalsze kroki: uogólniono rachunek na przypadek niezerowej temperatury jonowej T_i , ale jedynie dla fal słabo nieliniowych (lewy pas rys. 11), oraz obliczono Ω/K dla solitonów, gdy $\theta = \pi/2$ (prawy kraniec rys. 11, kierunek pionowy) w obecności jednorodnego pola magnetycznego $B_0 i_x$ [63, 64]. Powyżej wartości krytycznej, będącej funkcją M , pole wprowadza nową niestabilność prostopadłą (samoogniskowanie).

W hydrodynamice istnieją modele fal na powierzchni wody, które to modele są pod względem komplikacji pośrednie pomiędzy wyjściowym kompletem równań, zawierającym dwa warunki ciągłości na nieznannej powierzchni wody, co utrudnia analizę, a równaniem (24) [65—68]. Analiza, analogiczna do powyższej, na razie czeka na odważnych, choć granica fal słabo nieliniowych została już opracowana i odpowiedni wykres CMA przypominałby nieco lewy pas rys. 10 [10, 66].

5. Co dalej?

Jest jeszcze sporo podobnych problemów w hydrodynamice i w fizyce plazmy, które czekają na rozwiązanie. Badacze jednak coraz bardziej są skłonni po prostu przyznać, że rozpatrywane przez nich fale nieliniowe mogą być niestabilne w trzech wymiarach, nie mając sił tego sprawdzić (chyba, że numerycznie). Ponieważ chwilowo solitony są modne, na ogół każdy nowo odkryty soliton jest badany pod kątem stabilności względem zaburzeń prostopadłych (dla tego bardzo szczególnego przypadku $\varphi \rightarrow 0$ przy $x \rightarrow \pm \infty$, $\theta = \pi/2$, istnieją wówczas metody zarazem prostsze jak i bardziej rozpowszechnione od tych, które poznaliśmy w rozdz. 2 [64, 69]). Nie zawsze zasługują one na pełne zaufanie. Problem ten jest opisany bardziej szczegółowo w [37, 44]).

Z poruszonych tu spraw: problem powierzchni Riemanna i ich nieciągłości w (2+1) wymiarach, metoda odwrotna rozpraszania i związane z nią prawa zachowania, jak i prawa zachowania w ogóle, oraz rekurencja Fermiego-Ulama-Pasty powinny ludzi interesować jeszcze przez wiele lat. Natomiast spodziewałbym się, że wcześniej czy później rozpowszechni się pogląd, że poza solitonami jest jeszcze wiele innych, równie ciekawych zjawisk nieliniowej fizyki i klasycznej.

⁵ Rys. 4 to wykres charakterystyk $d\Omega/dK$ dla jednego z nich.

⁶ Dla niezerowych $M-1$ nie można w ogóle mówić o charakterystykach, z powodu niestabilnych obszarów kątowych.

Ostatnio wzrosło zainteresowanie tworam, które już w postaci niezaburzonej są dwu- lub trójwymiarowe. W latach pięćdziesiątych znaleziono trójwymiarowe, osiowo symetryczne rozwiązanie zidealizowanych równań magneto hydrodynamiki (równania te w pewnych sytuacjach stosują się do plazmy), mieszczące się w kuli. Może już nie zdziwi to nikogo, że zostało ono zainspirowane przez znane już w XIX wieku rozwiązanie hydrodynamiczne (wir Hilla [70]). Następnie uogólniono rozwiązanie magneto hydrodynamiczne i znaleziono inne [71, 72].

Większość w miarę prostych modelowych równań plazmowych, jak np. te, o których tu pisaliśmy, dopuszcza implodujące lub rozplywające się twory dwu- lub trójwymiarowe (tzw. rozwiązania samopodobne, będące funkcjami prostych kombinacji np. r i t [73, 74]). Istnieje również rozwiązanie eliptycznego, nieliniowego równania Schrödingera w zmiennych x, y, t , typu wirowego. Wir ten, który występuje w nadciekłym helu $^4\text{He II}$, wykonuje jedynie ruchy obrotowe i pulsujące, zachowując strukturę. Jest on jednak niestabilny, jak wynika z obliczeń numerycznych [47]. Dla pewnego wariantu równania K-P (minus przy $\psi_{,yy}$ w (4)) również znaleziono zlokalizowane rozwiązania dwuwymiarowe, które zachowują strukturę. Zderzają się one elastycznie nawet bez zmiany fazy. (Istnieją analityczne rozwiązania, przedstawiające zderzenia n wirów [26]). Są one analogiczne do cylindrycznych antycyklonów w powietrzu.

Inne rozwiązania wirowe znalazła grupa japońska dla modelu opisującego plazmę, której ciśnienie jest małe w porównaniu z ciśnieniem zewnętrznego pola magnetycznego (fachowo nazywa się to konfiguracją małego β , $\beta \sim p/B_0^2$). Model ten nosi nazwę równania Hasegawy-Mimy w zmiennych x, y, t i opisuje również fale Rossbiga w powietrzu [75, 76]. Rozpatrzono zderzenia dwóch takich wirów numerycznie. Okazało się, że są elastyczne, podobnie jak zderzenia dwuwymiarowych wirów (solitonów) w modelu K-P [77]. Ponieważ były to rachunki numeryczne, należy wnioskować, że wiry te są stabilne, przynajmniej w skali czasu zderzenia.

Nieco wcześniej od Japończyków dwaj fizycy polscy znaleźli zlokalizowane rozwiązanie trójwymiarowe, nieliniowego równania Schrödingera z logarytmiczną nieliniowością zamiast sześcienną [78]. Miało ono symetrię sferyczną. Autorzy wykonali ciekawą analizę teoretyczną stabilności. Analiza ta, poparta rachunkami numerycznymi [79], dowodzi trwałości tych wirów. Znow możliwe są zderzenia dwóch wirów bez zmiany kształtu. Dla innego zakresu parametrów wykryto zderzenia nieelastyczne [79]. Znaleziono również bardziej złożone rozwiązania wirowe, o symetrii osiowej [80]. Są one również stabilne, przynajmniej w pewnej ograniczonej klasie zaburzeń.

Ostatnio znaleziono doświadczalnie szereg solitonów jedno-, dwu- i trójwymiarowych w różnych sytuacjach fizycznych, oraz potwierdzono ich właściwości zderzeniowe, na ogół znane z poprzednich teorii. Tak więc równowaga pomiędzy pracami teoretycznymi i doświadczalnymi zostaje powoli przywrócona. Dało się to zaobserwować na Konferencji Fizyki Plazmy w czerwcu 1982 roku (Göteborg).

Na zakończenie zauważmy, że fizyka plazmy i hydrodynamika znow zbliżają się do siebie (pierwsze zbliżenie nastąpiło w latach czterdziestych, gdy zaczęto stosować magneto hydrodynamikę do opisu plazmy). Jest jeszcze wiele do zrobienia przez stosowanie metod

rozwinętych w jednej z tych dyscyplin do nie rozwiązanych jeszcze problemów drugiej. Nawet bardzo wycinkowa znajomość hydrodynamiki, na przykład, stwarza, przy odrobinie szczęścia, możliwość osiągania wyników w fizyce plazmy. Sytuacja taka nie może chyba trwać zbyt długo.

Dopisano w korekcie:

Przykładem równania, opisującego zachowanie solitonów cylindrycznych w plazmie, jest

$$\psi_{rt} + \psi_{rrrr} + \psi_r \psi_{rr} + \psi_{r/2t} + \psi_{zz} = 0,$$

zamiast równ. [4].

Literatura

PRACE PRZEGLĄDOWE I PODRĘCZNIKI

- [P1] M. J. Lighthill, A discussion on nonlinear theory of wave propagation in dispersive systems, *Proc. R. Soc. London* **A299**, no 1456, 1967.
 [P2] R. C. Davidson, *Methods in nonlinear plasma theory*, Academic Press, NY 1972.
 [P3] G. B. Whitham, *Linear and nonlinear waves*, John Wiley, NY 1974.
 [P4] B. B. Kadomtsev, *Phénomènes collectifs dans les plasmas*, Mir, Moskva 1979.
 [P5] A. Sym, *Postępy Fizyki* **31**, 3 (1980).
 [P6] A. Sen, *Modern Plasma Physics*, IAEA, Vienna, str. 249.

ARTYKUŁY

- [1] G. G. Stokes, *Camb. Trans* **8**, 441 (1847).
 [2] A. G. M. Michell, *Philos. Mag.* **36**, 430 (1893).
 [3] J. Scott Russell, *Brit. Assoc. Rep.* 1844.
 [4] D. J. Korteweg, G. de Vries, *Philos. Mag.* **39**, 422 (1895).
 [5] J. Lighthill, *J. Inst. Math. Appl.* **1**, 269 (1965).
 [6] G. B. Whitham, *Proc. R. Soc. London* **A283**, 238 (1965).
 [7] H. Ikezi et al., *Phys. Fluids* **21**, 239 (1978).
 [8] E. Infeld, *Acta Phys. Pol.* **A60**, 623 (1981).
 [9] G. B. Whitham, *J. Fluid Mech.* **22**, 273 (1965).
 [10] W. D. Hayes, *Proc. R. Soc. London* **A332**, 199 (1973).
 [11] G. Rowlands, *J. Plasma Phys.* **3**, 567 (1969).
 [12] E. Infeld, G. Rowlands, *J. Plasma Phys.* **13**, 173 (1975).
 [13] E. Infeld, G. Rowlands, *J. Plasma Phys.* **17**, 57 (1977).
 [14] E. Infeld, G. Rowlands, M. Hen, *Acta Phys. Pol.* **A54**, 131 (1978).
 [15] E. Infeld, G. Rowlands, *Proc. R. Soc. London*, **A366**, 537 (1979).
 [16] J. Ziemkiewicz, E. Infeld, G. Rowlands, *Acta Phys. Pol.* **A60**, 457 (1981).
 [17] M. S. Longuet-Higgins, E. D. Cokelet, *Proc. R. Soc. London* **A350**, 1 (1976).
 [18] M. S. Longuet-Higgins, E. D. Cokelet, *Proc. R. Soc. London* **A364**, 1 (1978).
 [19] M. S. Longuet-Higgins, *Proc. R. Soc. London*, **A360**, 471 (1978).
 [20] W. W. Kadomtsev, W. I. Pitviashvili, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **192**, 753 (1970).
 [21] M. Kako, G. Rowlands, *Plasma Phys.* **18**, 165 (1976).
 [22] E. Infeld, G. Rowlands, *Acta Phys. Pol.* **A56**, 329 (1979).
 [23] M. Ablowic, H. Segur, *J. Fluid Mech.* **92**, 705 (1979).
 [24] P. Santini, nieopublikowane, 1981.
 [25] C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal, R. M. Miura, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1095 (1967).
 [26] L. A. Borday, A. R. Its, S. W. Mamakov, W. B. Matviejew, V. E. Zacharov, *Phys. Lett.* **63 A**, 205, (1977).
 [27] E. Infeld, P. Frycz, *Acta Phys. Pol.* **314**, 129 (1983).

- [28] E. Infeld, *Phys. Lett.* **86 A**, 205 (1981).
- [29] V. E. Zacharov, E. I. Szulman, *Physica* **1D**, 192 (1980).
- [30] V. E. Zacharov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 1745 (1972).
- [31] K. Shimizu, Y. Ichikawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **33**, 789 (1972).
- [32] M. Kako, *Suppl. Prog. Theor. Phys.* **55**, 121 (1974).
- [33] T. Taniuti, H. Washimi, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 209 (1968).
- [34] A. Hasegawa, *Phys. Fluids* **15**, 870 (1972).
- [35] M. Kako, *J. Phys. Soc. Jpn.* **33**, 1678 (1972).
- [36] K. B. Dysthe, *Proc. R. Soc. London A* **369**, 105 (1979).
- [37] E. Infeld, G. Rowlands, *Z. Phys.* **B 37**, 277 (1980).
- [38] T. H. Stix, *The theory of plasma waves*, Mc Graw-Hill, New York 1962.
- [39] A. Sen, C. F. Kerry, G. L. Johnston, A. Bers, *Nucl. Fusion* **18**, 171 (1978).
- [40] A. S. Davydov, *Physica D* **3**, 1 (1981).
- [41] J. M. Hyman, D. W. McLaughlin, A. C. Scott, *Physica D* **3**, 23 (1981).
- [42] G. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 724 (1975).
- [43] V. E. Zakharov, E. A. Kuznetsov, *Sov. Phys. JETP* **39**, 385 (1975).
- [44] E. Infeld, G. Rowlands, *Plasma Phys.* **19**, 343 (1977).
- [45] E. W. Laedke, K. H. Spatschek, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1798 (1978).
- [46] S. G. Thornhill, D. ter Haar, *Phys. Rep.* **43**, 45 (1978).
- [47] A. E. Walstead, Ph. D. thesis, Lawrence Livermore Laboratories 1980.
- [48] A. Y. Wong, B. H. Quon, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1499 (1975).
- [49] H. Iken, R. P. H. Chang., R. A. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1047 (1976).
- [50] M. D'Evelyn, G. J. Morales, *Phys. Fluids* **21**, 1997 (1978).
- [51] E. Infeld, J. Ziemkiewicz, *Phys. Lett.* **83 A**, 331 (1981).
- [52] T. Tajima, M. V. Goldman, J. N. Leboeuf, J. M. Dawson, *Phys. Fluids* **24**, 182 (1981).
- [53] H. C. Yuen, W. E. Ferguson Jr., *Phys. Fluids* **21**, 1275 (1978).
- [54] A. Thyagaraya, *Phys. Fluids* **22**, 2093 (1979).
- [55] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1958, rozdz. 30.
- [56] E. Infeld, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 717 (1981).
- [57] D. J. Benney, *J. Fluid Mech.* **14**, 557 (1962).
- [58] F. P. Bretherton, *J. Fluid Mech.* **20**, 457 (1964).
- [59] B. Fornberg, G. B. Whitham, *Philos. Trans. R. Soc. London* **289**, 373 (1978).
- [60] D. U. Martin, H. C. Yuen, *Phys. Fluids* **23**, 881 (1980).
- [61] H. C. Yuen, W. E. Ferguson Jr., *Phys. Fluids* **21**, 2116 (1978).
- [62] J. Domaradzki, L. Turski, *Postępy Fizyki* **32**, 569 (1981).
- [63] E. Infeld, G. Rowlands, *J. Plasma Phys.* **25**, 81 (1981).
- [64] E. W. Laedke, K. H. Spatschek, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 719 (1981).
- [65] J. Boussinesq, *Comptes Rendus* **72**, 755 (1871).
- [66] E. Infeld, *Q. Appl. Math.* **38**, 277 (1980).
- [67] A. Davey, K. Stewartson, *Proc. R. Soc. London A* **338**, 101 (1974).
- [68] N. C. Freeman, A. Davey, *Proc. R. Soc. London A* **344**, 427 (1975).
- [69] D. Anderson, A. Bondeson, M. Lisak, *J. Plasma Phys.* **21**, 259 (1979).
- [70] R. T. P. Whipple, AERE-R report 3325, 1960.
- [71] E. Infeld, *Phys. Fluids* **14**, 2044 (1971).
- [72] R. Sudan, *Stability of Plasma Vortices, Modern Plasma Physics*, IAEA, Vienna 1981, str. 477.
- [73] N. Hershkovitz, T. Romesser, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 581 (1974).
- [74] E. Cumberbatch, *Phys. Fluids* **21**, 374 (1978).
- [75] A. Hasegawa, K. Mima, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 205 (1977).
- [76] M. Makino, T. Kamimura, T. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 954 (1981).
- [77] M. Makino, T. Kamimura, T. Taniuti, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 980 (1981).
- [78] I. Białynicki-Birula, J. Mycielski, *Ann. Phys. (NY)* **100**, 62 (1976).
- [79] J. Oficjalski, I. Białynicki-Birula, *Acta Phys. Pol.* **B9**, 759 (1978).
- [80] I. Białynicki-Birula, T. Mycielski, *Phys. Scr.* **20**, 539 (1978).

Elżbieta Zielińska-Rohozińska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Czy kryształy są dwójłomne dla promieniowania rentgenowskiego?

Are Crystals Birefringent for X-Ray Frequencies?

Abstract: Polarization phenomena such as birefringence, optical activity and linear dichroism which are possible with visible light can also occur with X-rays with the help of diffracting crystals whereas they are insignificant in the case of simple X-ray transmission.

1. Wstęp

W dziedzinie optyki światła widzialnego w wielu substancjach występują takie znane zjawiska polaryzacyjne jak optyczna aktywność czy dichroizm liniowy lub kołowy. Zjawiska te zachodzą w ciałach, w których występuje anizotropia optyczna, będąca wynikiem własności dielektrycznych kryształów. Nasuwa się pytanie czy wszystkie te zjawiska obserwowane podczas przechodzenia światła widzialnego przez kryształ występują podczas rozchodzenia się promieniowania rentgenowskiego w kryształach. Należy pamiętać o tym, że w przypadku rozchodzenia się promieniowania rentgenowskiego w kryształach, zjawisku załamania towarzyszy zjawisko dyfrakcji. W spójnym rozpraszaniu promieniowania rentgenowskiego w kryształach ważną rolę odgrywają elektrony powłok wewnętrznych K i L . Są one ekranowane od pól krystalicznych, a ich energie wiązania są duże, tak że zmiany wprowadzone przez pola zewnętrzne są niewielkie. Wiadomo też, że natężenie takiego spójnie rozproszonego promieniowania zależy silnie od czynnika polaryzacyjnego. Dlatego, kiedy są spełnione warunki dyfrakcji promieni rentgenowskich na kryształach (prawo Bragga) można się spodziewać znaczących efektów polaryzacyjnych.

Celem niniejszego artykułu jest pokazanie, że wszystkie zjawiska polaryzacyjne obserwowalne dla światła widzialnego, jak aktywność optyczna, dwójłomność, dichroizm liniowy, wytwarzanie przez kryształ polaryzacji eliptycznej i kołowej, mogą występować dla częstości rentgenowskich podczas dyfrakcji w kryształach.

2. Elementy dynamicznej teorii dyfrakcji promieni X

Opisem rozchodzenia się promieniowania w kryształach zajmuje się dynamiczna teoria dyfrakcji promieni X. Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z siecią krystaliczną jest opisane przez rozwiązanie równań Maxwella w ośrodku krystalicznym, którego

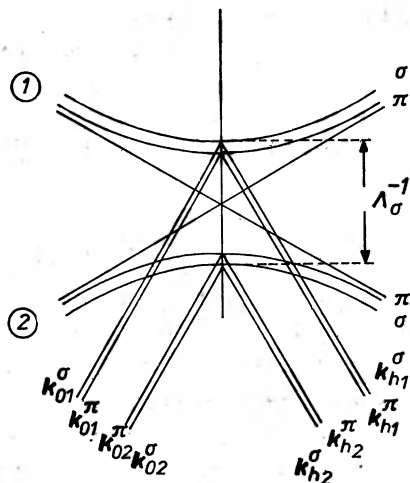
własności dielektryczne są scharakteryzowane przez tensor polaryzowalności dielektrycznej. W dynamicznej teorii dyfrakcji promieni X, sformułowanej przez Moliere'a [1] zostały przeprowadzone rozważania dotyczące wielkości i zachowania się tego tensora, który można przybliżyć dla częstości rentgenowskich, jak to zostało przyjęte w większości prac z teorii dynamicznej, przez funkcję skalarną. W oparciu o te własności tensora polaryzowalności dielektrycznej, w kryształach nieabsorbujących, posiadającym środek symetrii (długość fali λ padającego na kryształ promieniowania rentgenowskiego daleka od długości fali krawędzi absorpcji), system fal w kryształach (rozważany jest przypadek dwóch wiązek, padającej i ugiętej, zgodnie z prawem Bragga, na układzie płaszczyzn atomowych $H = (hkl)$) jest spolaryzowany liniowo z wzajemnie prostopadłymi płaszczyznami polaryzacji. Jest to równoznaczne z wnioskiem, że dla częstości rentgenowskich nie jest możliwe wytwarzanie promieniowania spolaryzowanego kołowo lub eliptycznie dzięki własnościom dielektrycznym kryształu. Wszystkie natomiast efekty polaryzacyjne mogą być wytworzone przez dyfrakcję w kryształach.

W omawianej pracy, Moliere otrzymuje identyczną postać podstawowego równania teorii dynamicznej jak w ogólnie stosowanej teorii rozwiniętej przez Lauego [2], której elementy były już omawiane na łamach *Postępów Fizyki* [3, 4]. W teorii dynamicznej zjawisko dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego opisuje się w przestrzeni sieci odwrotnej, gdzie równanie Bragga $n\lambda = 2d_{hkl} \sin\theta_B$ ma prosty sens geometryczny. Korzystając z transformacji sieci odwrotnej można w przejrzysty sposób wyrazić warunki dyfrakcji poprzez związki między wektorami falowymi fal padającej i ugiętej. Rozważany w teorii Lauego przypadek dwuwiazkowy odpowiada sytuacji, kiedy na sferze Ewalda, zakreślonej z punktu będącego końcem wektora fali promieniowania padającego o promieniu $1/\lambda$ znajdują się dwa węzły sieci odwrotnej — 0 i H . W myśl tej teorii, jeżeli na kryształ ustawiony w położeniu kątowym spełniającym warunek Bragga pada monochromatyczna fala płaska, wzbudza ona w kryształach dla jednego stanu polaryzacji promieniowania padającego cztery fale płaskie. Są to fale Blocha z amplitudą modulowaną przez periodyczność sieci. Powierzchnia dyspersji, która jest miejscem geometrycznym końców wektorów falowych w kryształach, otrzymana jako wynik rozwiązania podstawowego równania teorii dynamicznej jest dwupowłokową hiperboloidą. Jej przecięcie z płaszczyzną padania tworzy dwie gałęzie hiperboli. Na rys. 1 jest przedstawiona powierzchnia dyspersji dla obu stanów polaryzacji σ i π (σ — wektor elektryczny prostopadły do płaszczyzny padania, π — wektor elektryczny w płaszczyźnie padania). Podsumowanie najważniejszych wyników teorii dynamicznej jest przedstawione w punktach 1—5.

1. Powierzchnia dyspersji jest miejscem geometrycznym końców wektorów fal w kryształach. Położenia punktów falowych A_1 i A_2 (są one niekiedy nazywane punktami sprzężenia lub wzbudzenia) są wyznaczone na powierzchni dyspersji z warunku ciągłości składowej stycznej wektora falowego, która wymaga, żeby leżały one na przecięciu normalnej do powierzchni kryształu z powierzchnią dyspersji.

2. Fale z punktami wzbudzenia na gałęzi typu (1) tworzą pole falowe No 1, fale z punktami wzbudzenia na gałęzi typu (2) tworzą pole falowe No 2. Fale tworzące pole falowe oddziałują na siebie wzajemnie, wynikiem czego jest zmiana współczynnika absorpcji. Oba pola mają charakter fali stojącej. I tak, pole falowe No 1, którego płaszczyzny węzłowe leżą na płaszczyznach atomowych, rozchodzi się ze współczynnikiem absorpcji mniejszym

od współczynnika absorpcji fotoelektrycznej (anomalnie słaba absorpcja — efekt Borrmanna [5]), natomiast pole falowe No 2 (płaszczyzny węzłowe znajdują się w połowie odległości między płaszczyznami atomowymi) rozchodzi się ze współczynnikiem absorpcji większym od współczynnika absorpcji fotoelektrycznej (anomalnie silna absorpcja). Wielkość tego interferencyjnego współczynnika absorpcji obu pól falowych jest funkcją kąta padania,



Rys. 1. Powierzchnia dyspersji w przypadku dwóch węzłów sieci odwrotnej 0 i H na sferze Ewalda (symetryczny przypadek Lauego tzn. płaszczyzny uginające prostopadłe do powierzchni kryształu; $\theta = \theta_B$ ($y = 0$))

osiąga wartość ekstremalną dla środka obszaru interferencji i dąży asymptotycznie do wartości zwykłego liniowego współczynnika absorpcji w miarę jak się oddalamy od środka obszaru interferencji (odpowiada to zwiększaniu różnicy kątowej między rzeczywistym kątem padania θ a określonym przez prawo Bragga θ_B , i scharakteryzowanej przez zwykłe używany w teorii dynamicznej parametr padania $y \sim (\theta - \theta_B)$).

3. Amplitudy fal w kryształach i opuszczających kryształ wyznacza się na podstawie warunków brzegowych na powierzchniach ograniczających kryształ.

4. Kierunek propagacji energii danego pola falowego jest określony przez wektor Poyntinga \mathcal{S} (uśredniony po czasie i komórce elementarnej), który jest zawsze prostopadły do powierzchni dyspersji w punkcie falowym. Pola falowe No 1 i No 2 interferują ze sobą, aż do takiej głębokości penetracji, na której jest zachowana koherencja geometryczna i pole falowe No 2 nie zostanie wyeliminowane przez absorpcję (interferencja *Pendellösung*¹). Obraz interferencyjny występuje bądź w postaci prążków jednakowego

¹ Podczas rozchodzenia się pól falowych No 1 i No 2 wewnątrz kryształu zachodzi okresowa wymiana energii wraz z głębokością penetracji między oboma polami falowymi. Nazwa *Pendellösung* dla określenia tego typu interferencji została wprowadzona przez P. P. Ewalda [6] dla podkreślenia analogii z rozwiązaniem równania ruchu dwóch słabo sprzężonych wahań matematycznych. Powstający w wyniku takiej interferencji na powierzchni wyjściowej kryształu układ prążków nosi nazwę prążków *Pendellösung*.

nachylenia (płytką płasko-równoległą, $D = \text{const}$, $I = f(\theta - \theta_B)$), bądź w postaci prążków jednakowej grubości (kryształ w formie klina, D zmienia się, $\theta - \theta_B = \text{const.}$).

5. Bardzo małej zmianie kątowej parametru padania y (sekundy lub ułamki sekund) odpowiada bardzo duża (rzędu kilku lub kilkunastu stopni) zmiana kierunku przepływu energii S . Jeżeli rozbieżność kątowa padającego promieniowania jest rzędu szerokości połowkowej krzywej kątowego rozkładu natężenia w wiązce ugiętej (przejście do przypadku fali sferycznej), pobudzona zostaje cała powierzchnia dyspersji, a promieniowanie w kryształach rozchodzi się wewnątrz trójkąta ABC (rys. 4) nazywanego trójkątem Borrmanna.

3. Zjawiska polaryzacyjne wytwarzane poprzez dyfrakcję w kryształach

3.1. Dichroizm liniowy

Kryształ wykazuje dichroizm liniowy, jeżeli jest silnie absorbujący dla jednego stanu polaryzacji, a przezroczysty dla drugiego. Na ogół promieniowanie uzyskiwane ze źródła jakim jest lampa rentgenowska jest promieniowaniem nie spolaryzowanym (wyjątek stanowią źródła synchrotronowe). W przypadku takiego nie spolaryzowanego promieniowania padającego, w kryształach ustawionych w położeniu kątowym spełniającym warunek dyfrakcji Bragga, pobudzone są dwie gałęzie powierzchni dyspersji dla każdego pola falowego: σ i π (rys. 1 odpowiada sytuacji: parametr padania $y = 0$ — środek obszaru interferencji symetryczny przypadek Lauego, tzn. płaszczyzny uginające prostopadłe do powierzchni kryształu). Współczynniki absorpcji obu pól falowych są dane przez wyrażenie [2]

$$\sigma_{1,2} = \frac{\mu_0}{2} \left\{ \frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_h} \pm \frac{\left(\frac{1}{\gamma_0} - \frac{1}{\gamma_h} \right) y - \frac{C\psi_h}{|\chi_{10}| \Phi_h^{1/2} (\gamma_0 \gamma_h)^{1/2}}}{(y^2 + 1)^{1/2}} \right\},$$

gdzie γ_0, γ_h — kosinusy kierunkowe wektorów fali padającej i ugiętej (w symetrycznym przypadku $\gamma_0 = \gamma_h$)

$$\psi_h = \chi_{hr} \chi_{hi} + \chi_{hr} \chi_{hi}$$

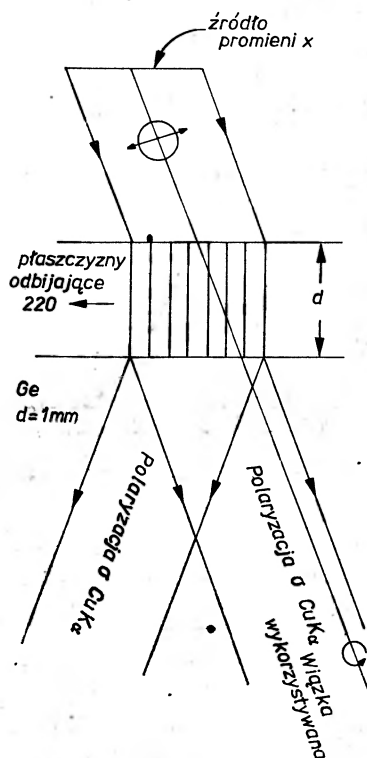
$$\phi_h = \chi_{hr} \chi_{hr} - \chi_{hi} \chi_{hi},$$

μ_0 — fotoelektryczny współczynnik absorpcji,
 C — stała polaryzacyjna ($C_\sigma = 1$, $C_\pi = \cos 2\theta_B$),
 χ_{hr}, χ_{hi} — rzeczywista i urojona część współczynników Fouriera polaryzowalności dielektrycznej. Dla środka obszaru interferencji ($\theta = \theta_B$) wyrażenie na $\sigma_{1,2}$ nie tracąc na ogólności przybiera prostszą postać;

$$\sigma_{1,2} = \frac{\mu_0}{\gamma_0} \left\{ 1 \mp \frac{C\psi_h}{|\chi_{10}| \Phi_h^{1/2}} \right\}.$$

Jak łatwo zauważyć, składowa polaryzacji π podlega znacznie wyższej absorpcji niż składowa σ i na tej drodze można ją wyeliminować z udziału w dyfrakcji. Kryształ ustawiony w położeniu Bragga wykazuje więc dichroizm liniowy. Jeżeli kryształ jest dostatecznie

gruby, tak że pole falowe No 2 zostało całkowicie pochłonięte, oraz również została wyeliminowana na skutek wyższej absorpcji składowa π z pola falowego No 1 — po przejściu przez kryształ mamy promieniowanie ze składową polaryzacji σ . Taki kryształ nosi nazwę polaryzatora Borrmana. Taki sam stan polaryzacji jest uzyskany zarówno w wiązce przechodzącej i ugiętej. Doświadczenie, w którym badano stan polaryzacji uzyskanej w efekcie Borrmana, a tym samym w sposób pośredni pokazano występowanie dichroizmu, zostało wykonane przez Cole'a i współpracowników [7]. Polaryzatorem w układzie polarymetru był gruby kryształ germanu (1 mm grubości), ustawiony dla odbicia od płaszczyzn (220), prom. CuK_α (rys. 2). Obrót kryształu wokół centralnej linii wiązki



Rys. 2. Polaryzator Borrmana wg [17] stanowi gruby kryształ Ge ustawiony dla odbicia Bragga od płaszczyzn (220). Wskutek różnicy współczynników absorpcji obu pół falowych oraz zjawiska dichroizmu liniowego kryształ polaryzator opuszcza tę część promieniowania z pola falowego No 1, która jest spolaryzowana prostopadle do płaszczyzny padania

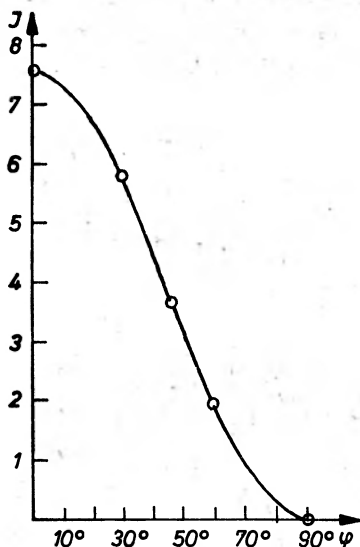
ugiętej wprzód zapewniał obrót wektora polaryzacji w przestrzeni. Analizatorem był monokryształ germanu o kierunku normalnej do powierzchni [111], ustawiony dla odbicia Bragga od płaszczyzn (333). Sprawdzianem stopnia polaryzacji uzyskanej w polaryzatorze jest całkowite natężenie tego odbicia w funkcji kąтового ustawienia polaryzatora. Całkowite natężenie jako funkcja polaryzacji jest dane jako

$$I = R\{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi |\cos 2\theta_B|\},$$

gdzie R — współczynnik całkowitego odbicia. W ustawieniu analizatora dla odbicia od płaszczyzn (333) ($\theta_B = 45^\circ$)

$$I = R \cos^2 \varphi .$$

Na rys. 3 jest przedstawiona zarejestrowana w doświadczeniu zależność natężenia w funkcji ustawienia kąтового φ analizatora względem polaryzatora, w obszarze kątowym od



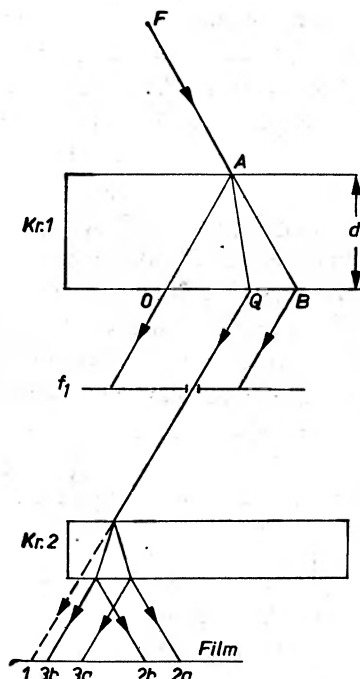
Rys. 3. Zmiana całkowitego natężenia w funkcji położenia kąтового polarymetru (wg [7])

położenia równoległego polarymetru $\varphi = 0^\circ$ do skrzyżowanego $\varphi = 90^\circ$. Zależność ta, która jest sprawdzianem stopnia polaryzacji promieniowania uzyskanego w polaryzatorze Borrmanna zgodnie z przewidywaniami jest typu $\cos^2 \varphi$.

3.2. Dwójłomność

Kryształ wykazuje dwójłomność czyli efekt podwójnego załamania, jeżeli wartość zmierzonego współczynnika załamania bądź szybkość rozchodzenia się fali (jeżeli fala posuwa się w kierunku osi z : $k \parallel z$), będzie różna dla wektora elektrycznego położonego wzdłuż osi x , a inna dla położonego wzdłuż osi y . Jak pokazał Moliere [1], fale należące do obu gałęzi powierzchni dyspersji są spolaryzowane liniowo we wzajemnie prostopadłych płaszczyznach. Efekt podwójnego załamania promieni rentgenowskich w warunkach dyfrakcji został pokazany przez A. Authiera, w doświadczeniu [8—10], którego przebieg był następujący. Wychodzące z lampy promieniowanie rentgenowskie (rys. 4) padające na ustawiony w położeniu Bragga kryształ $Kr1$, który spełnia rolę kolimatora i monochromatora, wzbudza w nim całą powierzchnię dyspersji, w wyniku czego promieniowanie wewnątrz kryształu rozchodzi się w trójkącie ABC. Kryształ ten jest na tyle gruby ($D = 3$ mm), że przez kryształ jest przepuszczane tylko pole falowe No 1, podczas gdy pole falowe No 2 jest całkowicie zaabsorbowane. Dla uzyskania fali płaskiej z wiązki wychodzącej

z tego kryształu (około 1 mm szerokości), przy pomocy szczeliny f_1 o szerokości około $50 \mu\text{m}$ wycinano pęczek promieni o rozbieżności rzędu $0,1''$ (przy takiej szerokości szczeliny efekty dyfrakcyjne na szczelinie można zaniedbać). Taka „quasi — płaska” fala wzbudzała w drugim kryształ — Kr2 cztery pola falowe, ale ponieważ kierunki rozchodzenia się pól falowych należących do tej samej gałęzi powierzchni dyspersji, ale z różnymi kierunkami polaryzacji są zbyt blisko siebie, żeby mogły być rozseparowane, w kryształ



Rys. 4. Układ doświadczalny do badania zjawiska podwójnego załamania promieni rentgenowskich (wg [9]): F — ognisko lampy rentgenowskiej, $Kr1$ — kryształ kolimator-monochromator, f_1 — szczelina wybierająca, $Kr2$ — badany kryształ, 1 — ślad wiązki padającej, 2 — ślady podwójnego załamanych promieni w wiązce ugiętej, 3 — ślady podwójnie załamanych promieni w wiązce ugiętej wprzód

rozchodzą się niezależnie dwa pola falowe. Ten efekt podwójnego załamania promieni rentgenowskich jest uwidoczniiony na zewnątrz kryształu w postaci dwóch śladów w wiązce ugiętej (2a i 2b na rys. 5) i dwóch śladów promieni w wiązce ugiętej wprzód (3a i 3b).

3.3. Polaryzacja kołowa i eliptyczna — kryształ uginający jako płytki fazowa

Jeżeli między składowymi wektora elektrycznego spolaryzowanego liniowo istnieje różnica faz różna od $\pi/2$, bądź $|E_x| \neq |E_y|$, wypadkowe drganie jest spolaryzowane eliptycznie. Szczególnym przypadkiem polaryzacji eliptycznej jest polaryzacja kołowa, występująca, jeżeli $E_x(z, t) = E_y(z, t)$ i różnica faz między obiema składowymi jest $\pi/2$. We wszystkich przypadkach taką falę możemy rozłożyć na składowe liniowo spolaryzowane. Promieniowanie spolaryzowane eliptycznie lub kołowo może być wytworzone z promie-

niowania spolaryzowanego liniowo przy pomocy płytki fazowej — cienkiej płytki wyciętej z kryształu anizotropowego optycznie w ten sposób, że obie osie optyczne x i y leżą w płaszczyźnie płytki. Jeżeli wektor elektryczny E jest pod pewnym kątem do osi optycznej, to składowe fali wzdłuż każdej osi rozchodzą się z różnymi prędkościami. Na ogół wychodzą one z kryształu z różnymi amplitudami i nieokreśloną różnicą faz, tak że wypadkowa fala jest spolaryzowana eliptycznie. Ćwierćfalówka jest płytką fazową o takiej grubości, która zmienia względne obu składowych wektora o $\pi/2$. Na ogół wynikiem takiej zmiany fazy będzie polaryzacja eliptyczna. Polaryzację kołową uzyskujemy w wyniku przejścia światła spolaryzowanego liniowo przez ćwierćfalówkę, której osie optyczne tworzą kąt 45° z wektorem elektrycznym E padającej fali.

Jak można wytworzyć i badać polaryzację kołową i eliptyczną poprzez dyfrakcję promieniowania rentgenowskiego w kryształach, zostało pokazane w pracach [11—13]. Jeżeli założymy, że padająca na kryształ — analizator fala jest falą płaską, spolaryzowaną liniowo (rozważany jest symetryczny przypadek Laego, $y = 0$, por. rys. 1) i że wektor elektryczny E jest nachylony pod kątem 45° do płaszczyzny padania, musimy rozważyć możliwą interferencję pomiędzy wszystkimi falami w kryształach, które są koherentne [11]. Jeżeli ograniczymy się jedynie do fali ugiętej, mamy cztery składowe fale płaskie z wektorami falowymi k_{h1}^π , k_{h1}^σ , k_{h2}^π , k_{h2}^σ . W odróżnieniu od przypadku światła naturalnego fale te, z różnymi stanami polaryzacji, nie są niezależne. Dla pola falowego No 1 różnica faz między składowymi σ i π powstała na skutek dyfrakcji jest

$$\delta_1 = 2\pi(k_{h1}^\sigma - k_{h1}^\pi)r = \pi D \left(\frac{1}{A_\sigma} - \frac{1}{A_\pi} \right).$$

Oznacza to, że pole falowe należące do gałęzi (1) powierzchni dyspersji na ogół jest spolaryzowane eliptycznie — prawoskrętnie ($\delta > 0$). Fale należące do gałęzi (2) tworzą pole falowe spolaryzowane lewoskrętnie z różnicą faz δ_2

$$\delta_2 = 2\pi(k_{h2}^\sigma - k_{h2}^\pi) \quad r < 0 \quad \text{i} \quad \delta_1 = -\delta_2.$$

Można wprowadzić periodyczność polaryzacji nazywaną również periodycznością penetracji Ω , która jest dana jako

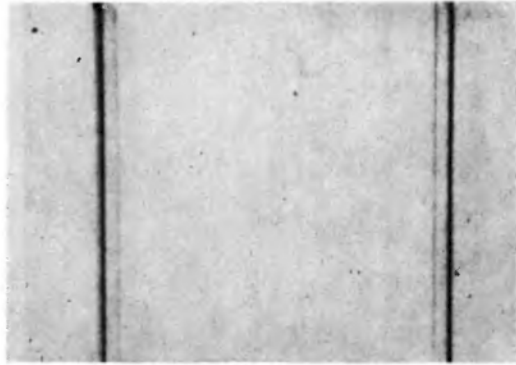
$$\frac{1}{\Omega} = \frac{1}{2} \{1 - |\cos 2\theta_B|\} \frac{1}{A_\sigma}.$$

Różnica fazowa między składowymi σ i π może być wtedy wyrażona przez

$$\exp i\delta = \exp(2\pi i D/\Omega).$$

Oznacza to, że:

- 1) Taki sam stan polaryzacji jest powtarzany z periodycznością penetracji Ω .
- 2) Ponieważ $|\delta_1| = |\delta_2|$, fale należące do gałęzi (1) i (2) powierzchni dyspersji są zawsze w tym samym stanie polaryzacji.
- 3.) Jeżeli $\delta = \pi/2 + n\pi$ (n — liczba całkowita), fala jest spolaryzowana kołowo. Kołowa polaryzacja występuje dla grubości $\Omega/4 + n\Omega/2$ lub $\delta = \pi/2$. Kryształ o takiej grubości jest dla obu pól falowych No 1 i No 2 ćwierćfalówką i może być użyty do badania polaryzacji eliptycznej.



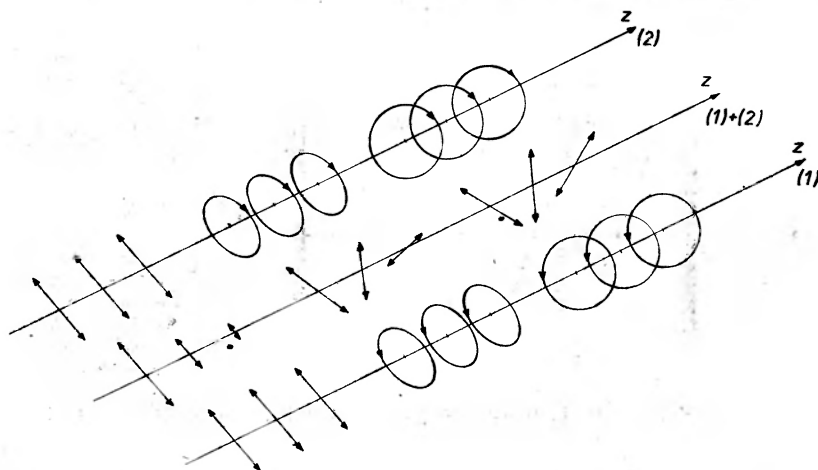
2a 2b

3a 3b

Rys. 5. Ślady podwójne załamanych promieni rentgenowskich w monokryształe krzemu (wg [9]): 2a, 2b — w wiązce ugiętej, 3a, 3b — w wiązce ugiętej wprzód

Zmiana stanu polaryzacji wraz z głębokością penetracji obu pól falowych jest pokazana na rys. 6. Jeżeli pola falowe No 1 i No 2 zachodzą na siebie, będą interferować, w wyniku czego na powierzchni wyjściowej kryształu wystąpi układ prążków. Kontrast tych prążków zależy od stanu polaryzacji

- 1) Jest on najsilniejszy, kiedy oba pola falowe są spolaryzowane liniowo.
- 2) Jeżeli oba pola falowe są spolaryzowane kołowo, oczekuje się wygaszenia prążków.
- 3) Interferencja między dwiema falami spolaryzowanymi eliptycznie o tej samej amplitudzie i o tym samym mimośrodku, ale w przeciwnym kierunku daje falę spolaryzowaną liniowo. Amplituda i orientacja takiej liniowo spolaryzowanej fali wypadkowej zależy



Rys. 6. Zmiana stanu polaryzacji wraz z głębokością penetracji w kryształach; (1) — pole falowe No 1, (2) — pole falowe No 2, (1)+(2) — wypadkowy stan polaryzacji, gdy pola falowe No 1 i No 2 zachodzą na siebie (wg [11])

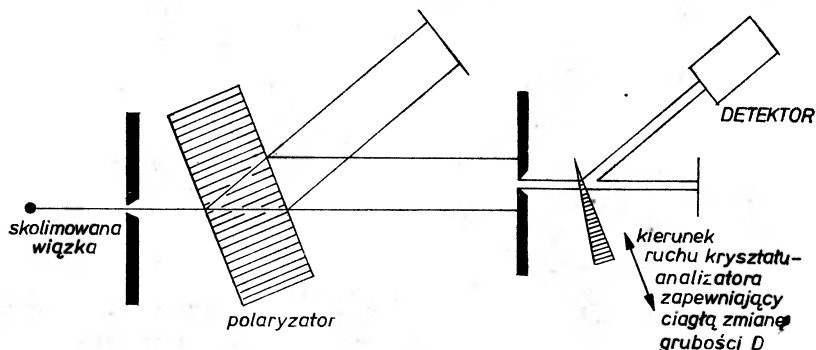
od różnicy faz między dwiema eliptycznie spolaryzowanymi falami. Im większy mimośród elipsy, tym silniejszy kontrast prążków, który osiąga maksimum, kiedy elipsa degeneruje się do linii prostej. W tym granicznym przypadku nie następuje obrót płaszczyzny polaryzacji. Z drugiej strony kontrast ma minimum, kiedy elipsa staje się kołem ($\delta = \pi/2 + n\pi$). W tym przypadku wypadkowa amplituda jest stała i następuje jedynie obrót płaszczyzny polaryzacji. W ten sposób, nie absorbujący kryształ, znajdujący się w położeniu Bragga, o grubości odpowiadającej obszarowi wygaszenia powoduje obrót płaszczyzny polaryzacji padającego promieniowania, podczas gdy obszar prążków w obrazie interferencyjnym odpowiada grubości, dla której oba pola falowe No 1 i No 2 są liniowo spolaryzowane.

Jeżeli kryształ jest dostatecznie gruby i padająca fala płaska nie spełnia dokładnie warunku Bragga ($\gamma \neq 0$), pola falowe No 1 i No 2 nie zachodzą na siebie, gdyż rozchodzą się w różnych kierunkach określonych przez normalne do powierzchni dyspersji. Przy powierzchni wyjściowej pola falowe ulegają rozszczepieniu na wiązkę ugiętą i ugiętą wprzód, które mogą być w ten sposób spolaryzowane liniowo, eliptycznie lub kołowo w zależności od grubości kryształu. W przytoczonych tu rozważaniach została zaniedbana

absorpcja, która jest różna dla wszystkich czterech gałęzi powierzchni dyspersji. Jej uwzględnienie powoduje zmianę stosunków natężeniowych dla wszystkich czterech gałęzi dyspersji.

W ten sposób a) wygaszenie prążków interferencyjnych *Pendellösung* jest wskaźnikiem wzbudzenia fal z punktami falowymi na wszystkich czterech gałęziach powierzchni dyspersji; b) jeżeli padające promieniowanie jest liniowo spolaryzowane, ale ani w kierunku σ ani π , wygaszenie jest wskaźnikiem istnienia eliptycznie spolaryzowanych fal w kryształach.

W doświadczeniu (rys. 7) liniowo spolaryzowane promieniowanie otrzymano w wyniku dyfrakcji promieniowania $\text{MoK}\alpha$ (odbicie od płaszczyzn (220)), w grubym kryształach



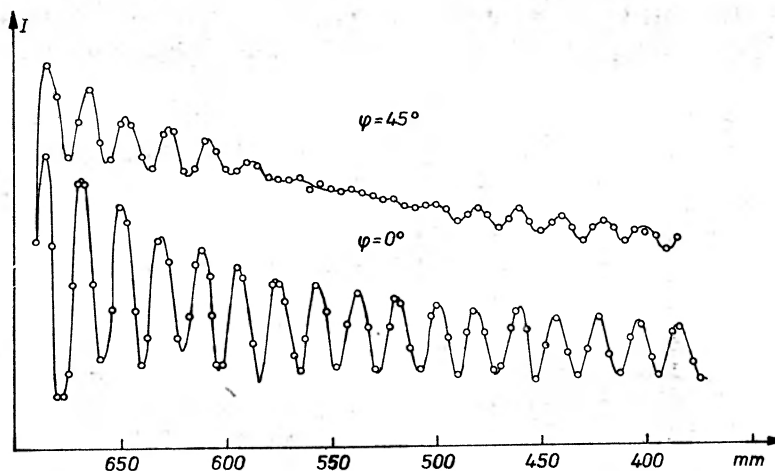
Rys. 7. Polarymetr do badania polaryzacji kołowej i eliptycznej wg [11]

krzemu, który został użyty jako polaryzator typu Borrmanna. Po przejściu przez ten kryształ zarówno fala przechodząca jak i ugięta są spolaryzowane liniowo z wektorami elektrycznymi równoległymi do płaszczyzn odbijających. Drugi kryształ — kryształ analizator ma postać klina i jest zamontowany na wózekku zapewniającym możliwość przesuwu w płaszczyźnie kryształu dla uzyskania ciągłej zmiany grubości. Poprzez obrót pierwszego kryształu wokół środkowej linii anomalnie przechodzącej wiązki uzyskuje się zmianę kąta wektora elektrycznego E z płaszczyzną padania drugiego kryształu. Na rys. 8 są przedstawione wyniki pomiarów natężenia wiązki ugiętej przez drugi kryształ w funkcji jego grubości dla $\varphi = 45^\circ$ i $\varphi = 0^\circ$ ($\varphi = 0^\circ$ odpowiada równoległemu ustawieniu polarymetru), które pokazują zarówno wygaszenie prążków jak też zmianę ich położenia. Można wyciągnąć następujące wnioski na podstawie obrazów interferencyjnych zarejestrowanych dla różnych położań polaryzatora względem analizatora:

1) Nie obserwuje się efektu wygaszenia dla położenia polaryzatora $\varphi = 0^\circ$, ponieważ w tym przypadku są wzbudzone jedynie fale należące do dwóch gałęzi powierzchni dyspersji.

2) Dla położenia polaryzatora $\varphi = 45^\circ$ obserwuje się wygaszenie prążków. Wygaszenie prążków obserwuje się również dla niespolaryzowanego promieniowania padającego [14] (jest ono wynikiem nałożenia dwóch obrazów interferencyjnych *Pendellösung* σ i π) i jest ono dowodem na to, że w obu przypadkach są wzbudzone wszystkie cztery gałęzie powierzchni dyspersji.

W opisanych doświadczeniach, które pokazały, że wszystkie efekty polaryzacyjne obserwowalne dla światła widzialnego, są możliwe do wytworzenia przez dyfrakcję promieniowania rentgenowskiego w kryształach, istotnym utrudnieniem jest dramatyczna strata natężenia po przejściu przez polaryzator, co stwarza istotne problemy dla detekcji.



Rys. 8. Krzywa natężenia w funkcji położenia kryształu dla liniowo spolaryzowanego promieniowania padającego; dolna krzywa: $\varphi = 0^\circ$ — polaryzacja prostopadła do płaszczyzny padania, górna krzywa: $\varphi = 45^\circ$ polaryzacja nachylona pod kątem 45° do płaszczyzny padania (wg [11])

Oznaczmy przez I natężenie liniowo spolaryzowanego światła przepuszczanego przez polaryzator

$$I = I_0(1 - M \cos 2\varphi) + B,$$

gdzie I — stała zawierająca czynnik absorpcyjny, φ — kątowe położenie polaryzatora względem analizatora, B — tło detektora, M — współczynnik modulacji; $M = 1$ dla doskonałego polaryzatora, $M = 0$ dla materiałów optycznie izotropowych. W doświadczeniach z dichroizmem liniowym opisanym w 3.1 $I_0 = 5000$ fot./s; $M > 0.99$; natomiast w doświadczeniu z płytką fazową (3.3) $I_0 = 0.2$ fot./s; $M = 0.9$. Nowe możliwości badań w tej dziedzinie otwierają, jak to zostało pokazane w pracy 12 zastosowanie synchrotronu jako źródła promieni X. Podstawową korzyścią wynikającą z zastosowania źródła synchrotronowego (wzrost I_0 o czynnik rzędu 1×10^6) jest bardzo duże natężenie promieniowania dla dowolnej orientacji płaszczyzny padania, co zawsze stanowi problem w układzie wielokryształnym. Wyniki dotyczące badania polaryzacji eliptycznej i kołowej promieniowania pochodzącego z konwencjonalnego źródła, jakim jest lampa rentgenowska, zostały całkowicie potwierdzone w pracy [12], gdzie liniowo spolaryzowane promieniowanie otrzymywano bezpośrednio ze źródła synchrotronowego, a obraz interferencyjny *Pendellösung* był rejestrowany metodą fotograficzną. Badanie polaryzacji eliptycznej i kołowej promieniowania rentgenowskiego można przeprowadzić w nieco innym układzie (który został dokładnie opisany w pracy Harta [13]) przy pomocy płytki fazowej trójcwiórcfalowej, co ma tę przewagę nad ćwierćfalówką, że pozwala na użycie grubszego kryształu.

Na zakończenie warto zasignalizować nie budzący zdziwienia fakt, zgodnie z tym co było wyjaśnione na początku tego artykułu, że do chwili obecnej nie zostały zaobserwowane efekty polarizacyjne dla promieniowania rentgenowskiego w przypadku zwykłej transmisji. Ani znacząca aktywność optyczna, ani kołowy dichroizm w kwarcu, ani liniowy dichroizm w płytce polaroidalnej nie zostały zaobserwowane w wyniku bardzo dokładnych pomiarów przeprowadzonych przez Harta dla $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ [13], co zostało wyjaśnione własnościami dielektrycznymi kryształu przy częstościach rentgenowskich.

Literatura

- [1] G. Moliere, *Ann. Phys. (Germany)* **35**, 272 (1939).
- [2] Max von Laue, *Röntgenstrahlinterferenzen*, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt am Main 1960.
- [3] E. Zielińska-Rohozińska, *Postępy Fizyki* **16**, 105 (1965).
- [4] E. Zielińska-Rohozińska, *Postępy Fizyki* **18**, 709 (1967).
- [5] G. Borrmann, *Z. Phys.* **42**, 157 (1941).
- [6] P. P. Ewald, *Ann. Phys. (Germany)* **54**, 159 (1917).
- [7] H. Cole, F. W. Chambers, C. G. Wood, *J. Appl. Phys.* **32**, 1942 (1961).
- [8] A. Authier, *C. R. Acad. Sci., Paris* **257**, 2003 (1960).
- [9] A. Authier, *Bull. Soc. Fr. Miner.* **84**, 51 (1961).
- [10] A. Authier, *Acta Crystallogr.* **14**, 287 (1961).
- [11] P. Skalicky, C. Malgrange, *Acta Crystallogr.* **A28**, 501 (1972).
- [12] M. Sauvage, J. F. Petroff, P. Skalicky, *Phys. Status Solidi (a)* **43**, 473 (1977).
- [13] M. Hart, *Philos. Mag.* **B38**, 41 (1978).
- [14] H. Hattori, H. Kuriyama, N. Kato, *J. Phys. Soc. Japan* **20**, 1047 (1965).

Karl Hess, Nick Holonyak, Jr.

University of Illinois
Urbana, Illinois, USA

Goście elektrony w półprzewodnikach warstwowych *

Hot Electrons in Layered Semiconductors

Abstract: The size of semiconductor devices has decreased so much that classical treatments of semiconductor physics become invalid and effects involving supra-thermal electrons take on a new importance.

Coraz szerszemu stosowaniu urządzeń elektronicznych — szczególnie komputerów — w prawie wszystkich dziedzinach techniki i życia codziennego towarzyszy coraz większa skala integracji oraz coraz większa miniaturyzacja przyrządów półprzewodnikowych. Zmniejszanie rozmiarów przyrządów pociąga za sobą pojawianie się nowych problemów teoretycznych (a może także nowych możliwości?) [1].

Jedną z konsekwencji zmniejszania rozmiarów przyrządów jest to, że pola elektryczne przyspieszające elektrony i dziury w kryształach są bardzo silne, a więc nośniki uzyskują duże energie kinetyczne. Równania ruchu wysokoenergetycznego elektronu w sieci mogą znacznie różnić się od równań Newtona; na przykład może się zdarzyć, że masa (inercjalna) nośnika będzie nieskończona lub nawet ujemna. Przyczyną tego nie są efekty relatywistyczne, lecz odbicia Braggowskie. Dla przykładu na rys. 1 przedstawiono linie stałej energii w przestrzeni pędów (w przestrzeni k) dla półprzewodnikowego arsenku galu [2]. Przypomnijmy, że dla cząstki swobodnej linie takie są okręgami, ponieważ energia zależy tylko od wartości pędu. Dla elektronów w arsenku galu linie stałej energii są okręgami tylko dla małych wartości k (środkowa część rys. 1). Skomplikowany kształt tych linii dla dużych k wskazuje, iż zależność energii od pędu nie jest zależnością ani izotropową ani kwadratową. Zatem elektrony nie muszą poruszać się w kierunku pola elektrycznego, a ich średnia prędkość nie jest wprost proporcjonalna do natężenia pola, co oznacza załamanie się prawa Ohma. Problem ten omówimy szerzej w dalszej części.

Aby zilustrować stopień miniaturyzacji przyrządów towarzyszący postępowi technologii półprzewodnikowej, na rys. 2 pokazano tranzystor ostrzowy i współcześnie stosowane

* Artykuł opublikowany w *Physics Today* 33 (October), 40 (1980) został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission, Copyright © 1980 by the American Institute of Physics]. (Przyp. Red.).

heterozłącze o strukturze warstwowej. (Należy tu wspomnieć, że rozmiary tranzystora ostrzowego były znacznie mniejsze niż rozmiary szeroko stosowanych tranzystorów złączowych).

Wspomnieliśmy już poprzednio, że pola elektryczne w zminiaturyzowanych przyrządach osiągają bardzo duże natężenia. Jeśli przyjmiemy, że napięcie pracy przyrządu półprzewodnikowego wynosi około 5 V, to maksymalne pola elektryczne w typowym przyrządzie stosowanym przed 20 laty były rzędu 10—100 V/cm, natomiast we współczesnym obwodzie zintegrowanym średnie pola są rzędu 10^3 V/cm, a maksymalne pola mają o rząd większe natężenia. W takich polach przepływu prądu w przyrządach krzemowych i germanowych w temperaturze pokojowej nie można opisywać prawem Ohma [3]. Pola rzędu 10^5 V/cm występują między sąsiednimi bramkami w przyrządach sprzężonych ładunkowo, a także w strukturach warstwowych. Tak silnych pól można również oczekiwać w obwodach scalonych o bardzo dużej skali integracji, których technologia obecnie szybko się rozwija.

W polach większych niż 1000 V/cm nośniki prądu w półprzewodniku uzyskują energie znacznie większe od energii odpowiadającej średniej energii cieplnej określonej temperaturą sieci. W takich warunkach nabierają znaczenia zjawiska potocznie nazywane zjawiskami związanymi z „gorącymi” elektronami, a wiele spośród znanych koncepcji fizyki półprzewodników zawodzi. W tym artykule omówimy niektóre z tych zjawisk — takie, których wpływu należy oczekiwać w obwodach scalonych o bardzo dużej skali integracji oraz w przyrządach optoelektronicznych.

Gorące elektrony

Elektrony poruszające się w sieci krystalicznej oddziałują między sobą oraz z siecią. W przyrządach elektronicznych przyłożone z zewnątrz pole elektryczne dostarcza nośnikom prądu energii. Wskutek oddziaływań elektronowo-elektronowych energia nośników zostaje uśredniona i można zdefiniować temperaturę elektronową T_e nawet w bardzo silnym polu elektrycznym. Temperatura T_e jest zawsze wyższa od temperatury sieci T_L . Różnica między T_e i T_L zależy mocno od natężenia pola elektrycznego (w istocie od kwadratu natężenia pola, ponieważ zmiana kierunku pola nie może prowadzić do ujemnej temperatury) i od tego, w jaki sposób elektrony tracą energię. We wszystkich praktycznych przypadkach elektrony przekazują swą energię sieci. Mamy zatem obraz bardzo ruchliwej cieczy (tzw. gaz elektronowy) poruszającej się w chłodniejszej sieci krystalicznej i przekazującej jej swą energię.

Wiadomo, że przewodzące druty zaczynają się żarzyć, gdy gaz elektronowy przekazuje bardzo dużo energii sieci krystalicznej. Chcielibyśmy tu podkreślić, że jeśli nawet sieć pozostaje chłodna (a tak się często zdarza w praktyce), to temperatura elektronów może być znacznie wyższa i nie można jej kontrolować za pomocą żadnego innego mechanizmu chłodzenia niż powolne oddawanie ciepła sieci krystalicznej. Typowym przykładem może być próbka krzemowa, do której przyłożono pole — powiedzmy — o natężeniu 2×10^4 V/cm; wówczas temperatura elektronowa wzrasta do 1000 K niezależnie od temperatury otaczającego ośrodka i od chłodzenia próbki. Jediną konsekwencją wzro-

stu temperatury elektronowej jest spadek przewodności spowodowany wspomnianymi wyżej odbiciami braggowskimi oraz tym, że gorące elektrony mogą wzbudzać więcej drgań sieci niż „zimne” elektrony (czyli elektrony o małej energii). Zmniejsza się zatem ruchliwość elektronów wskutek silniejszego ich rozpraszania. Dlatego przewodność zależy od natężenia pola i w silnych polach przestaje obowiązywać prawo Ohma. Warto wspomnieć, że grzanie gazu elektronowego (ale nie sieci krystalicznej) jest bardzo szybkim procesem: typowa stała czasowa wynosi 10^{-12} s [4].

Utrzymywanie gazu elektronowego w równowadze z siecią oznaczałoby konieczność stosowania słabszych pól elektrycznych. Przy małych rozmiarach przyrządów wymagałoby to przykładania mniejszych napięć zasilających. Z różnych powodów nie można obniżyć napięcia przykładanego do przyrządu półprzewodnikowego poniżej jednego wolta. Jedną z przyczyn jest to, że napięcia progowe dla rozmaitych części składowych przyrządu są różne, inną fakt, iż bariery potencjalne w przyrządach półprzewodnikowych są rzędu przerwy energetycznej półprzewodnika, a wielkość ta jest właściwością kryształu i nie można jej zmniejszyć. Można więc oczekiwać, że zjawiska związane z gorącymi elektronami będą nieuchronnie ingerować w działanie zminiaturyzowanych przyrządów półprzewodnikowych. Nie jest sprawą oczywistą, które spośród tych zjawisk będą najbardziej znaczące, ale można się spodziewać, że wskutek występowania zjawisk charakterystycznych dla gorących elektronów ulegnie modyfikacji opis takich procesów jak unoszenie nośników (dziur lub elektronów), dyfuzja, generacja i rekombinacja nośników, czy termoelektronowa emisja ponad barierą potencjalną [5].

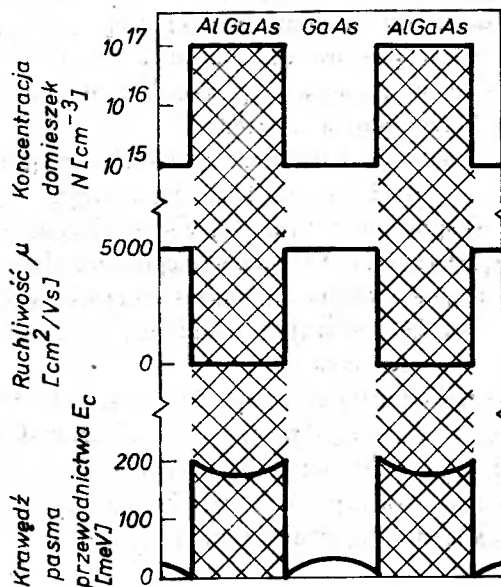
Jest oczywiste, że w krótkim artykule przeglądowym nie sposób wyczerpać wszystkich zagadnień. Dlatego też ograniczymy się tutaj do omówienia zjawisk związanych z gorącymi elektronami znajdującymi się w studni potencjalnej. Uzasadnieniem takiego wyboru jest fakt, iż w bardzo małych przyrządach nośniki ładunku są zlokalizowane w wąskich studniach potencjalnych, jakie tworzą cienkie warstwy materiałów o różnych własnościach elektrycznych.

Przyrządy warstwowe

Aby zilustrować efekty, jakich należy oczekiwać w przypadku nośników zlokalizowanych w wąskiej studni potencjalnej, na które działa silne pole elektryczne, rozważmy strukturę warstwową pokazaną na rys. 2. Zmienność podstawowych parametrów takiej struktury jest schematycznie pokazana na rys. 3. Strukturę taką mogą tworzyć warstwy InP i InGaPAs (jak na rys. 2) lub też, jak na rys. 3, warstwy GaAs i $Al_xGa_{1-x}As$; takie warstwy są obecnie produkowane za pomocą rozmaitych metod, takich jak epitaksja z fazy ciekłej, epitaksja za pomocą wiązek molekularnych czy metaloorganika. Grubość warstw w takich strukturach jest rzędu 10^{-5} — 10^{-6} cm. Tego rodzaju struktury są prototypami rozmaitych przyrządów półprzewodnikowych, m. in. tranzystorów unipolarnych i przyrządów sprzężonych ładunkowo.

Ze względu na małe rozmiary warstw nie jest spełniony warunek neutralności ładunku, ponieważ elektrony przechodzą z jednej warstwy do drugiej, tzn. opuszczają obszary o dużej energii potencjalnej i przechodzą tam, gdzie energia potencjalna jest minimalna.

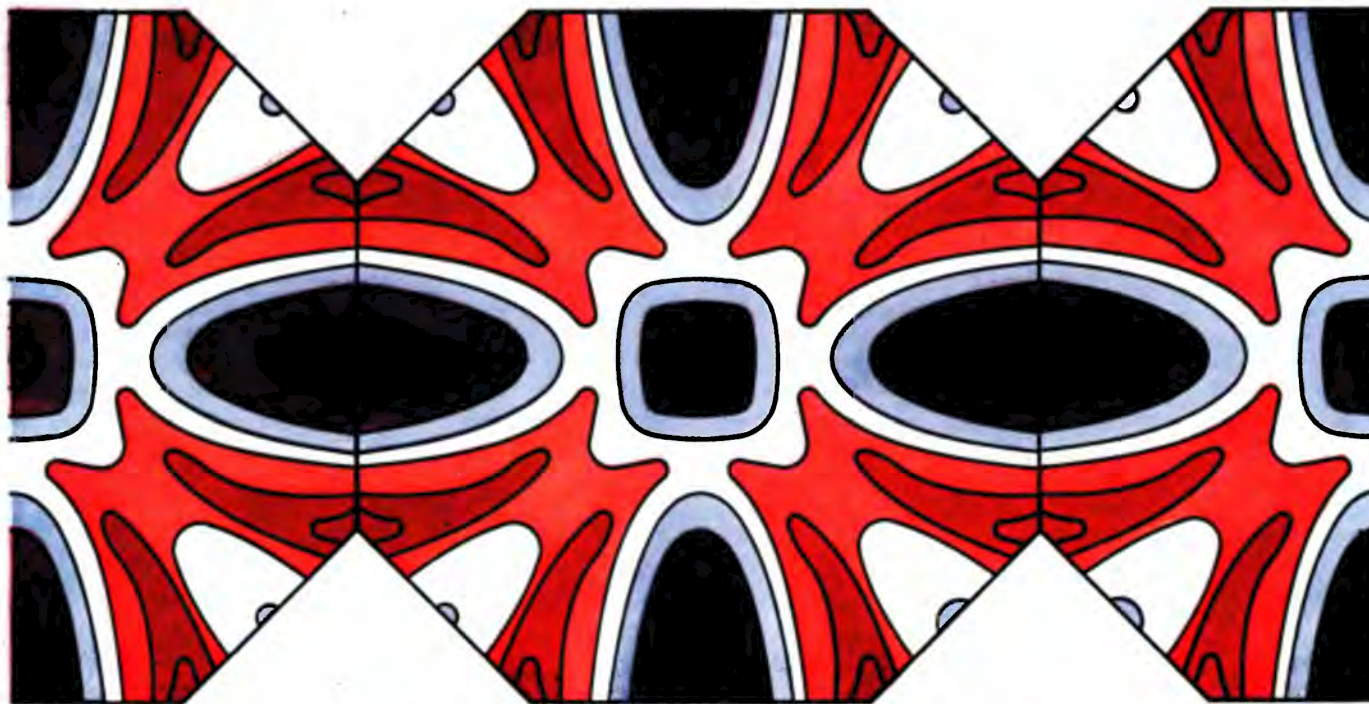
W strukturze warstwowej pokazanej na rys. 3 ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) własności elektronów w środkowej warstwie są odmienne z następujących powodów: (1) istnienie warstw ograniczających (warstw AlGaAs) powoduje, iż elektrony nie mogą poruszać się w kierunku prostopadłym do warstw i dlatego tworzą gaz dwuwymiarowy. W rezultacie ich minimalna energia jest większa od energii dna pasma przewodnictwa arsenku galu (E_c) — jest to analogia ze znanym w mechanice kwantowej zagadnieniem cząstki w pudle potencjalnym. Efekt ten będziemy nazywali „kwantowaniem rozmiarowym” [6]; (2) poruszające się elektrony są rozpraszane bądź przez drgania sieci (fonony), bądź też przez różne centra domieszkowe, których może być mało w warstwie arsenku galu.



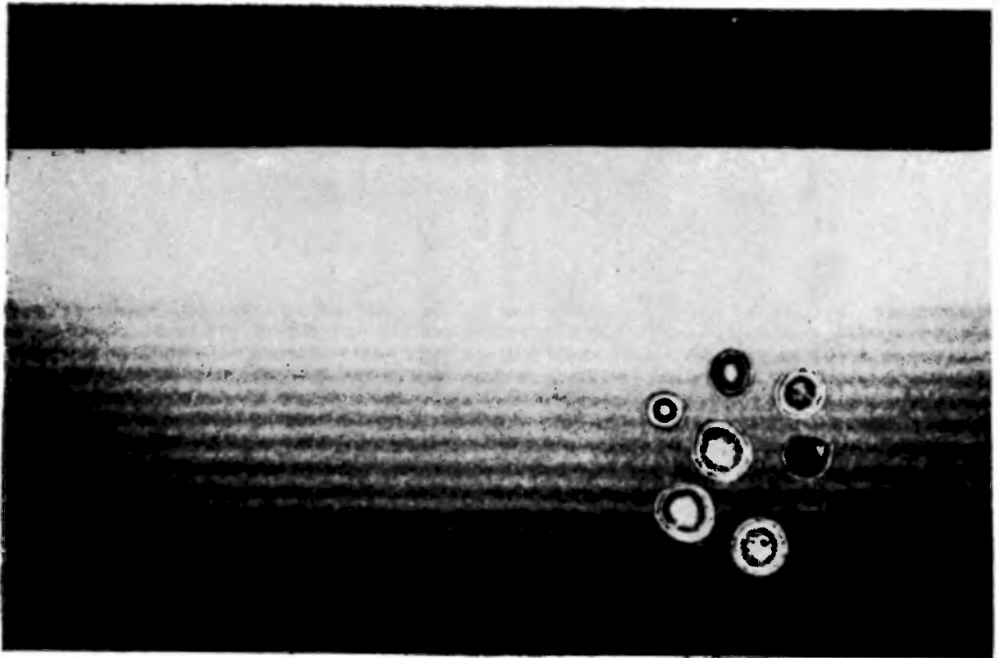
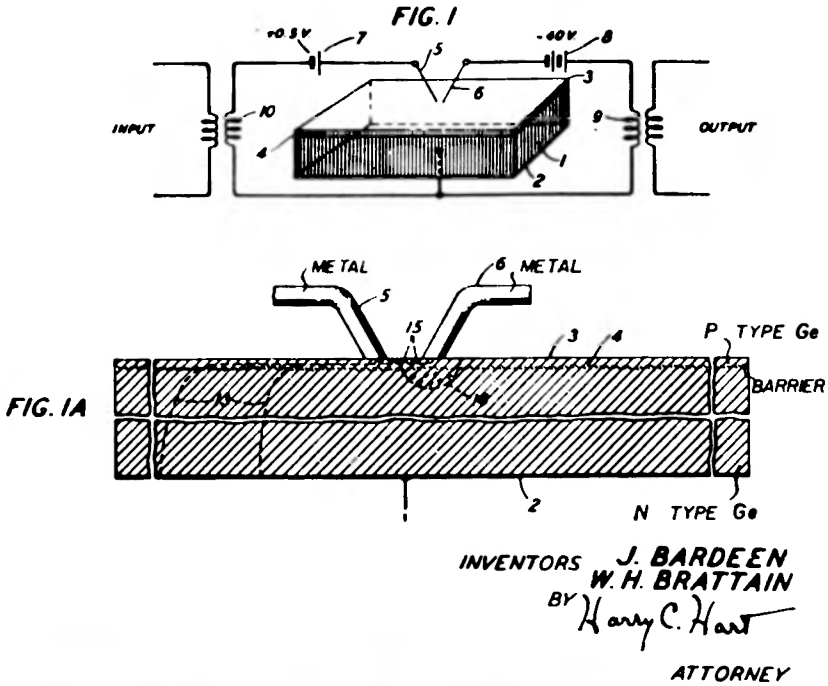
Rys. 3. Struktura warstwowa składająca się z warstw arsenku galu i aluminoarsenku galu. Na wykresach pokazano kolejno koncentrację domieszek, ruchliwość nośników oraz energie odpowiadające krawędziom pasm przewodnictwa dla struktury o modulowanym domieszkowaniu

Domieszki (donory lub akceptory) znajdujące się w warstwach $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (tzw. „odległe” domieszki) nie wpływają na ruch elektronów. W rezultacie elektrony w warstwie mogą mieć większą ruchliwość niż elektrony poruszające się w dużym kryształ arsenku galu pod warunkiem, że donory znajdują się w warstwach $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Myśl taką poddali R. Tsu i L. Esaki z IBM, a ostatnio została ona sprawdzona przez R. Dingle’a, A. Gosarda, H. Stormera i W. Wiegmana z Bell Laboratories [7].

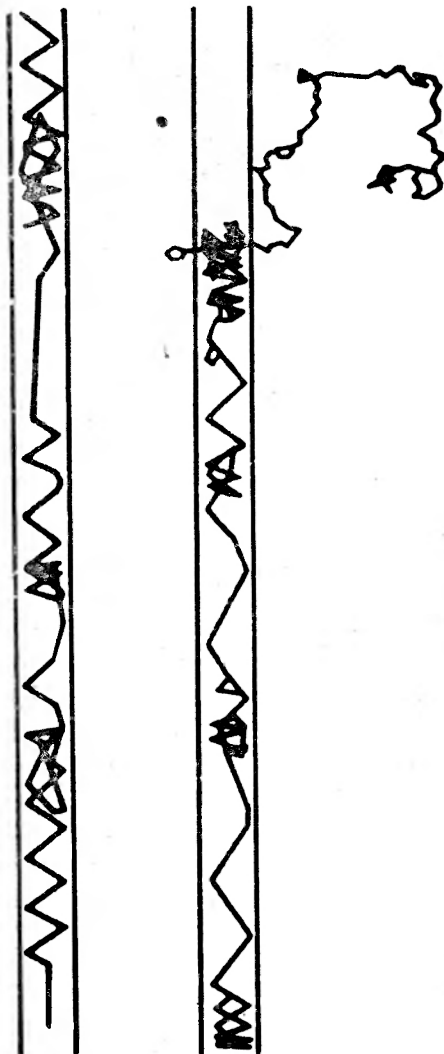
Rozpraszanie elektronów przez drgania sieci w strukturach warstwowych jest także odmienne od rozpraszania w dużym kryształ [8]. Dla przykładu rozważmy heterostrukturę $\text{GaAs}-\text{Ge}$, tzn. strukturę, jaką stanowi warstwa germanu nałożona epitaksjalnie na podłoże z arsenku galu. W arsenku galu rozchodzi się spolaryzowane drganie sieciowe i wytwarza makroskopowe pole elektryczne, które wnika do obszaru przypowierzchniowego w germanie, powodując dodatkowe rozpraszanie znajdujących się tam elektronów. Takiego mechanizmu rozpraszania nie ma w samym germanie, bowiem jest to kowalenty,



Rys. 1. Powierzchnie stałej energii w strefie Brillouina dla arsenku galu obliczone za pomocą metody pseudopotencjału. (Strefą Brillouina jest powierzchnia sześciokąta; na rysunku pokazano rozwiniętą strefę Brillouina). Prawo Ohma obowiązuje jedynie dla elektronów o najmniejszej energii (obszar ciemnoniebieski). Skoki energii o 0,5 eV są zaznaczone różnymi kolorami od niebieskiego (środek strefy) począwszy poprzez biały do ciemnoczerwonego



Rys. 2. Zmiana rozmiarów przyrządów elektronicznych. (a) Oryginalny patent tranzystora zgłoszony przez J. Berdeena i W. Brattaina: wymiary kryształu germanu wynoszą około 0,1—0,5 cm, natomiast odległość między emiterem i kolektorem (oznaczonymi cyframi 5 i 6) jest znacznie mniejsza. (b) Struktura warstwowa: laserująca heterostruktura ze studnią kwantową wykonana ze związku poczwórnego InGaPAs za pomocą epitaksji z fazy ciekłej. Aby zobrazować rozmiary warstw, na strukturę nałożono wirusy leukemii o średnicy około 500—1000 Å



Rys. 4. Trajektoria elektronu w studni potencjalnej utworzonej przez warstwę arsenku galu obliczona za pomocą symulacji metodą Monte Carlo. Studnie są na tyle szerokie (400 Å), że nie obserwuje się w nich żadnych efektów związanych z kwantyzacją rozmiarową. Trajektorii po lewej stronie odpowiada pole o natężeniu 2 kV/cm, tzn. o natężeniu mniejszym od natężenia, przy którym elektron może wyskoczyć ze studni; trajektorii po prawej stronie odpowiada pole o natężeniu 6 kV/cm

niepolarny półprzewodnik i nie występuje w nim rozpraszanie polarne. Innymi słowy, elektrony w warstwie germanu są rozpraszane przez „odległe” drgania sieci w arsenku galu.

W pewnych układach (np. w strukturach InSb—SiO₂ używanych w zastosowaniach mikrofalowych) „odległe” mechanizmy rozpraszania mogą znacznie zmniejszyć ruchliwość elektronów w obszarze przypowierzchniowym, co pociąga za sobą zmniejszenie szybkości przełączania przyrządu.

Po tej dygresji powróćmy do warstw $\text{GaAs—Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (rys. 3). Przyjmijmy, że elektrony znajdują się w środkowej warstwie (w arsenku galu) i że przykładamy pole elektryczne równoległe do powierzchni międzywarstwowej. Dopóki natężenie pola jest małe, elektrony pozostają w arsenku galu. W miarę wzrostu natężenia pola elektrony będą stawały się coraz gorętsze, ich energia będzie rosła, aż w końcu osiągnie wartość równą energii dna pasma przewodnictwa $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ i wówczas elektrony będą mogły przejść do sąsiednich warstw. Efekt taki jest bardzo podobny do zjawiska emisji termoelektronowej z żarzących się drutów w lampie próżniowej lub też do efektu Gunna, który jest podstawą działania przyrządów mikrofalowych. Trajektoria elektronu poruszającego się w cienkiej (400 Å) warstwie GaAs, obliczona za pomocą symulacji metodą Monte Carlo, jest pokazana na rys. 4. Dla pola podkrytycznego elektrony pozostają w warstwie GaAs, a dla pól większych od pola krytycznego elektrony mogą przechodzić do sąsiednich warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Można także oczekiwać rozmaitych innych efektów związanych z wychodzeniem gorących elektronów z cienkiej warstwy półprzewodnika [9]. Niektóre spośród nich zostały już stwierdzone eksperymentalnie.

Obwody scalone o bardzo dużej skali integracji

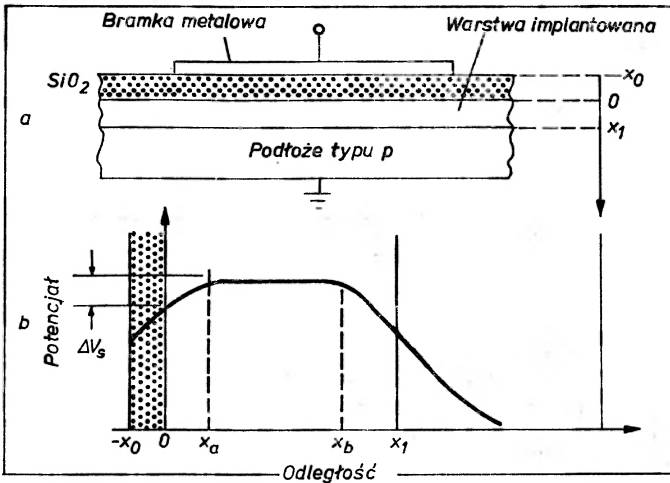
Powróćmy teraz do lepiej wyjaśnionych spraw i rozważmy zjawiska związane z gorącymi elektronami w obwodach o bardzo dużej skali integracji. T. H. Ning z IBM pokazał [10], że w układzie MOS (metal—tlenek—krzem), tak ważnym we współczesnych obwodach scalonych, elektrony z krzemu mogą być emitowane do dwutlenku krzemu ponad barierą potencjalną, która w tej strukturze jest bardzo wysoka. W tlenku elektrony są pułapowane, co powoduje niekorzystne zmiany potencjału na granicy rozdziału, a w konsekwencji prowadzi do niestabilności działania przyrządu. Efekt taki jest bardzo powolnym procesem, tym niemniej w istotny sposób wpływa na działanie przyrządów.

Bardziej nawet wyrazistym przykładem jest tzw. struktura MOS z kanałem zagrzebanym przedstawiona schematycznie na rys. 5. Struktura taka ma zapobiegać pułapowaniu elektronów na granicy rozdziału między krzemem i dwutlenkiem krzemu. Jej charakterystyczną częścią składową jest implantowana jonami warstwa znajdująca się między tlenkiem i podłożem, która daje profil energii potencjalnej pokazany na dolnej części rysunku. Podobnie jak w przypadku warstwy $\text{GaAs—Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ omawianej poprzednio, elektrony przebywają w obszarze, gdzie energia potencjalna jest minimalna (między x_a i x_b na rysunku), z dala od powierzchni rozdziału. Tego rodzaju struktury są stosowane w przyrządach sprzężonych ładunkowo i w tranzystorach MOS. Jeśli taki układ zostanie zmniejszony, to pola elektryczne, przyspieszające i grzejące elektrony, będą znacznie silniejsze. W rezultacie elektrony będą pobudzane termicznie i ich energia będzie wystarczająca do pokonania bariery potencjalnej i przedostania się na międzypowierzchnię. W takim przypadku struktura MOS z warstwą zagrzebaną traci swoje zalety. Na tym przykładzie widać, że istnieje granica zmniejszania rozmiarów przyrządów.

Oczywiście silne pole elektryczne wpływa także na unoszenie elektronów w obszarze między barierami potencjalnymi nawet wtedy, gdy nie zachodzi emisja termoelektronowa. W układach MOS prędkość unoszenia elektronów zawsze nasycy się ze wzrostem pola

elektrycznego. Powodem tego jest zwiększone rozpraszanie gorących elektronów przez drgania sieci, co wiadomo od dawna.

Opisane wyżej mechanizmy mają drastyczny wpływ na właściwości przyrządów. Ponadto należy oczekiwać znacznego wpływu silnego pola na dyfuzję nośników. Skokowe gradienty koncentracji i silne pola elektryczne powodują całkowite załamanie się podstawowej idei dyfuzji cząstek, opisaną klasyczną relacją Einsteina $D = \mu kT/e$. Wstępne badania wskazują, iż zwykłą stałą dyfuzji D należy zastąpić skomplikowanym wyrażeniem



Rys. 5. Struktura MOS z kanałem zagrzebanym. Struktura warstwowa jest pokazana na górnym rysunku. Dolny wykres przedstawia potencjał jako funkcję odległości od warstwy tlenku. Zimne elektrony przebywają w obszarze minimalnej energii potencjalnej (między x_a i x_b). Gdy energia elektronów wzrasta (wskutek grzania silnym polem elektrycznym), mogą one przechodzić do obszaru bliższego granicy rozdziału, co jest równoważne pokonaniu bariery potencjalnej ΔV_s

nawet wtedy, gdy aktywny obszar w przyrządzie jest na tyle rozległy, że elektron nie może przejść przezeń bez zderzeń. Narusza to wyraźnie podstawowe wyobrażenia o dyfuzji [11]. Powyższe rozważania prowadzą do pytań określających granice zmniejszania rozmiarów przyrządów: czy w granicznie małych przyrządach będzie dostatecznie dużo elektronów, by móc stosować znane pojęcia statystyczne? jaki jest graniczny rozmiar dla balistycznego transportu nośników prądu? Inaczej mówiąc, kiedy ruch elektronu w półprzewodniku można opisywać podobnie jak ruch elektronu w próżni? Odpowiedzi na te pytania są pilnie potrzebne, bowiem rozmiary niektórych spośród powszechnie stosowanych przyrządów są bliskie granicznemu, a jest sprawą oczywistą, iż w niedalekiej przyszłości takich przyrządów będzie coraz więcej.

Zanim przejdziemy do omówienia przyrządów optoelektronicznych o strukturze warstwowej, szczególnie laserów ze studnią kwantową, w których własności nośników w oczywisty sposób odbiegają od własności nośników w objętości kryształu, podsumujemy odchylenia od dobrze znanych fizycznych i inżynierskich zasad, których należy oczekiwać w zminiaturyzowanych przyrządach (patrz tabela). Nie jesteśmy w stanie podać wyczerpującego opisu wszystkich efektów, które zestawiliśmy w tabeli. Omówiliśmy kwanty-

zając, nasycenie prędkości i emisję gorących elektronów. Zjawiska przenoszenia wymienione w tabeli są związane z energetyczną i pędową relaksacją wskutek zderzeń. Niektóre z tych efektów (np. efekt Franza-Keldysza) są od dawna znane, lecz dotychczas nie odgrywały istotnej roli w działaniu przyrządów. Pozostałe efekty są związane z nietypowymi warunkami brzegowymi na granicy rozdziału w małych przyrządach i strukturach warstwowych oraz z małą liczbą nośników i domieszek w ekstremalnie małej objętości [1].

EFEKTY, JAKICH MOŻNA OCZEKIWAĆ W ZMINIATURYZOWANYCH PRZYRZĄDACH

Unoszenie

Odchylenia od prawa Ohma

Nasycenie prądu

Anomalie prędkości

Transport balistyczny

Zmiana ruchliwości związana z efektami rozmiarowymi (odległe ładunki punktowe, fonony)

Rozpraszanie w silnych polach elektrycznych.

Generacja dużej gęstości fononów

Dyfuzja

Dyfuzja gorących elektronów i odstępstwa od relacji Einsteina

Zwiększenie stałej dyfuzji w silnych polach elektrycznych

Anizotropia dyfuzji

Dyfuzja w gazie dwuwymiarowym

Anomalie dyfuzji

Generacja i rekombinacja nośników

Zjawisko Poole'a-Frenkela: zwiększenie emisji ze studni potencjalnej (pułapki)

Emisja „termoelektronowa” gorących elektronów

Wpływ gorących elektronów na kaskadowy mechanizm Laxa

Efekt Franza-Kiełdysza

Zderzenia jonizacyjne (proces odwrotny do zjawiska Augera) mogą określać ostateczną granicę prędkości przełączenia itp.

Szum generacyjno-rekombinacyjny dla przypadku niestacjonarnego (Langevin)

Efekty rozmiarowe

Kwantowanie rozmiarowe (dwu- i jednowymiarowy gaz elektronowy)

Rezonanse kwantowe

Międzypowierzchnie i powierzchnie oraz ich wpływ na parametry półprzewodnika

Siły obrazowe

Nieidealne międzypowierzchnie

Kontakt jako międzypowierzchnia

Relacje: gęstość — rozmiar

Skokowe gradienty koncentracji i silne pola elektryczne (patrz dyfuzja)

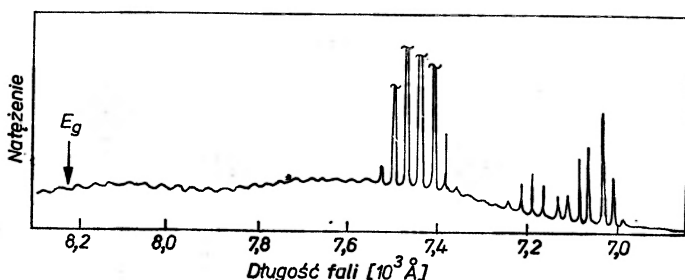
Efekty stopowe (nieuporządkowanie atomów)

Słabe efekty radiacyjne

Zagadnienia związane z połączeniami (oporność upływności)

Optoelektronika

Dotychczas omawialiśmy zjawiska związane z gorącymi elektronami wywołane przyłożonym polem elektrycznym, które występują w tranzystorach i oscylatorach Gunna. Teraz zajmiemy się podobnymi zjawiskami w przyrządach optoelektronicznych. Jako prototyp lasera półprzewodnikowego może służyć warstwa pokazana na rys. 3. Przyjmijmy, że środkowa warstwa arsenku galu ma grubość 200 Å, a grubości otaczających ją warstw $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ są rzędu 0,5–1 μm. Gdy taka struktura będzie w kontakcie z dobrym przewodnikiem ciepła i zostanie oświetlona światłem o dużej mocy, wówczas w warstwach $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ będą generowane elektrody i dziury, które bardzo szybko przejdą do studni potencjalnej, którą stanowi warstwa arsenku galu. W porównaniu z energią dna tej studni elektrony są „gorące”, to znaczy ich energia jest znacznie większa od energii



Rys. 6. Emisja wymuszona wywołana rekombinacją generowanych światłem gorących elektronów i dziur w studni kwantowej utworzonej przez warstwę GaAs o szerokości 200 Å. Rekombinacja gorących nośników, zachodząca wysoko w studni kwantowej powyżej przerwy energetycznej (E_g) arsenku galu, daje linie emisyjne w widzialnym obszarze widmowym (promieniowanie czerwone). Generacja promieniowania widzialnego jest możliwa tylko w cienkiej warstwie (w studni kwantowej)

odpowiadającej krawędzi pasma E_c i mogą bądź rozpraszać się tracąc w ten sposób energię na korzyść sieci (kreując fonony) bądź też mogą rekombinować z dziurami generując fotony o dużej energii (w widzialnym, a nie podczerwonym obszarze widmowym w przeciwieństwie do rekombinacji w dużej próbce arsenku galu!). Jest to efekt godny uwagi: kryształ, który normalnie emituje promieniowanie podczerwone, w strukturze warstwowej emituje — w wyniku rekombinacji gorących elektronów i dziur — światło czerwone [12–14]. Świadczą o tym linie emisyjne w obszarze ok. 7000 Å (rys. 6).

Emisja światła czerwonego przez arsenek galu, pokazana na rys. 6, była po raz pierwszy zaobserwowana przez R. Kolbasa i N. Holonyaka [12] na strukturach ze studnią kwantową otrzymanych przez ich współpracowników z Rockwell International — R. Dupuisa i D. Dapkusa, a później także przez J. J. Colemana. Należy wspomnieć, że strukturę ze studnią kwantową, która emituje światło czerwone (a także promieniowanie podczerwone), co widać na rys. 6, można otrzymać nakładając na jedną stronę warstwy GaAs materiał typu p , a na drugą — materiał typu n ; taka struktura działa jak nietypowy laser, w którym inwersję obsadzeń uzyskuje się wskutek wstrzykiwania nośników. Można go nazwać gorąconośnikowym laserem półprzewodnikowym ze studnią kwantową.

Można także wykonać strukturę warstwową, w której będzie więcej niż jedna studnia kwantowa (na przykład struktura pokazana na rys. 2). W takim przypadku procesy zbierania gorących nośników w studni kwantowej oraz oddawania przez nie energii są znacznie bardziej wydajne. Jeśli liczba studni kwantowych nie jest zbyt duża i nie są one zbyt szerokie, powiedzmy w strukturze mamy sześć studni o szerokości 50 Å każda, to pod warunkiem silnego wzbudzenia (za pomocą pompowania światłem lub wzbudzenia prądowego) można zaobserwować inne interesujące zjawisko: gorące nośniki rozpraszając się tracą energię i zamiast rekombinować na pierwszym ze skwantowanych poziomów w sprzężonych studniach, rozpraszają się dalej dając emisję laserową po fononowej stronie widma.

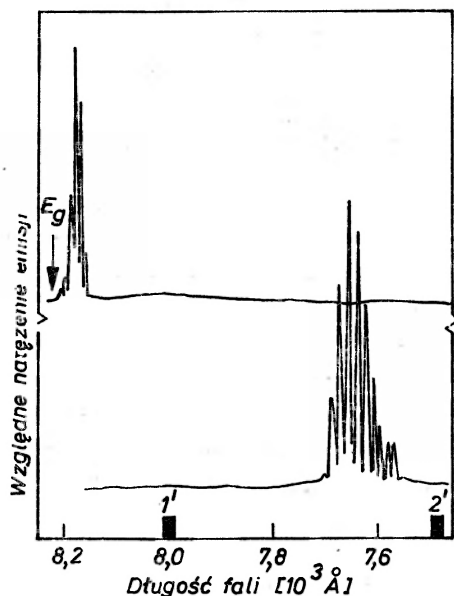
Podczas gdy procesy zbierania i rozpraszania gorących nośników w strukturze warstwowej są wydajniejsze wtedy, gdy struktura składa się z więcej niż jednej studni, to straty energii wskutek rozpraszania w pojedynczej studni potencjalnej są mniejsze, dzięki czemu jest możliwa rekombinacja gorących dziur i elektronów w niespotykanie szerokim przedziale energii [12, 15] (rys. 6). Gdy szerokość studni jest mniejsza od 100 Å, wówczas ze względu na rozmiar studni nośniki przed zrekombinowaniem nie zdążą stracić energii wskutek rozpraszania. Na przykład, jeśli szerokość studni wynosi około 80 Å, elektrony o dużej ruchliwości mogą wędrować przez studnię zanim zderzą się z siecią. W przypadku ekstremalnie wąskich warstw gorące elektrony będą raczej wędrowały ponad studnię zamiast rozpraszać się, tracić energię i wpadać do studni [16, 17].

Jeśli powyższe idee i wnioski są poprawne, powinny istnieć inne metody ich weryfikacji. Gorące nośniki tracą energię wskutek pobudzenia sieci do drgań, przekazując jej tym samym energię, co jest równoważne wzrostowi gęstości fononów. Proces taki jest wydajny wtedy, gdy istnieje silne sprzężenie między nośnikami ładunku i drganiami sieci. Oddziaływanie elektronów z fononami można zaekranować wprowadzając do kryształu dużo swobodnych nośników, np. dodatnich dziur (10^{19} cm^{-3} lub więcej). Można to zrobić wdyfundowując do struktury warstwowej atomy cynku, które są akceptorami. Ekranowanie jest na tyle silne, że próbka, która przed wprowadzeniem atomów cynku dawała widmo pokazane na rys. 6, wskutek osłabienia oddziaływania elektronów z fononami nie daje emisji laserowej. Zmniejszenie oddziaływania elektron-fonon jest tak znaczące, że prawie zanika rozpraszanie nośników do studni [17].

Aby sprawdzić, czy przyczyną zaniku emisji światła z warstwy GaAs jest ekranowanie oddziaływania elektronów i fononów wskutek domieszkowania atomami cynku, a nie uszkodzenie struktury warstwowej, należało skonstruować znacznie większy obszar aktywny. O wpływie domieszkowania na ekranowanie można się przekonać przyglądając się widmu pokazanemu na rys. 7. Przyrząd dający takie widmo składa się z sześciu warstw GaAs o grubości 120 Å każda, oddzielonych pięcioma warstwami AlGaAs o jednakowej szerokości. Górne widmo to emisja laserowa z próbki niedomieszkowanej. Emitowane światło ma energię równą energii najniższego stanu kwantowego (1') w studni, pomniejszonej o energię jednego fononu. Gdy próbka zostanie zdomieszkowana cynkiem (który — jak mówiliśmy poprzednio — tworzy centra akceptorowe i stąd w próbce pojawia się wiele swobodnych dziur), generowane światłem gorące nośniki nie mogą termalizować przed rekombinacją do tak małej jak poprzednio energii (ze względu na ekranowanie i słabsze sprzężenie elektron-fonon) i widmo laserowe (krzywa \clubsuit) zostaje przesunięte w energii o 100 meV, co odpowiada drugiemu stanowi kwantowemu (2') w połączonych

studniach kwantowych. Zatem akcja laserowa odpowiadająca długości fali 7655 Å (krzywa b) jest wywołana rekombinacją nośników gorętszych niż nośniki, których rekombinacja wywołuje emisję laserową światła o długości fali równej 8180 Å (krzywa a).

Warto podkreślić, że interpretacja wyników pokazanych na rys. 7 jest oparta na zjawiskach związanych z gorącymi elektronami, o których poprzednio mówiliśmy. Akcja laserowa w studni kwantowej, przejawiająca się emisją światła o długości fali równej 7655 Å (krzywa b na rys. 7), odpowiada temperaturze elektronowej około 1330 K, podczas



Rys. 7. Porównanie widm laserowych (a) niedomieszkowanej i (b) domieszkowanej cynkiem (gęstość dziur 10^{18} cm^{-3}) warstwowej heterostruktury składającej się z sześciu studni kwantowych (utworzonych przez warstwy GaAs o szerokości 120 Å) przedzielonych pięcioma barierami (warstwy AlGaAs o szerokości 120 Å). W przypadku (a) generowane światłem gorące nośniki termalizują do niskiej energii; w przypadku (b) oddziaływanie elektron-fonon jest osłabione dzięki obecności atomów cynku, wskutek czego nośniki pozostają gorące i rekombinują przy wyższej energii (100 meV)

gdy temperatura sieci wynosi około 77 K (miedziowy upust ciepła z kryształu był zanurzony w ciekłym azocie). W istocie ekranowanie domieszkami zmniejsza straty energii nośników wskutek zderzeń z siecią i w rezultacie więcej energii wejściowej wychodzi z kryształu w postaci wysokoenergetycznego promieniowania, którego źródłem jest rekombinacja gorących nośników.

Zminiaturyzowane przyrządy

Mimo że przedstawione tu idee oraz przykłady dotyczące zjawisk związanych z gorącymi elektronami w półprzewodnikach nie są wyczerpujące, są one reprezentatywne i wykazują jasno, że w działanie nowszych przyrządów półprzewodnikowych, jak też obwodów scalonych o wyższej skali integracji i mniejszych rozmiarach będą niewątpliwie w coraz większym stopniu ingerowały zjawiska związane z gorącymi elektronami. Przy

zmniejszaniu rozmiarów elementów półprzewodnikowych, którego celem jest zwiększenie liczby aktywnych elementów w jednym cm^2 , problemem nie są zagadnienia technologiczne takie, jak sposoby zmniejszania przyrządów czy też mikroskopowe połączenia poszczególnych elementów, lecz to, że o działaniu zminiaturyzowanych przyrządów decydują nowe zjawiska i procesy fizyczne.

W zminiaturyzowanych przyrządach występują duże gęstości mocy, co powoduje, iż znaczenia nabierają procesy wyższego rzędu. Na przykład wspominaliśmy poprzednio o emisji laserowej po fononowej stronie widma, jaka pojawia się w laserujących heterozłączach ze studnią kwantową. Jest sprawą oczywistą, że duże gęstości fononów są także generowane

- 1) w trakcie obróbki materiału, np. wygrzewania laserowego,
- 2) przez niezwykle duże gęstości prądów lokalnych występujące w przypadkach o bardzo dużej skali integracji,
- 3) w technikach badawczych takich jak np. spektroskopia pikosekundowa. Proste twierdzenie, które można znaleźć w podręcznikach fizyki ciała stałego, a mówiące o tym, że skośne przejścia optyczne (z udziałem fononów) są mało istotne, przestaje być prawdziwe nawet w półprzewodnikach z prostą przerwą wzbronioną.

Inna klasa nowych zjawisk jest związana z odmiennymi warunkami brzegowymi w zminiaturyzowanych przyrządach. Cykliczne warunki brzegowe (warunki Borna-Karmana), tak użyteczne w teorii ciała stałego, są nieodpowiednie dla heterostruktur ze studnią kwantową i dla bardzo małych przyrządów. Różnica polega na tym, że warunki Borna-Karmana opisują model „powtarzalnego” kryształu, podczas gdy np. w strukturze MOS elektron może przejść z krzemu do dwutlenku krzemu, co — jak wiemy — powoduje ograniczenie czasu życia przyrządu. Taki proces wymaga dostarczenia elektronowi energii równej około 3 eV. Stąd rodzi się pytanie, czy można uniknąć takiego procesu emisji stosując napięcia zasilające mniejsze niż 3 V lub też wykorzystać pewne efekty związane ze strukturą pasmową, np. odbicie braggowskie. To pytanie odnosi się także do możliwości działania przyrządów krzemowych o dużej szybkości w niskich temperaturach, lecz problem ten jest zbyt skomplikowany na to, by można omówić go szczegółowo w tym artykule.

Zjawisko emisji gorących elektronów także może mieć pozytywne aspekty, na przykład może być wykorzystane przy konstruowaniu ultraszybkich przełączników elektronicznych [9]. Zjawiska wynikające z odmiennych warunków brzegowych oraz efekty rozmiarowe otwierają także fascynujące możliwości dla optoelektroniki, których ilustracją jest, na przykład, omówiona wyżej emisja światła czerwonego z arsenku galu.

Małe zintegrowane przyrządy półprzewodnikowe już teraz wywierają silny wpływ na nasze życie codzienne, a należy się spodziewać, że będzie on wzrastał, co z kolei będzie stymulowało rozwój badań w dziedzinie „ultramikroelektroniki”.

Autorzy pragną wyrazić swą wdzięczność J. Bardeenowi i Ch. B. Duke’emu za pomocne dyskusje, a National Science Foundation, Marynarce i Armii za poparcie finansowe.

Tłumaczyła *Eugenia Kaczmarek-Morawiec*

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- [1] Patrz, np. prace: K. Hess, D. K. Ferry, J. R. Barker w *Physics of Nonlinear Transport in Semiconductors* red. D. K. Ferry, J. R. Barker i G. Jacoboni, Plenum, New York 1980.
- [2] M. L. Cohen, T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* **141**, 789 (1966).
- [3] E. M. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors*, Academic, New York 1967.
- [4] Patrz K. Hess w odnośniku [1].
- [5] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York 1969.
- [6] J. Bardeen i J. R. Schrieffer jako pierwsi zwrócili uwagę na występowanie takiego efektu w tranzystorach MOS (*Phys. Rev.* **97**, 641 (1955)). Później zagadnienie to było badane szczegółowo przez F. Sterna (*Phys. Rev.* **B5**, 4891 (1972)).
- [7] L. Esaki, R. Tsu, *IBM Research Report* No. RC—2418, 1969. Patrz także *Phys. Today*, kwiecień 1979, str. 20; R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **3**, 665 (1978).
- [8] K. Hess, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 484 (1979); K. Hess, P. Vogl, *Solid State Commun.* **30**, 807 (1979).
- [9] K. Hess, H. Morkoc, H. Shichijo, B. G. Streetmann, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 469 (1979).
- [10] T. Ning, *Solid-State Electron.* **21**, 273 (1978).
- [11] Patrz prace D. K. Ferry'ego i J. R. Barkera w odnośniku [1].
- [12] R. M. Kolbas, N. Holonyak Jr., R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, *Pisma V Zh. Tekh. Fiz.* **4**, 69 (1978), także *Sov. Tech. Phys. Lett.* **4** (1978).
- [13] N. Holonyak Jr., R. M. Kolbas, R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE—16**, 170 (1980).
- [14] *Phys. Today*, kwiecień 1979, str. 20.
- [15] N. Holonyak Jr., R. M. Kolbas, E. A. Rezek, R. Chin, R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, *J. Appl. Phys.* **49**, 5392 (1978).
- [16] R. M. Kolbas, N. Holonyak Jr., B. A. Vojak, K. Hess, M. Altarelli, R. D. Dupuis, P. D. Dakus, *Solid State Commun.* **31**, 1033 (1979).
- [17] N. Holonyak Jr., R. M. Kolbas, W. D. Laidig, B. A. Vojak, K. Hess, R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, *J. Appl. Phys.* **51**, 1328 (1980).

Freeman J. Dyson

Institute for Advanced Study
Princeton, New Jersey, USA

Czas bez końca: fizyka i biologia w otwartym Wszechświecie *

Time Without End: Physics and Biology in an Open Universe **

Abstract: Quantitative estimates are derived for three classes of phenomena that may occur in an open cosmological model of Friedmann type. (1) Normal physical processes taking place with very long time-scales. (2) Biological processes that will result if life adapts itself to low ambient temperatures according to a postulated scaling law. (3) Communication by radio between life forms existing in different parts of the universe. The general conclusion of the analysis is that an open universe need not evolve into a state of permanent quiescence. Life and communication can continue for ever, utilizing a finite store of energy, if the assumed scaling laws are valid.

Treść

Wykład I. Filozofia

Wykład II. Fizyka

- A. Ewolucja gwiazd
- B. Odlączenie się planet od gwiazd
- C. Odlączenie się gwiazd od galaktyk
- D. Zanikanie orbit wskutek promieniowania grawitacyjnego
- E. Zanikanie czarnych dziur poprzez proces Hawkinga
- F. Materia jest ciekła w temperaturze zera absolutnego
- G. Wszelka materia przemienia się w żelazo
- H. Zapadanie się gwiazdy z żelaza w gwiazdę neutronową
- J. Zapadanie się zwyczajnej materii w czarną dziurę

Wykład III. Biologia

Wykład IV. Łączność

Literatura

* Artykuł, opublikowany w *Reviews of Modern Physics* **51**, 447 (1979), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission, Copyright © 1979 by The American Physical Society] (przyp. Red.).

** Materiał zawarty w tym artykule przedstawiony został po raz pierwszy jako cztery wykłady wygłoszone w ramach „Wykładów Jamesa Arthura o czasie i jego tajemnicach” w Uniwersytecie Nowojorskim jesienią 1978 r. Pierwszy wykład przeznaczony jest dla szerokiego audytorium, pozostałe trzy dla fizyków i astronomów.

Wykład I. Filozofia

Rok temu Steven Weinberg opublikował znakomitą książkę [1] *The First Three Minutes* wyjaśniającą szerokiemu ogółowi czytelników stan naszej wiedzy o początku Wszechświata. W szóstym rozdziale opisuje on szczegółowo w jaki sposób nieśmiałość teoretyków opóźniła rozwój obserwacji i zrozumienia Wszechświata:

„Tak właśnie bywa w fizyce — błędy nasze nie polegają na tym, że zbyt poważnie traktujemy własne teorie, ale na tym, iż nie traktujemy ich wystarczająco poważnie.

Trudno uświadomić sobie, że liczby i równania, którymi bawimy się przy naszych biurkach, mają coś wspólnego z rzeczywistym światem. Co gorsza, często panuje przekonanie, że niektóre zjawiska nie stanowią odpowiednich obiektów do badań teoretycznych i eksperymentalnych. Gamow, Alpher i Herman [2] zasłużyli na wielkie wyróżnienie przede wszystkim za poważne potraktowanie wczesnego Wszechświata — za próbę sprawdzenia tego, co można o nim powiedzieć nie wykraczając poza znane prawa fizyki. Zasłużyli na to, chociaż nie wykonali ostatniego, decydującego kroku. Najważniejszym rezultatem ostatecznego odkrycia promieniowania relikтового [3] było zmuszenie nas wszystkich do przyjęcia koncepcji, że wczesny Wszechświat jednak istniał¹.”

Dzięki Penziasowi, Wilsonowi, Weinbergowi i innym, badanie początków Wszechświata jest obecnie zajęciem godnym poważania. Zawodowi fizycy, którzy badają pierwsze trzy minuty lub pierwszą mikrosekundę, nie muszą już odczuwać onieśmienia mówiąc o swojej pracy. Ale koniec Wszechświata jest już inną sprawą. Szukałem w literaturze prac o końcu Wszechświata i znalazłem ich niewiele ([4—8]). Lista ta jest oczywiście niepełna, ale uderzającą cechą wszystkich tych prac jest to, że są one pisane stylem apologetycznym lub żartobliwym, jak gdyby autorzy prosili aby nie traktować ich poważnie. Badanie odległej przyszłości wydaje się dziś równie niegodne jak badanie odległej przeszłości trzydzieści lat temu. Jestem szczególnie zobowiązany Jamalowi Islamowi za wstępny szkic jego pracy z 1977 roku, który skłonił mnie do myślenia poważnie o dalekiej przyszłości. Mam nadzieję, że wykłady te przyspieszą nadejście dnia, kiedy eschatologia, czyli badanie końca Wszechświata stanie się szacowną dziedziną nauki, nie zaś tylko gałęzią teologii.

Sam Weinberg też nie jest wolny od uprzedzeń, które staram się rozwiązać. Na końcu swej książki o przeszłości Wszechświata dodaje krótki rozdział o jego przyszłości. Opis pierwszych trzech minut zajmuje mu 150 stron, natomiast całą przyszłość załatwia na pięciu stronach. Bez wdawania się w szczegóły techniczne, podsumowuje swój pogląd na przyszłość w kilkunastu słowach:

„Im bardziej Wszechświat wydaje się możliwy do ogarnięcia rozumem tym bardziej wydaje się bezcelowy.”

Weinberg sformułował tu, zapewne mimowolnie, istotny problem. Niepodobieństwem jest obliczyć szczegółowo daleką przyszłość Wszechświata, nie uwzględniając obecności życia i rozumu. Niepodobieństwem jest obliczyć możliwości życia i rozumu nie poruszając, przynajmniej peryferycznie, problemów filozoficznych. Jeśli natomiast mamy zbadać, w jaki sposób życie rozumne może sterować fizyczną ewolucją Wszechświata dla swoich

¹ Tłumaczył Aleksander Blum, Iskry, Warszawa 1980 (przyp. Red.).

własnych celów, to z kolei nie możemy uniknąć rozważań, jakie mogą być cele i wartości rozumu. Ale gdy tylko wymieniamy słowa wartość i cel, wpadamy na jeden z najmocniej obwarowanych zakazów dwudziestowiecznej nauki. Posłuchajmy głosu Jacquesa Monoda [9], wielkiego kapłana naukowego racjonalizmu, w jego książce *Chance and Necessity*:

„Wszelkie łączenie wiedzy z wartościami jest bezprawne i zakazane”.

Monod był jednym z tych umysłów, dzięki którym rozkwitła biologia molekularna w naszym stuleciu. Przeciwwstawienie się jego anatemie wymaga pewnej odwagi. Ja jednak przeciwstawiam się mu i będę zachęcać innych do tego samego. Zakaz łączenia wiedzy i wartości wyrósł w ciągu dziewiętnastego wieku z wielkiej batalii między biologami ewolucjonistami pod wodzą Thomasa Huxleya a duchowieństwem, któremu przewodził biskup Wilberforce. Huxley wygrał, jednak w sto lat później Monod i Weinberg nadal zwalczali ducha biskupa Wilberforce’a. Dzisiaj fizycy już nie mają powodu obawiać się ducha Wilberforce’a. Jeśli nasza analiza dalekiej przyszłości prowadzić będzie do pojawienia się pytań dotyczących istoty i celu życia, to przebadajmy te pytania śmiało i bez zakłopotania. Jeśli nasze odpowiedzi na te pytania wydadzą się naiwne i powierzchowne, to tym lepiej dla bezustannej witalności naszej nauki.

Proponuję w tych wykładach rozważać przyszłość tak jak Weinberg w swej książce rozważał przeszłość. Moje rozumowanie będzie uproszczone, ale zawsze ilościowe. Celem jest ustalenie liczbowych granic, w obrębie których musi tkwić los Wszechświata. Nie będę też więcej tłumaczyć się z mieszania filozoficznych domysłów z równaniami matematycznymi.

Dwa najprostsze modele kosmologiczne [10] opisują jednorodny Wszechświat bez ciśnienia, który może być zamknięty albo otwarty. Zamknięty Wszechświat ma geometrię opisaną metryką

$$ds^2 = R^2[d\psi^2 - d\chi^2 - \sin^2 \chi d\Omega^2], \quad (1)$$

gdzie χ jest współrzędną przestrzenną poruszającą się z materią, ψ jest współrzędną czasową związaną z fizycznym czasem t przez

$$t = T_0(\psi - \sin\psi), \quad (2)$$

zaś R jest promieniem Wszechświata danym przez

$$R = cT_0(1 - \cos\psi). \quad (3)$$

Cały Wszechświat jest przedstawiony za pomocą współrzędnych (ψ, χ) zawartych w prostokącie

$$0 < \psi < 2\pi, \quad 0 < \chi < \pi. \quad (4)$$

Wszechświat ten jest zamknięty zarówno w czasie, jak i przestrzeni. Czas jego trwania jest równy

$$2\pi T_0, \quad (5)$$

gdzie T_0 jest wielkością w zasadzie mierzalną. Jeżeli nasz Wszechświat jest opisany tym modelem, to T_0 musi wynosić co najmniej 10^{10} lat.

Jednorodny, otwarty Wszechświat bez ciśnienia ma zamiast (1) metrykę postaci

$$ds^2 = R^2[d\psi^2 - d\chi^2 - \sin^2\chi d\Omega^2], \quad (6)$$

gdzie teraz

$$t = T_0(\sinh\psi - \psi), \quad (7)$$

$$R = cT_0(\cosh\psi - 1), \quad (8)$$

współrzędne zaś (ψ, χ) przebiegają nieskończony zakres²

$$0 < \psi < \infty, \quad 0 < \chi < \infty. \quad (9)$$

Otwarty Wszechświat jest nieskończony zarówno w czasie, jak i w przestrzeni.

Modele (1) i (6) są tylko najprostszymi możliwościami, w literaturze można znaleźć modele znacznie bardziej złożone. Dla moich celów wystarczy rozważać (1) i (6) jako przedstawicieli wszechświatów zamkniętych i otwartych. Zasadnicze pytanie czy nasz Wszechświat jest w rzeczywistości zamknięty czy otwarty zostanie już w niedalekiej przyszłości rozstrzygnięte przez obserwacje. Dłużej nie będę zatrzymywać się już nad tym problemem, chociaż nadmienię, iż moje skłonności filozoficzne silnie faworyzują otwarty Wszechświat, a dotychczasowe obserwacje nie wykluczają go ([11, 12]).

Dominujący pogląd [1] głosi, że przyszłość Wszechświata otwartego i zamkniętego jest równie ponura. Zgodnie z nim mamy jedynie wybór pomiędzy usmażeniem się w zamkniętym wszechświecie, a zamarznięciem w otwartym. Koniec zamkniętego Wszechświata był szczegółowo badany przez Reesa [4]. Z przykrością muszę zgodzić się z wyrokiem Reesa, iż w tym wypadku nie unikniemy usmażenia się. Niezależnie od tego jak głęboko zagrzebiemy się w ziemię aby skryć się przed bezustannie rosnącą furią przesuniętego ku fioletowi promieniowania tła, będziemy mogli jedynie opóźnić o parę milionów lat nasz żalosny koniec. Nie będę dalej rozważać zamkniętego Wszechświata, gdy wyobrażam bowiem sobie całą naszą egzystencję zamkniętą w prostokącie (4), to doznaję uczucia klaustrofobii. Postawię tylko jedno pytanie, odpowiedź na które może dać nam nikłą szansę przetrwania. Załóżmy, iż stwierdziliśmy, że Wszechświat jest zamknięty, a więc skazany na zapadnięcie się — czy jest do pomyślenia, aby rozumnym działaniem, przemieniając materię w promieniowanie i porządkując na skalę kosmiczną przepływy energii otworzyć zamknięty Wszechświat i zmienić topologię czasoprzestrzeni tak, by tylko jej część zapadła się, a reszta zaczęła wiecznie rozszerzać się? Nie znam odpowiedzi na to pytanie. Jeżeli okaże się, że Wszechświat jest zamknięty, mamy jeszcze około 10^{10} lat na rozwiązanie technologicznych problemów z otwarciem go.

Zainteresowany jestem głównie otwartą kosmologią, bowiem wydaje się ona dawać bez porównania szersze pole działania dla życia i rozumu. Horyzonty w otwartej kosmologii rozszerzają się nieograniczenie. Ścisłej mówiąc, odległość od horyzontu w metryce (6) wynosi

$$d = R\psi, \quad (10)$$

² Dla Wszechświata otwartego nazywanie funkcji R promieniem jest mylące, bowiem w modelu tym istnieją punkty dowolnie od siebie odległe. Funkcja R określa nam, jak zmienia się w czasie odległość dwu ciał, których współrzędne przestrzenne są stałe. Dlatego też lepiej nazywać (za Weinbergiem) R kosmicznym czynnikiem skali (przyp. tłum.).

z R danym przez (8), a liczba galaktyk widocznych w obrębie horyzontu jest

$$N = N_0(\sinh 2\psi - 2\psi), \quad (11)$$

gdzie N_0 jest liczbą rzędu 10^{10} .

Porównując (11) z (7) stwierdzamy, że liczba widocznych galaktyk zmienia się dla dużych czasów jak t^2 . Osobliwy przypadek numeryczny powoduje, że rozmiar kątowy typowej galaktyki w chwili t jest

$$\delta \sim 10^5 t^{-1} \text{rad}, \quad (12)$$

z t mierzonym w latach. Ponieważ (11) i (7) dają

$$N \sim 10^{-10} t^2, \quad N\delta^2 \sim 1, \quad (13)$$

okazuje się więc, że *niebo jest zawsze mniej więcej zapełnione galaktykami*, niezależnie jak daleko pójdziemy w przyszłość. W miarę, jak kątowy rozmiar każdej galaktyki maleje, nowe galaktyki stale pojawiają się na horyzoncie, aby wypełnić luki. Światło z dalekich galaktyk będzie silnie przesunięte ku czerwieni, jednakże niebo nigdy nie stanie się puste i ciemne, jeżeli tylko będziemy w stanie dostroić nasze oczy do coraz to dłuższych w miarę upływu czasu fal.

Omówię trzy zasadnicze problemy odnoszące się do otwartego Wszechświata z metryką (6).

1) Czy Wszechświat ulegnie zamrożeniu do stanu trwałego fizycznego bezruchu w miarę rozszerzania się i ochładzania?

2) Czy życie i rozum będą w stanie przetrwać nieskończenie długo?

3) Czy będzie możliwe utrzymanie łączności i przekazywanie informacji poprzez stale rosnące odległości między galaktykami?

Te trzy pytania zostaną omówione szczegółowo w wykładach 2, 3 i 4. Wstępnie moje odpowiedzi będą brzmiały: nie, tak i być może. Odpowiedzi te są zapewne tylko odbiciem moich optymistycznych skłonności filozoficznych. Nie spodziewam się, że każdy zgodzi się z tymi odpowiedziami. Moim celem jest skłonienie ludzi do poważnego zastanowienia się nad tymi pytaniami.

Jeżeli, jak mam nadzieję, moje odpowiedzi okażą się prawdziwe, to co by to właściwie znaczyło? Będzie to oznaczać, że odkryliśmy w fizyce i astronomii analogon twierdzenia Gödla [13] w czystej matematyce. Gödel udowodnił (patrz [14]), że świat czystej matematyki jest niewyczerpywalny; żaden skończony zbiór aksjomatów i reguł wnioskowania nie będzie nigdy w stanie objąć całości matematyki; dla dowolnego skończonego zbioru aksjomatów możemy znaleźć sensowne pytania matematyczne, na które aksjomaty te nie będą mogły odpowiedzieć. Mam nadzieję, że analogiczna sytuacja istnieje w świecie fizycznym. Jeżeli mój pogląd na przyszłość jest poprawny, oznacza to, że świat fizyki i astronomii jest również niewyczerpywalny; niezależnie jak daleko zajdziemy w przyszłość, zawsze będzie się działo coś nowego, zawsze będą się pojawiać nowe informacje i nowe światy, które będziemy mogli badać; stale poszerzająca się sfera życia, świadomości i pamięci. Mówiąc w tym stylu mieszam wiedzę i wartości wbrew zakazowi Monoda. Jestem za to w dobrym towarzystwie. W osiemnastym stuleciu, zanim nadeszły czasy Darwina, Huxleya i biskupa Wilberforce'a, uczeni nie podlegali żadnym zakazom łączenia nauki z wartościami. Thomas Wright [15] ogłaszając odkrycie galaktyk nie obawiał się użycia argumentów teologicznych dla podparcia swojej teorii astronomicznej:

„Ponieważ Świat Stworzony jest równie wspaniały jak i Stwórca, wnioskujemy z niekończącej wszechożywej mocy, że tak jak świat widoczny zdaje się być pełen układów gwiazdnych i światów planetarnych, tak też w podobny sposób bezmierny ogrom stworzonego jest nieograniczoną mnogością światów przypominających ten znany... O tym, że według wszelkiego prawdopodobieństwa może to być prawdą, przekonują liczne zamglone plamy, przez nas ledwo postrzegane, nie przypominające naszego rozgwieżdżonego Nieba, w których, mimo że są świecącymi przestrzeniami, żadna gwiazda ani też żadne inne ciało nie może być rozróżnione; mogą być one, wedle wszelkiego prawdopodobieństwa, zewnętrznymi światami graniczącymi ze światem znanym, zbyt odległymi abyśmy mogli dosięgnąć je nawet teleskopami”.

Trzydzieści pięć lat później domysły Wrighta zostały potwierdzone dokładnymi obserwacjami Williama Herschela. Wright obliczył również liczbę nadających się do zamieszkania światów w naszej Galaktyce:

„W całości zatem możemy bezpiecznie doliczyć się 170 000 000, nie licząc komet, o których sądzę, że stanowią daleko liczniejszy składnik świata”.

Stwierdzenie o kometach jest zapewne również prawdziwe, chociaż nie mówi on nam, w jaki sposób ocenił ich liczbę. Istnienie tak wielu możliwych do zamieszkania światów było dla Wrighta nie tylko hipotezą naukową, lecz również źródłem moralnej refleksji:

„W tym wielkim niebiańskim świecie katastrofa jednego świata, takiego jak nasz lub nawet całkowita zagłada układu światów, może być dla wielkiego Stwórcy Natury niczym więcej niż dla nas najpospolitszy wypadek życiowy i wedle wszelkiego prawdopodobieństwa takie powszechne dni Sądu Ostatecznego mogą być tam równie częste, jak narodziny lub śmierć dla nas na Ziemi. Myśl ta ma w sobie coś tak radosnego, że czuję, iż nie mogę przyglądać się gwiazdom nie zastanawiając się, dlaczego cały świat nie zamieni się w astronomów, że ludzie obdarzeni uczuciem i rozumem winni zlekceważyć umiejętności, którymi są normalnie tak zainteresowani, a wówczas mogąc powiększać swoje zrozumienie świata byliby w stanie przekonać się o swojej nieśmiertelności i pogodzić się ze wszystkimi drobnymi przypadłościami ludzkiej natury bez najmniejszej obawy.

Cały ten wspaniały ogrom gwiazdnych siedlisk wydaje się zapowiadać: Czego zatem powinniśmy unikać, aby zachować nasze naturalne prawa do niego, aby zasłużyć na takie dziedzictwo, o którym, niestety, myślimy, że stworzone zostało tylko po to, by zaspokoić wymagania chępliwych istot, gdy tymczasem są one przywiązane do tego świata niczym atomy do ziarenka piasku”.

Był to głos osiemnastego stulecia. Natomiast Steven Weinberg powiada „im bardziej Wszechświat wydaje się możliwy do ogarnięcia rozumem, tym bardziej wydaje się bezcelowy”. Jeżeli Weinberg mówi w imieniu wieku dwudziestego, to ja wolę wiek osiemnasty.

Wykład II. Fizyka

W tym wykładzie naśladuję Islama [6] i badam fizyczne procesy, które będą zachodzić w otwartym Wszechświecie w ciągu bardzo długich okresów. Rozważam tu naturalny Wszechświat nie zakłócony działaniami życia i rozumu. Życie i rozum będą omówione w wykładach III i IV.

Dwa założenia tkwią u podstaw tych rozważań: 1) prawa fizyki nie zmieniają się w czasie i 2) stosowane prawa fizyki są już nam znane. Te same założenia poczynił w swoim opisie przeszłości również Weinberg [1]. Przyjęcie ich uzasadniam tak samo jak i on. Niezależnie od tego czy wierzymy, że obecnie znane prawa fizyki stanowią ostateczną i niepodlegającą zmianie prawdę, czy też nie, jest wielce pouczające przebadanie konsekwencji tych praw tak daleko, jak tylko możemy sięgnąć w przeszłość lub przyszłość. Lepiej jest być nadmiernie śmiałym niż nadmiernie bojaźliwym w ekstrapolowaniu naszej wiedzy od znanego do nieznanego. Może się zdarzyć ponownie, jak już się zdarzyło z kosmologicznymi domysłami Alphera, Hermana i Gamowa [2], że naiwna ekstrapolacja znanych praw na nowe obszary, doprowadzi nas do postawienia nowych ważnych pytań.

W innym miejscu streściłem ([16, 17]) argumenty popierające hipotezę, że prawa fizyki nie zmieniają się. Argumentem najmocniej przemawiającym do wyobraźni są dokonane niedawno przez Shlyakhtera [18] pomiary stosunku ilości izotopów w próbkach rudy pobranych z naturalnego reaktora, który działał przed 2 mld lat w kopalni uranu w Oklo w Gabonie. Kluczową wielkością jest stosunek $^{149}\text{Sm}/^{147}\text{Sm}$, tzn. ilości dwu lekkich izotopów samaru, które nie są produktami rozszczepienia. W naturalnym samarze stosunek ten wynosi około 0,9; w reaktorze w Oklo jest równy około 0,02. Niewątpliwie izotopu ^{149}Sm ubyło pod wpływem dawki neutronów termicznych, które absorbował on w czasie pracy reaktora. Jeżeli we współczesnym reaktorze zmierzmy przekrój czynny na wychwytywanie neutronów termicznych przez ^{149}Sm , to znajdziemy wartość 55 kb; dominujący wkład pochodzi tu od ostrego rezonansu na wychwytywanie neutronów o energii 0,1 eV. Dokładna analiza stosunku ilości izotopów w Oklo prowadzi do wniosku, że przekrój czynny dla ^{149}Sm był przed 2 mld lat w przedziale $55 \pm 8\text{kb}$. Oznacza to, że położenie rezonansu na wychwytywanie nie mogło przesunąć się o więcej niż 0,02 eV w ciągu $2 \cdot 10^9$ lat. Z drugiej strony położenie tego rezonansu wyznacza różnicę pomiędzy energiami wiązania stanu podstawowego ^{149}Sm i stanu jądra złożonego ^{150}Sm , w którym neutron jest pochłonięty. Obie energie wiązania są rzędu 10^9 eV i zależą w skomplikowany sposób od natężeń oddziaływania jądrowego i kulombowskiego. Fakt, że te dwie energie wiązania pozostawały w równowadze z dokładnością do dwóch na 10^{11} w ciągu $2 \cdot 10^9$ lat wskazuje, że natężenia sił jądrowych i kulombowskich nie mogły zmienić się o więcej niż o kilka na 10^{18} w ciągu roku. Jest to najbardziej czuły test stałości praw fizyki, jaki dotąd znaleźliśmy. Fakt, że nie znaleziono żadnych śladów zmian nie dowodzi oczywiście, że prawa są ściśle stałe. W szczególności nie wyklucza to możliwości zmian natężenia sił grawitacyjnych w skali czasowej znacznie krótszej niż 10^{18} lat. Dla prostoty przyjmuję, że prawa fizyki są ściśle niezmiennie. Każde inne założenie byłoby bardziej skomplikowane i wprowadzałoby dodatkowe, arbitralne hipotezy.

W zasadzie nie jestem w stanie przedstawić eksperymentalnych dowodów na rzecz hipotezy, że prawa fizyki stosowane do opisu dalekiej przyszłości są nam już znane. Najpoważniejszą niepewnością mającą wpływ na ostateczny los wszechświata jest kwestia czy proton jest absolutnie stabilny względem rozpadu na cząstki lżejsze. Jeżeli proton jest nietrwały, to cała materia jest przemijająca i musi rozpaść się na promieniowanie. Wysłunięto szereg poważnych argumentów teoretycznych ([20, 8, 21]) na rzecz poglądu, że proton powinien ulegać rozpadowi z długim okresem połowicznego zaniku, być może w procesach wirtualnych z udziałem czarnych dziur. Eksperymentalne ograniczenia na szybkość roz-

padu protonu [22] nie wykluczają istnienia takich procesów. Ponownie, dla zachowania prostoty pomijam te możliwości i zakładam absolutną trwałość protonu. Później przedyskutuję szczegółowo wpływ rzeczywistych procesów z udziałem czarnych dziur na stabilność materii.

Teraz jestem już gotów rozpocząć omawianie zjawisk fizycznych, które zajdą w otwartej kosmologii (6) przechodząc kolejno do coraz to dłuższych i dłuższych skal czasu. Najpierw przedstawię klasyczne zjawiska astronomiczne, a następnie zjawiska kwantowe.

Uwaga dodana w korekcie. Od momentu, kiedy wygłosiłem te wykłady pojawiła się lawina prac omawiających modele cząstek w ramach wielkich teorii unifikacyjnych, w których proton jest nietrwały ([23—25]).

A. Ewolucja gwiazd.

Gwiazdy o małej masie, a więc te najdłużej żyjące, wyczerpią swoje paliwo wodorowe, skurczą się w białe karły i ochłodzą do bardzo niskich temperatur w czasie rzędu 10^{14} lat. Gwiazdy o większej masie będą potrzebować krótszego czasu na osiągnięcie chłodnego stanu końcowego, którym może być biały karzeł, gwiazda neutronowa lub czarna dziura, zależnie od przebiegu ich ewolucji.

B. Odłączanie się planet od gwiazd.

Średni czas potrzebny do odłączenia planety od gwiazdy wskutek bliskiego spotkania z inną gwiazdą wynosi

$$T = (\rho V \sigma)^{-1}, \quad (14)$$

gdzie ρ jest gęstością gwiazd w przestrzeni, V — średnią prędkością względną dwu gwiazd, a σ przekrojem czynnym na zbliżenie powodujące odłączenie. Dla układu Ziemia-Słońce poruszającego się w zewnętrznym obszarze dysku galaktyki spiralnej przybliżone wartości liczbowe wynoszą

$$\rho = 3 \cdot 10^{-41} \text{ km}^{-3}. \quad (15)$$

$$V = 50 \text{ km/s}, \quad (16)$$

$$\sigma = 2 \cdot 10^{16} \text{ km}^2, \quad (17)$$

$$T = 10^{15} \text{ lat}, \quad (18)$$

Skala czasowa dla zbliżenia powodującego poważne naruszenie orbit planetarnych będzie znacznie krótsza niż 10^{15} lat.

C. Odłączanie się gwiazd od galaktyk.

Dynamiczna ewolucja galaktyk jest skomplikowanym procesem, który nie w pełni jeszcze rozumiemy. Daję tutaj jedynie bardzo grube oceny skali czasowej. Jeżeli galaktyka składa się z N gwiazd o masie M w objętości o promieniu R , wówczas pierwiastek ze średniego kwadratu prędkości będzie rzędu

$$V = [GNM/R]^{1/2}. \quad (19)$$

Przekrój czynny na bliskie spotkanie dwóch gwiazd, zmieniające o duży kąt ich kierunki ruchu, wynosi

$$\sigma = (GM/V^2)^2 = (R/N)^2. \quad (20)$$

Średni czas, jaki upływa pomiędzy kolejnymi bliskimi spotkaniami, jest

$$T = (\rho V \sigma)^{-1} = (NR^3/GM)^{1/2}. \quad (21)$$

Jeżeli rozważamy typową dużą galaktykę z $N = 10^{11}$, $R = 3 \cdot 10^{17}$ km wówczas

$$T = 10^{19} \text{ lat}. \quad (22)$$

Relaksacja dynamiczna galaktyki zachodzi głównie poprzez oddziaływania gwiazd na większych odległościach i w skali czasowej

$$T_R = T(\log N)^{-1} = 10^{18} \text{ lat}. \quad (23)$$

Relaksacja dynamiczna i bliskie spotkania dają łącznie zapadanie się centralnych obszarów galaktyki w czarną dziurę oraz parowanie gwiazd z obszarów zewnętrznych. Parujące gwiazdy uzyskują prędkość ucieczki i odłączają się od galaktyki po czasie rzędu 10^{19} lat. Nie wiemy jaki ułamek masy galaktyki zapada się, a jaki ułamek ucieka. Część uciekająca stanowi przypuszczalnie 90 do 99% masy.

Gwałtowne zjawiska obserwowane obecnie w centralnych obszarach wielu galaktyk są zapewne wywołane podobnym procesem ewolucji dynamicznej działającym w znacznie krótszej skali czasu. Zgodnie z (21), skala czasu dla ewolucji i zapadania się będzie krótka, jeżeli obiekty dynamiczne są nieliczne i o dużej masie; np. zwarte gromady gwiazd i chmury gazu zamiast pojedynczych gwiazd. Długa skala czasowa (22) stosuje się do galaktyki nie zawierającej obiektów dynamicznych większych niż pojedyncze gwiazdy.

D. Zanikanie orbit wskutek promieniowania grawitacyjnego

Jeżeli jakieś ciało krąży wokół ustalonego punktu z prędkością V , okresem P i energią kinetyczną E , to będzie tracić energię na emisję promieniowania grawitacyjnego z prędkością rzędu

$$E_g = (V/c)^5 (E/P). \quad (24)$$

Każdy grawitacyjnie związany układ ciał krążących nawzajem wokół siebie rozpadnie się wskutek hamowania wywołanego tym promieniowaniem w czasie rzędu

$$T_g = (c/V)^5 P. \quad (25)$$

Dla Ziemi obiegającej Słońce skala czasu na wypromieniowanie grawitacyjne jest

$$T_g = 10^{20} \text{ lat}. \quad (26)$$

Ponieważ jest znacznie więcej niż (18), Ziemia niemal na pewno ucieknie od Słońca, zanim w wyniku promieniowania przybliży się do niego. Lecz gdyby zdarzyło się tak, że Słońce ucieknie z Galaktyki unosząc Ziemię, to po czasie rzędu (26) Ziemia spadnie na Słońce. Orbitsy gwiazd w galaktyce również będą ulegać zanikowi wskutek emisji promieniowania grawitacyjnego w czasie rzędu (25), gdzie P jest teraz okresem obiegu po orbitach gala-

których. Dla galaktyki takiej jak nasza, której $V = 200$ km/s i $P = 2 \cdot 10^8$ lat, ten czas jest rzędu

$$T_g = 10^{24} \text{ lat} . \quad (27)$$

Ponownie jest to znacznie więcej niż (22), co pokazuje, że w ewolucji galaktyk relaksacja dynamiczna przeważa nad promieniowaniem grawitacyjnym.

E. Zanikanie czarnych dziur poprzez proces Hawkinga

Według Hawkinga [26] każda czarna dziura o masie M zanika w wyniku emisji promieniowania termicznego i w końcu znika całkowicie po czasie

$$T = G^2 M^3 / \hbar c^4 . \quad (28)$$

Dla czarnej dziury o masie Słońca czas życia wynosi

$$T = 10^{64} \text{ lat} . \quad (29)$$

Czarne dziury o masach galaktycznych będą mieć czasy życia sięgające 10^{100} lat. Pod koniec swego życia każda czarna dziura stanie się przez krótki czas bardzo jasna. W ostatniej sekundzie istnienia wyemituje około 10^{31} ergów promieniowania o wysokiej temperaturze. Zimny, rozszerzający się Wszechświat będzie przez bardzo długi czas rozświetlany sporadycznymi fajerwerkami.

F. Materia jest ciekła w temperaturze zera absolutnego.

Przechodzę następnie do omówienia grupy zjawisk fizycznych zachodzących w zwykłej materii w temperaturze zera bezwzględnego w wyniku kwantowego przenikania przez barierę potencjału. Czasy życia dla takich zjawisk dane są wzorem Gamowa

$$T = \exp(S) T_0 , \quad (30)$$

gdzie T_0 jest okresem drgań własnych układu, a S jest całką działania

$$S = (2/\hbar) \int (2MU(x))^{1/2} dx \quad (31)$$

Zmienna x jest tutaj współrzędną mierzącą stan układu przechodzącego przez barierę, a $U(x)$ jest wysokością bariery daną jako funkcja x . Aby w przybliżeniu ocenić S , zastępuję (31) przez

$$S = (8MUd^2/\hbar^2)^{1/2} , \quad (32)$$

gdzie d jest szerokością, a U średnią wysokością bariery, natomiast M jest masą obiektu przenikającego ją. Rozważać będę zjawiska, dla których S jest duże, tak że czas życia (30) jest skrajnie długi.

Jako przykład rozważmy zachowanie się bryły materii, skały lub planety, oziębionej do zera absolutnego. Jej atomy, pod wpływem sił kohezji i wiązań chemicznych, są zamrożone w pozornie niezmiennych położeniach. Od czasu do czasu jednak atomy będą przesuwane się względem siebie i przenikać bariery energetyczne kwantowym efektem tunelowym. Wysokość bariery będzie zazwyczaj rzędu jednej dziesiątej stałej Rydberga,

$$U = (1/20)(e^4 m / \hbar^2) , \quad (33)$$

a szerokość będzie rzędu promienia Bohra

$$d = (\hbar^2/me^2), \quad (34)$$

gdzie m jest masą elektronu. Całka działania (32) wynosi wówczas

$$S = (2Am_p/5m)^{1/2} = 27A^{1/2}, \quad (35)$$

gdzie m_p jest masą protonu, zaś A jest masą atomową poruszającego się atomu. Dla atomu żelaza z $A = 56$ otrzymujemy $S = 200$ i wzór (30) daje

$$T = 10^{65} \text{ lat}. \quad (36)$$

Nawet najbardziej sztywne materiały nie mogą zachować swoich kształtów czy też struktur chemicznych przez czas dłuższy niż (36). Po czasie rzędu 10^{65} lat każdy kawałek skały zachowuje się jak ciecz przyjmując kształt kulisty pod działaniem własnej grawitacji. Atomy i molekuly w jego wnętrzu będą nieustannie dyfundować niczym molekuly w kropli wody.

G. Wszelka materia przemienia się w żelazo.

W materii o temperaturze zera bezwzględnego będą zachodzić zarówno reakcje jądrowe jak i chemiczne. Pierwiastki cięższe od żelaza będą się rozpadać w różnych procesach, takich jak rozszczepienie czy rozpad α . Pierwiastki lżejsze od żelaza będą łączyć się na drodze syntezy jądrowej stopniowo w coraz cięższe pierwiastki, aż do żelaza. Rozważmy np. reakcję syntezy, w której dwa jądra o masie atomowej $\frac{1}{2}A$ i ładunku $\frac{1}{2}Z$ łączą się w jądro (A, Z) . Odpychanie kulombowskie obu jąder jest efektywnie ekranowane przez elektrony dopóki nie zblizną się one na odległość

$$d = Z^{-1/3}(\hbar^2/me^2) \quad (37)$$

od siebie. Bariera kulombowska ma szerokość d i wysokość

$$U = (Z^2 e^2/4d) = \frac{1}{4} Z^{7/3} e^4 m/\hbar^2. \quad (38)$$

Masa zredukowana w ruchu względnym obu jąder wynosi

$$M = \frac{1}{4} Am_p. \quad (39)$$

Całka działania (32) staje się wówczas równa

$$S = (\frac{1}{2}AZ^{5/3}(m_p/m))^{1/2} = 30A^{1/2}Z^{5/6}. \quad (40)$$

Dla dwóch jąder łączących się w żelazo $Z = 26$, $A = 56$, dostajemy $S = 3500$, zatem

$$T = 10^{1500} \text{ lat}. \quad (41)$$

W skali czasu (41) zwyczajna materia jest radioaktywna i stale generuje energię jądrową.

H. Zapadnięcie się gwiazdy z żelaza w gwiazdę neutronową.

Po upływie czasu (41) większość materii we Wszechświecie będzie miała postać zwyczajnych gwiazd o małej masie, które osiągnęły stan białego karła i stały się chłodnymi kulami czystego żelaza. Jednakże gwiazda żelazna nadal jeszcze nie jest w stanie o naj-

niższej energii. Mogłaby bowiem uwolnić olbrzymią ilość energii, gdyby zapadła się w gwiazdę neutronową. Aby zapaść się, musi ona jedynie przetrwać barierę o skończonej wysokości i szerokości. Interesujące jest pytanie czy istnieje jakiś niesymetryczny sposób zapadania się, przechodzący przez punkt siodłowy niższy niż dla symetrycznego zapadnięcia się. Nie byłem w stanie znaleźć możliwego do przyjęcia modelu niesymetrycznego, dlatego też zakładam, że zapadnięcie się jest sferycznie symetryczne. W całości działania (31) współrzędną x będzie promień gwiazdy, a całka rozciągać się będzie od promienia gwiazdy neutronowej r do promienia gwiazdy żelaznej R , od której to zaczyna się zapadanie. Wysokość bariery $U(x)$ zależy będzie od równania stanu materii, które jest bardzo niepewne, gdy x zbliża się do r . Na szczęście równanie stanu jest dobrze znane w większej części obszaru całkowania, gdzie x jest duże w porównaniu z r i głównym wkładem do $U(x)$ jest energia nierelatywistycznych zdegenerowanych elektronów

$$U(x) = (N^{5/3} \hbar^2 / 2mx^2), \quad (42)$$

gdzie N jest liczbą elektronów w gwieżdździe.

Całkowanie po x w (31) daje logarytm

$$\log(R/R_0), \quad (43)$$

gdzie R_0 jest promieniem, przy którym elektrony stają się relatywistyczne i wzór (42) przestaje być słuszny. Dla gwiazd o małej masie logarytm ten będzie rzędu jedynki, przez co część całki pochodząca od obszaru relatywistycznego $x < R_0$ będzie również rzędu jednostki. Masa gwiazdy wynosi

$$M = 2Nm_p. \quad (44)$$

Zastępuję logarytm (43) jednością i otrzymuję dla całki działania (31) oszacowanie

$$S = N^{4/3} (8m_p/m)^{1/2} = 120N^{4/3}. \quad (45)$$

Na podstawie (30) czas życia wynosi

$$T = \exp(120N^{4/3}) T_0. \quad (46)$$

Dla typowej gwiazdy o małej masie mamy

$$N = 10^{56}, \quad S = 10^{77}, \quad T = 10^{10^{76}} \text{ lat}. \quad (47)$$

Jest całkowicie obojętne czy w (46) T_0 jest małym ułamkiem sekundy, czy też wielką liczbą lat.

Nie wiemy czy każde zapadnięcie się gwiazdy żelaznej aż do gwiazdy neutronowej będzie przyczyną wybuchu supernowej. W każdym razie spowoduje ono olbrzymi wybuch energii w postaci neutrin i skromniejszy wybuch w postaci promieni rentgenowskich i światła widzialnego. Po czasie tak długim jak (47) Wszechświat będzie nadal wytwarzać sporadyczne fajerwerki.

I. Zapadanie się zwyczajnej materii w czarną dziurę.

Długi czas życia (47) gwiazd żelaznych ma znaczenie tylko wtedy, jeżeli wcześniej nie zapadają się one w czarne dziury. Zapadanie się materii w czarną dziurę opisane jest tymi samymi wzorami co zapadanie się w gwiazdę neutronową. Jediną różnicą jest to, że całkowanie w całe działania (31) rozciąga się obecnie nie do promienia gwiazdy neutronowej, ale aż do promienia czarnej dziury. Główna część tej całki pochodzi od większych wartości x i jest taka sama w obu przypadkach. Dlatego też czas potrzebny na zapadnięcie się jest nadal dany przez (46). Jednakże zachodzi tu istotna zmiana sensu N . Jeżeli możliwe są małe czarne dziury, to niewielka część gwiazdy może ulec niezależnemu zapadnięciu się w czarną dziurę. Raz utworzona mała czarna dziura w krótkim czasie pochłonie resztę gwiazdy. Czas potrzebny na zapadnięcie się dowolnej gwiazdy jest zatem dany przez

$$T = \exp(120N_B^{4/3})T_0, \quad (48)$$

gdzie N_B jest liczbą elektronów w kawale żelaza o masie równej minimalnej masie M_B czarnej dziury. Czas (48) jest taki sam dla każdej bryły materii o masie większej niż M_B . Materia w porcjach o masie mniejszej niż M_B jest całkowicie trwała. Pełniejsze omówienie problemu zapadania się w czarne dziury znajduje się w książce Harrisona i in. [27].

Numeryczna wartość czasu (48) zależy od wartości M_B . Jedyne co wiemy na pewno, to to, że

$$0 \leq M_B \leq M_c, \quad (49)$$

gdzie

$$M_c = (\hbar c/G)^{3/2} m_p^{-2} = 4 \cdot 10^{33} \text{ g} \quad (50)$$

jest masą Chandrasekhara. Dla każdej masy większej niż M_c muszą istnieć czarne dziury, bowiem gwiazdy cięższe niż M_c nie mają stabilnego stanu końcowego ewolucji i zmuszone są zapaść się.

Wysunięto cztery hipotezy dotyczące M_B .

1) $M_B = 0$. Istnieją wówczas czarne dziury o dowolnie małej masie i wzór (48) traci sens. W tym przypadku wszelka materia jest nietrwała i ma względnie krótki czas życia (20).

2) Masa M_B jest równa masie Plancka

$$M_B = M_{PL} = (\hbar c/G)^{1/2} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ g}. \quad (51)$$

Ta wartość M_B jest sugerowana przez teorię Hawkinga promieniowania czarnych dziur [26], zgodnie z którą każda czarna dziura traci masę aż do osiągnięcia masy rzędu M_{PL} , kiedy to znika gwałtownie w wybuchu promieniowania. W tym przypadku [48] daje

$$N_B = 10^{19}, \quad T = 10^{1026} \text{ lat}. \quad (52)$$

3) Masa M_B jest równa masie kwantowej

$$M_B = M_Q = (\hbar c/Gm_p) = 3 \cdot 10^{14} \text{ g}, \quad (53)$$

zgodnie z poglądami Harrisona i in. [27]. M_0 jest masą najmniejszej czarnej dziury, dla której ma sens opis klasyczny. Jedynie dla mas większych niż M_0 może ny uważać, że wzór (31) na przenikanie bariery potencjału jest fizycznie uzasadniony. Jeżeli zachodzi (53), to

$$N_B = 10^{38}, \quad T = 10^{10^{52}} \text{ lat.} \quad (54)$$

4) Masa M_B jest równa masie Chandrasekhara (50). W tym przypadku czas potrzebny na zapadnięcie się w czarną dziurę jest tego samego rzędu co czas (47) dla zapadnięcia się w gwiazdę neutronową.

Odległa przyszłość Wszechświata zależy w sposób decydujący od tego, która z tych czterech możliwości zachodzi w rzeczywistości. Jeżeli słuszna jest hipoteza 4) to gwiazdy mogą zapadać się w czarne dziury, a następnie rozpylać się w czyste promieniowanie, natomiast masy rzędu mas planetarnych istnieć będą na zawsze. Jeżeli słuszne jest założenie 3) to planety zanikną w czasie (54), natomiast obiekty o masach do miliona ton będą trwałe. Jeżeli założenie 2) jest słuszne, to obiekty o rozmiarach ciała ludzkiego zanikną w czasie (52), natomiast ziarna pyłu o średnicy mniejszej niż około 100 μ będą wiecznie trwałe. Jeżeli słuszna jest hipoteza 1), to wszystkie ciała materialne zanikną i zostanie już tylko promieniowanie.

Gdybym był zmuszony wskazać, która z tych czterech możliwości wydaje się bardziej prawdopodobna niż inne, wybrałbym 2). Uważam, że 3) i 4) są nieprawdopodobne, bowiem są one niezgodne z teorią Hawkinga emisji promieniowania z czarnych dziur. Uważam również 1) za nieuzasadnione, bowiem trudno zrozumieć dlaczego proton nie miałby się rozpadać szybko, jeżeli w ogóle może się rozpaść. Jednakowoż w naszym obecnym stanie niewiedzy żadna z tych czterech możliwości nie może być wykluczona.

Wyniki tego wykładu są streszczone w tabeli 1. Podana tam lista skal czasu różnych zjawisk fizycznych nie pretenduje do tego, żeby być kompletna. Wiele innych zjawisk fizycznych niewątpliwie zachodzić będzie w skali czasu równie długiej lub dłuższej niż te, które tam podałem. Główny wniosek jaki chciałbym wyciągnąć z dotychczasowej analizy jest następujący: Tak daleko, jak tylko możemy sięgnąć wyobraźnią w przyszłość zawsze coś się będzie działo. W otwartej kosmologii historia nie ma końca.

Tabela 1. Zestawienie skal czasowych

Wszechświat zamknięty	
Całkowity czas trwania	10^{11} lat
Wszechświat otwarty	
Gwiazdy o małej masie oziębiają się	10^{14} lat
Planety odłączają się od gwiazd	10^{15} lat
Gwiazdy odłączają się od galaktyk	10^{19} lat
Znik orbit wskutek promieniowania grawitacyjnego	10^{20} lat
Parowanie czarnych dziur w procesie Hawkinga	10^{64} lat
Materia staje się ciekła w zerze absolutnym	10^{65} lat
Cała materia przemienia się w żelazo	10^{1500} lat
Zapadanie zwyczajnej materii w czarną dziurę [możliwość 2)]	$10^{10^{26}}$ lat
Zapadanie gwiazd w gwiazdy neutronowe lub czarne dziury [możliwość 4)]	$10^{10^{76}}$ lat

Wykład III. Biologia

Patrząc na minioną historię życia widzimy, że potrzeba około 10^6 lat aby w drodze ewolucji powstał nowy gatunek, 10^7 lat aby powstał rodzaj, 10^8 lat aby powstała klasa, 10^9 lat dla powstania nowej gromady i mniej niż 10^{10} lat dla przebycia całej ewolucji poczynając od pradawnego szlamu aż do Homo Sapiens. Jeżeli życie będzie się rozwijać w przyszłości w tym samym tempie, to niemożliwe będzie określenie jakichkolwiek granic różnorodności form fizycznych jakie organizmy żywe mogłyby przyjąć. Jakie zmiany musiałyby zajść w ciągu następnych 10^{10} lat, aby konkurować ze zmianami, które miały miejsce w przeszłości? Można sobie wyobrazić, że w ciągu następnych 10^{10} lat życie przekształci się z form zbudowanych z mięsa i kości i wcieli się w międzygwiazdną czarną chmurę [28] lub w odczuwający komputer [29].

Przedstawiam tu listę głębokich pytań dotyczących natury życia i świadomości.

- 1) Czy bazą świadomości jest materia czy struktura?
- 2) Czy możliwe są odczuwające czarne chmury lub komputery?
- 3) Czy możemy stosować prawa skalowania w biologii?

Są to pytania, na które nie znamy odpowiedzi. Jednakże nie są to pytania z zasady nierozstrzygalne. Możliwe jest, że wkrótce dzięki postępowi biologii eksperymentalnej znajdziemy na nie odpowiedzi.

Sformułuję teraz wyraźniej sens pytania 1). Moja świadomość jest w jakiś sposób związana ze zbiorem molekuł organicznych we wnętrzu mojej głowy. Czy istnienie mojej świadomości zależy od faktycznej natury konkretnego zbioru molekuł, czy też zależy ono od struktury molekuł? Innymi słowy, gdybym był w stanie skonstruować kopię mojego mózgu z tą samą strukturą, lecz używając innych materiałów, czy kopia ta pomyślałaby, że jest mną?

Jeżeli odpowiedź na pytanie 1) brzmi „materia”, wówczas życie i świadomość nigdy nie będą mogły w swej ewolucji opuścić ciała z mięsa i krwi. W tym przypadku odpowiedzi na pytania 2) i 3) są negatywne. Życie mogłoby istnieć wówczas tak długo, jak długo istniałoby ciepłe środowiska mające ciekłą wodę i nieprzerwany dopływ swobodnej energii dla utrzymania stałej szybkości procesów metabolicznych. W tym też przypadku, skoro galaktyka ma tylko ograniczony zasób swobodnej energii, czas trwania życia organicznego będzie skończony. W miarę rozszerzania się i oziębienia Wszechświata źródła energii swobodnej, potrzebnej dla metabolizmu organizmów żywych, wyczerpią się ostatecznie.

Ponieważ jestem optymistą w dziedzinie filozofii, zakładam jako hipotezę roboczą, że odpowiedź na pytanie 1) brzmi „struktura”. W tym przypadku życie ma możliwość wcielenia się w toku ewolucji w dowolną substancję najlepiej pasującą do jego celów. Odpowiedzi na pytania 2) i 3) są wtedy twierdzące i jakościowe rozważania przyszłości życia we Wszechświecie stają się możliwe. Gdyby np. okazało się, że materia jest w pełni odporna na zapadanie się w czarne dziury tylko wtedy, kiedy podzielona jest na ziarenka pyłu o średnicy kilku mikronów, wówczas korzystnym ukształtowaniem żywego organizmu w dalekiej przyszłości musiałoby być coś w rodzaju czarnej chmury Hoyle'a, czyli zbiorowisko ziarenek pyłu niosących ładunki dodatnie i ujemne, w którym stan organizacji i łączność utrzymywane byłyby za pomocą sił elektromagnetycznych. Nie potrafimy wyobrazić sobie w szczególach, jak taka chmura mogłaby trwać w stanie równowagi

dynamicznej, który my zwiemy życiem. Ale przecież nie potrafilibyśmy wyobrazić sobie architektury żywej komórki protoplazmy, gdybyśmy jej nigdy nie widzieli.

W celu podania ilościowego opisu sposobu, w jaki życie może adaptować się do chłodnego środowiska, muszę założyć prawo skalowania niezależne od każdej konkretnej postaci materialnej, w jaką życie może się wcielić. Moje prawo skalowania formułuje następująco:

Hipoteza skalowania biologicznego: jeżeli kopiujemy żywą istotę, kolejno jeden stan kwantowy po drugim, tak że hamiltonian kopii jest

$$H_c = \lambda U H U^{-1}, \quad (55)$$

gdzie H jest hamiltonianem tej istoty, U jest operatorem unitarnym, a λ jest dodatnim czynnikiem skalującym, oraz jeśli środowisko jest podobnie kopiowane, tak że temperatury środowisk, istoty i jej kopii są odpowiednio T i λT , to wówczas kopia jest żywa, subiektywnie identyczna z oryginałem, a prędkości wszystkich jej procesów życiowych są zredukowane przez ten sam czynnik λ .

Struktura równania Schrödingera, w którym energia i czas pojawiają się jako zmienne sprzężone czyni tę właśnie hipotezę skalowania wiarygodną. Jest to hipoteza czysto teoretyczna, w chwili obecnej niemożliwa do zweryfikowania eksperymentalnego. Aby uniknąć nieporozumień powinienem podkreślić, że prawo skalowania nie stosuje się do zmian tempa metabolizmu danego organizmu w funkcji temperatury. Na przykład, kiedy wąż lub jaszczurka zmienia temperaturę, tempo metabolizmu zależy od ich temperatury wykładniczo, nie zaś liniowo. Liniowe prawo skalowania stosuje się do zbioru węży, w którym każdy osobnik przystosowany jest do innej temperatury. Nie stosuje się ono do jednego węża o zmiennej temperaturze.

Od tego momentu zakładać będę prawdziwość hipotezy skalowania i przebadam jej konsekwencje dla świata istot żywych. Pierwszą konsekwencją jest to, że właściwą miarą subiektywnego czasu odczuwanego przez istotę żywą nie jest fizyczny czas t , ale wielkość

$$u(t) = f \int_0^t \theta(t') dt', \quad (56)$$

gdzie $\theta(t)$ jest temperaturą organizmu, a $f = (300 \text{ K} \cdot \text{s})^{-1}$ jest czynnikiem skalowania, który wprowadzamy dla wygody, aby otrzymać u bezwymiarowe. Wielkość u nazywam „czasem subiektywnym”. Następną konsekwencją prawa skalowania jest to, że każdy organizm charakteryzowany jest przez wielkość Q mierzącą tempo produkcji entropii w jednostce jego czasu subiektywnego. Jeżeli entropia mierzona jest w jednostkach informacji, czyli bitach i jeżeli u jest mierzone „chwilami świadomości”, wówczas Q jest liczbą bezwymiarową wyrażającą ilość informacji, która musi być przetworzona, aby utrzymać organizm przy życiu tak długo, aby zdołał powiedzieć „cogito ergo sum”. Wielkość Q nazywam „złożonością” organizmu. Np. istota ludzka zużywa około 200 W w temperaturze 300 K, w każdej chwili świadomości trwającej około sekundy. Istota ludzka ma zatem

$$Q = 10^{23} \text{ bitów}. \quad (57)$$

Wielkość Q jest miarą złożoności struktur molekularnych uczestniczących w pojedynczym akcie ludzkiej świadomości. Dla gatunku ludzkiego jako całości

$$Q = 10^{33} \text{ bitów}, \quad (58)$$

Jest to liczba podająca nam rząd wielkości zasobów materialnych potrzebnych dla podtrzymania społeczeństwa istot żywych.

Jednostka lub społeczeństwo o danych Q i temperaturze będzie zużywać energię z szybkością

$$m = kfQ\theta^2, \quad (59)$$

m jest tutaj szybkością metabolizmu mierzona w ergach na sekundę, k jest stałą Boltzmanna, a f — współczynnikiem, który pojawił się w (56). Ważne jest to, że m zmienia się jak θ^2 , bowiem jeden mnożnik pochodzi ze związku energii i entropii, a drugi mnożnik wynika z przyjętej zależności szybkości procesów życiowych od temperatury.

Zakładam, że życie ma możliwość wyboru temperatury $\theta(t)$ tak, aby uzyskać największe szanse przetrwania. Istnieją dwa ograniczenia fizyczne na $\theta(t)$. Pierwszym ograniczeniem jest, że $\theta(t)$ musi być zawsze wyższe od temperatury kosmicznego promieniowania relikto-wego, która jest najniższą możliwą temperaturą chłodnicy cieplnej. Oznacza to, że

$$\theta(t) > aR^{-1}, \quad a = 3 \cdot 10^{28} \text{ K} \cdot \text{cm}, \quad (60)$$

gdzie R jest promieniem Wszechświata, zmieniającym się z t według (7) i (8). W obecnym czasie warunek (60) jest spełniony z nadwyżką o czynniku 100. Drugim ograniczeniem na $\theta(t)$ jest konieczność istnienia pewnego mechanizmu fizycznego powodującego wypromieniowanie w przestrzeń zbędnego ciepła generowanego przez metabolizm. Aby sformułować to ograniczenie ilościowo zakładam, że zasadniczym sposobem pozbycia się zbędnego ciepła jest wypromieniowanie go, oraz że jedyną stosowną postacią promieniowania są fale elektromagnetyczne.

Istnieje absolutna górna granica

$$I(\theta) < 2\gamma(Ne^2/m\hbar^2c^3)(k\theta)^3 \quad (61)$$

na moc emitowaną przez źródło promieniowania zawierające N elektronów w temperaturze θ . Wielkość

$$\gamma = \max_x [x^3(e^x - 1)^{-1}] = 1,42 \quad (62)$$

jest wysokością maksimum planckowskiego widma promieniowania. Ponieważ nie mogłem znaleźć warunku (61) w podręcznikach, podaję krótki dowód według artykułu [30]. Moc emitowana przez dipol elektryczny dana jest wzorem

$$I(\theta) = \sum_p \int d\Omega \sum_i \sum_j \varrho_i(\omega_{ij}^4/2\pi c^3) |D_{ij}|^2. \quad (63)$$

Wielkość p jest wektorem polaryzacji fotonu emitowanego w kąt bryłowy $d\Omega$, i jest stanem początkowym, a j jest stanem końcowym emitera,

$$\varrho_i = Z^{-1} \exp(-E_i/k\theta) \quad (64)$$

jest prawdopodobieństwem znalezienia emitera w stanie początkowym i ,

$$\omega_{ij} = \hbar^{-1}(E_i - E_j) \quad (65)$$

jest częstością fotonu, a D_{ij} jest elementem macierzowym momentu dipolowego emitera pomiędzy stanami i oraz j . Suma (63) jest brana tylko dla par stanów (i, j) z

$$E_i > E_j. \quad (66)$$

Istnieje ścisła reguła sum dla momentów dipolowych,

$$\sum_i \omega_{ij} |D_{ij}|^2 = (1/2i) \langle D\dot{D} - \dot{D}D \rangle_{jj} = (Ne^2 \hbar / 2m). \quad (67)$$

Musimy być jednak ostrożni w stosowaniu (67) do znajdowania granicy dla (63), bowiem niektóre z wyrazów (67) są ujemne. Skuteczna jest tu następująca sztuczka. W każdym członie (63), ω_{ij} jest dodatni dzięki (66), tak więc (62) daje

$$q_i \omega_{ij}^3 < \gamma q_i (k\theta/\hbar)^3 (\exp(\hbar\omega_{ij}/k\theta) - 1) = \gamma (q_j - q_i) (k\theta/\hbar)^3. \quad (68)$$

Dlatego też (63) implikuje

$$I(\theta) < \gamma (k\theta/\hbar)^3 \sum_p \int d\Omega \sum_i \sum_j (q_j - q_i) (\omega_{ij}/2\pi c^3) |D_{ij}|^2. \quad (69)$$

Teraz możemy przestawić wskaźniki sumowania (i, j) w części sumy (69) zawierającej q_i . W wyniku dostajemy

$$I(\theta) < \gamma (k\theta/\hbar)^3 \sum_p \int d\Omega \sum_i \sum_j q_j (\omega_{ij}/2\pi c^3) |D_{ij}|^2, \quad (70)$$

z sumowaniem rozciągającym się na wszystkie pary (i, j) , niezależnie od warunku (66). Reguła sumowania (67) może być wówczas zastosowana do (70) dając w wyniku (61).

Dowód wzoru (61) zakłada, że wszystkie cząstki różne od elektronu mają tak duże masy, iż można zaniedbać generowane przez nie promieniowanie. Dowód ten zakłada również, że zaniedbywane są dipolowy moment magnetyczny i wyższe multipole. Interesującym problemem jest czy warunek (61) może być udowodniony bez użycia przybliżenia dipolowego (63).

Na pierwszy rzut oka może wydać się dziwne, że prawa strona (61) jest proporcjonalna do θ^3 nie zaś do θ^4 , skoro standardowy wzór Stefana-Boltzmannna na moc emitowaną przez ciało doskonale czarne zawiera proporcjonalność do θ^4 . Wzór Stefana-Boltzmannna nie stosuje się w tym przypadku, bowiem wymaga on, aby emiter miał znaczną grubość optyczną. Natomiast określona wzorem (61) maksymalna moc emitowana może być osiągnięta tylko wtedy, gdy emiter jest optycznie cienki.

Po krótkiej dygresji fizycznej, powracam do biologii. Drugie ograniczenie na temperaturę θ trwałego organizmu żywego głosi, że szybkość rozpraszania energii (59) nie może być wyższa niż maksymalna moc (61) emitowanych fal elektromagnetycznych. Ograniczenie to określa dolną granicę temperatury,

$$k\theta > (Q/N)\varepsilon = (Q/N)10^{-28} \text{ erg}, \quad (71)$$

$$\varepsilon = (137/2\gamma)(\hbar f/k)mc^2, \quad (72)$$

$$\theta > (Q/N)(\varepsilon/k) = Q/N 10^{-12} \text{ K}. \quad (73)$$

Stosunek \bar{Q}/N złożoności społeczeństwa do liczby elektronów będących do jego dyspo-
 zycji nie może przyjmować dowolnie małych wartości. Dla obecnego gatunku ludzkiego,
 z \bar{Q} danym przez (58) i $N = 10^{42}$ będziemy liczbą elektronów w biosferze Ziemi, stosunek
 ten jest 10^{-9} . W miarę jak społeczeństwo rozwija swoje możliwości intelektualne, stosunek
 ten najprawdopodobniej rośnie zamiast maleć. Dlatego też (73) i (59) narzucają dolną
 granicę szybkości dysypacji energii przez społeczeństwo o danej złożoności. Ponieważ
 całkowity zasób energii dostępnej społeczeństwu jest skończony, skończony jest również
 czas jego życia. Doszliśmy do smutnego wniosku, że spowolnienie metabolizmu opisanego
 moją hipotezą skalowania biologicznego jest niewystarczające na to, by społeczeństwo
 mogło przetrwać dowolnie długo.

Na szczęście życie ma do dyspozycji inną strategię wydostania się z tego impasu,
 mianowicie hibernację. Procesy metaboliczne mogą przebiegać w sposób przerywany,
 sporadycznie, natomiast wypromieniowanie zbrodnego ciepła może odbywać się w sposób
 ciągły, również w okresach hibernacji. Kiedy życie znajduje się w swojej fazie aktywnej,
 będzie w kontakcie ciepłym ze swoim emitentem o temperaturze θ . W czasie hibernacji
 emitent będzie miał nadal temperaturę θ , natomiast organizmy żywe będą oziębione do
 znacznie niższej temperatury, tak że metabolizm ulegnie efektywnie zatrzymaniu.

Załóżmy zatem, że społeczeństwo spędza ułamek $g(t)$ swojego czasu w fazie aktywnej
 i ułamek $[1-g(t)]$ w stanie hibernacji. Cykle aktywności i hibernacji powinny być na tyle
 krótkie, aby $g(t)$ i $\theta(t)$ nie uległy znacznej zmianie w ciągu jednego cyklu. W tych warunkach
 wzory (56) i (59) przestają być słuszne. Subiektywny czas jest dany natomiast przez

$$(74) \quad u(t) = \int_0^t g(t') \theta(t') dt',$$

a średnia szybkość rozpraszania energii wynosi

$$(75) \quad m = kf\bar{Q}g\theta^2.$$

Ograniczenie (71) można zastąpić przez

$$(76) \quad \theta(t) < (\bar{Q}/N)(g/k)g(t).$$

Organizmy żywe dostosowują się do ograniczenia (61) na moc energii wypromieniowanej,
 zmniejszając czas trwania fazy aktywnej proporcjonalnie do swojej temperatury.
 Jako przykład możliwej strategii długo istniejącego społeczeństwa możemy wybrać
 funkcję $g(t)$ w postaci

$$(77) \quad g(t) = \theta(t)/\theta_0 = (t/t_0)^{-\alpha},$$

gdzie θ_0 jest obecną temperaturą organizmów żywych, a t_0 — obecnym wiekiem Wszech-
 świata; w tym przypadku warunki (60) i (76) są spełnione z dużą nadwyżką. Wykładnik α
 powinien leżeć w przedziale

$$(78) \quad \frac{3}{4} < \alpha < \frac{7}{4}.$$

Dla wygody wybieramy

$$(79) \quad \alpha = \frac{5}{4}.$$

Stosunek Q/N złożoności społeczeństwa do liczby elektronów będących do jego dyspozycji nie może przyjmować dowolnie małych wartości. Dla obecnego gatunku ludzkiego, z Q danym przez (58) i $N = 10^{42}$ będącym liczbą elektronów w biosferze Ziemi, stosunek ten jest 10^{-9} . W miarę jak społeczeństwo rozwija swoje możliwości intelektualne, stosunek ten najprawdopodobniej rośnie zamiast maleć. Dlatego też (73) i (59) narzucają dolną granicę szybkości dysypacji energii przez społeczeństwo o danej złożoności. Ponieważ całkowity zasób energii dostępnej społeczeństwu jest skończony, skończony jest również czas jego życia. Doszliśmy do smutnego wniosku, że spowolnienie metabolizmu opisane moją hipotezą skalowania biologicznego jest niewystarczające na to, by społeczeństwo mogło przetrwać dowolnie długo.

Na szczęście życie ma do dyspozycji inną strategię wydostania się z tego impasu, mianowicie hibernację. Procesy metaboliczne mogą przebiegać w sposób przerywany, sporadycznie, natomiast wypromieniowanie zbędnego ciepła może odbywać się w sposób ciągły, również w okresach hibernacji. Kiedy życie znajdzie się w swojej fazie aktywnej, będzie w kontakcie cieplnym ze swoim emiterym o temperaturze θ . W czasie hibernacji emiterym będzie miał nadal temperaturę θ , natomiast organizmy żywe będą oziębione do znacznie niższej temperatury, tak że metabolizm ulegnie efektywnie zatrzymaniu.

Załóżmy zatem, że społeczeństwo spędza ułamek $g(t)$ swojego czasu w fazie aktywnej i ułamek $[1-g(t)]$ w stanie hibernacji. Cykle aktywności i hibernacji powinny być na tyle krótkie, aby $g(t)$ i $\theta(t)$ nie uległy znacznej zmianie w ciągu jednego cyklu. W tych warunkach wzory (56) i (59) przestają być słuszne. Subiektywny czas jest dany natomiast przez

$$u(t) = f \int_0^t g(t') \theta(t') dt', \quad (74)$$

a średnia szybkość rozpraszania energii wynosi

$$m = kfQg\theta^2. \quad (75)$$

Ograniczenie (71) można zastąpić przez

$$\theta(t) > (Q/N)(\varepsilon/k)g(t). \quad (76)$$

Organizmy żywe dostosowują się do ograniczenia (61) na moc energii wypromieniowanej, zmniejszając czas trwania fazy aktywnej proporcjonalnie do swojej temperatury.

Jako przykład możliwej strategii długo istniejącego społeczeństwa możemy wybrać funkcję $g(t)$ w postaci

$$g(t) = \theta(t)/\theta_0 = (t/t_0)^{-\alpha}, \quad (77)$$

gdzie θ_0 jest obecną temperaturą organizmów żywych, a t_0 — obecnym wiekiem Wszechświata; w tym przypadku warunki (60) i (76) są spełnione z dużą nadwyżką. Wykładnik α powinien leżeć w przedziale

$$\frac{1}{3} < \alpha < \frac{1}{2}. \quad (78)$$

Dla wygody wybieramy

$$\alpha = \frac{3}{8}. \quad (79)$$

Subiektywny czas staje się wówczas, dzięki (74), równy

$$u(t) = A(t/t_0)^{1/4}, \quad (80)$$

gdzie

$$A = 4f\theta_0 t_0 = 10^{18} \quad (81)$$

jest obecnym wiekiem Wszechświata mierzonym w jednostkach czasu subiektywnego. Na podstawie (75) średnia szybkość dysypacji energii wynosi

$$m(t) = kfQ\theta_0^2(t/t_0)^{-9/8}. \quad (82)$$

Całkowita energia procesów metabolicznych, które zaszły od t_0 do nieskończoności jest

$$\int_{t_0}^{\infty} m(t)dt = BQ, \quad (83)$$

$$B = 2Ak\theta_0 = 6 \cdot 10^4 \text{ erg}. \quad (84)$$

Przykład ten pokazuje, że strategia hibernacji pozwoliłaby organizmom żywym osiągnąć jednocześnie dwa główne cele. Po pierwsze, zgodnie z (80), subiektywny czas jest nieskończony; wprawdzie zegary biologiczne biegają coraz wolniej i z przerwami w miarę rozszerzania się Wszechświata, ale subiektywny czas będzie płynąć zawsze. Po drugie, zgodnie z (83), całkowita energia potrzebna do przetrwania dowolnie długo jest skończona. Warunek (78) wystarcza, by całka (83) była zbieżna, a całka (74) — rozbieżna przy $t \rightarrow \infty$.

Zgodnie z (83) i (84), zasób energii swobodnej potrzebny dla przetrwania społeczeństwa o złożoności (58), a więc równej złożoności obecnego gatunku ludzkiego, zaczynającego swoją egzystencję w chwili obecnej i trwającego nieskończenie długo, jest rzędu

$$BQ = 6 \cdot 10^{37} \text{ erg}, \quad (85)$$

czyli mniej więcej tyle energii, ile emituje Słońce przez 8 godzin. Zasoby energii byłyby wystarczające dla dowolnie długiego zaopatrywania społeczeństwa o złożoności około 10^{24} razy większej niż nasza.

Wnioski te są prawdziwe w kosmologii otwartej. Interesujące jest przebadanie całkowicie odmiennej sytuacji istniejącej w kosmologii zamkniętej. Jeżeli życie będzie się starać przetrwać przez nieskończony czas subiektywny w zamkniętej kosmologii, przyspieszając swój metabolizm w miarę kurczenia się Wszechświata i podnoszenia się temperatury promieniowania relikтового, to związki (56) i (59) pozostają prawdziwe, mimo że fizyczny czas t ma skończony przebieg (5). Jeżeli

$$\tau = 2\pi T_0 - t, \quad (86)$$

to na podstawie (2) i (3) temperatura promieniowania relikтового

$$\theta_R(t) = a(R(t))^{-1} \quad (87)$$

jest proporcjonalna do $\tau^{-2/3}$ gdy $\tau \rightarrow 0$. Jeśli temperatura $\theta(t)$ organizmów żywych jest bliska θ_R przy $\tau \rightarrow 0$, to całka (56) jest skończona, podczas gdy całka z wielkości (59) jest nieskończona. Skończony czas trwania cywilizacji mierzony czasem subiektywnym

wymaga nieskończonej ilości energii. Jeżeli $\theta(t)$ zmierza do nieskończoności wolniej niż θ_R , to energia potrzebna dla metabolizmu jest nieskończona. Zegary biologiczne nie będą mogły nigdy biec tak szybko, aby zmieścić nieskończony czas subiektywny w skończonym Wszechświecie.

Powracam z uczuciem ulgi do szeroko otwartych przestrzeni otwartego Wszechświata. Nie muszę podkreślać, jak bardzo cząstkowy i powierzchniowy charakter mają wnioski, które przedstawiłem w tym wykładzie. Naskicowałem tylko z grubsza parę problemów fizycznych, którym życie będzie musiało stawić czoła, aby przetrwać w zimnym Wszechświecie. Nie wymieniłem w ogóle mnóstwa pytań pojawiających się natychmiast, jeżeli próbować wyobrazić sobie w szczegółach architekturę postaci organizmów żywych adaptowanych do skrajnie niskich temperatur. Czy w niskotemperaturowych strukturach istnieją funkcjonalne równoważniki mięśni, nerwów, rąk, głosu, oczu, uszu, mózgu i pamięci? Odpowiedzi są mi nieznane.

Można nieco powiedzieć o pamięci nie wchodząc w szczegółowe problemy strukturalne, bowiem pamięć jest pojęciem abstrakcyjnym. Pojemność pamięci może być opisana ilościowo jako pewna liczba bitów informacji. Pragnąłbym, aby nasi potomkowie obdarzeni byli nie tylko nieskończeniem długim subiektywnym czasem życia, ale również pamięcią o nieskończeniu rosnącej pojemności. Być nieśmiertelnym i mieć skończoną pamięć, to bardzo przykre, właściwie nie warto być nieśmiertelnym, jeżeli jest się zmuszonym wymazywać z pamięci wszelkie ślady młodości, aby zrobić miejsce dla nowych przeżyć. Fizyka zna dwa rodzaje pamięci, analogową i cyfrową. Cała współczesna technologia komputerowa oparta jest na pamięci cyfrowej. Jednak pamięć cyfrowa ma pojemność ograniczoną przez liczbę atomów użytych do jej konstrukcji. Społeczeństwo o skończonych zasobach materialnych nie będzie mogło nigdy wybudować pamięci cyfrowej przekraczającej pewną skończoną pojemność. Z tego też powodu pamięć cyfrowa nie nadaje się dla potrzeb cywilizacji planującej nieskończenie długie istnienie.

Na szczęście, nie ma żadnych fundamentalnych powodów ograniczających pojemność pamięci analogowej zbudowanej ze skończonej liczby elementów rozszerzającego się Wszechświata. Na przykład taka wielkość fizyczna, jak kąt pomiędzy dwiema gwiazdami na niebie, może być użyta jako jednostka pamięci analogowej. Pojemność tej jednostki pamięci jest równa liczbie cyfr znaczących w systemie dwójkowym w liczbie będącej miarą tego kąta. W miarę jak Wszechświat rozszerza się, a gwiazdy się oddalają, liczba cyfr znaczących w tym kącie będzie rosła logarytmicznie z czasem. Również pomiary częstości atomowych i poziomów energetycznych mogą być wyrażone liczbami o ilości cyfr znaczących proporcjonalnej do $\log t$. Dlatego też nieśmiertelna cywilizacja winna w końcu znaleźć sposoby zakodowania swoich archiwów pamięci analogowej o pojemności rosnącej jak $\log t$. Pamięć taka nałoży poważne ograniczenia na szybkość gromadzenia nowej wiedzy, ale przynajmniej nie wykluczy go.

Wykład IV. Łączność.

W tym ostatnim wykładzie przebadam problem porozumiewania się dwu społeczeństw rozdzielonych olbrzymią odległością w otwartym Wszechświecie z metryką (6). Zakładam, że łączność odbywa się za pomocą sygnałów elektromagnetycznych. Bez utraty ogólności

przyjmuje, że społeczeństwo A poruszające się wzdłuż linii świata $\chi = 0$ nadaje, podczas gdy społeczeństwo B poruszające się wzdłuż linii świata $\chi = \eta$ odbiera sygnały. Sygnał wysyłany przez A w momencie $\psi = \xi$ zostanie odebrany przez B w chwili $\psi = \xi + \eta$. Jeżeli częstość sygnału w momencie wysłania jest ω , to częstość sygnału odbieranego ulegnie zmniejszeniu do

$$\omega' = \frac{\omega}{1+z} = \frac{R_A}{R_B}, \quad (88)$$

$$R_A = cT_0(\cosh \xi - 1), \quad (89)$$

$$R_B = cT_0(\cosh(\xi + \eta) - 1). \quad (90)$$

Szerokość pasm B i B' , emitowanego i odbieranego, są związane tym samym czynnikiem $(1+z)$. Odległość właściwa A i B w momencie odebrania sygnału wynosi $d_L = R_B \eta$. Z drugiej strony, pole powierzchni sfery $\chi = \eta$ w tym samym momencie równe jest $4\pi d_T^2$, gdzie

$$d_T = R_B \sinh \eta. \quad (91)$$

Jeżeli A emituje F fotonów na steradian w kierunku B , to liczba fotonów obserwowanych przez B wyniesie

$$F' = F \Sigma' / d_T^2, \quad (92)$$

gdzie Σ' jest efektywnym przekrojem czynnym odbiornika.

Przekrój czynny odbiornika na absorpcję fotonu o częstości ω' dany jest wzorem podobnym do (63) z poprzedniego wykładu

$$\Sigma' = \sum_i \sum_j \varrho_i (4\pi^2 \omega_{ji} / \hbar c) |D_{ij}|^2 \delta(\omega_{ji} - \omega'), \quad (93)$$

gdzie D_{ij} jest ponownie dipolowym elementem macierzowym pomiędzy stanami i oraz j . Jeżeli wielkość tę scałkować po wszystkich ω' otrzymamy dokładnie lewą stronę wzoru (67). Wkład pochodzący od ujemnych ω' przedstawia wymuszoną emisję fotonu przez odbiornik. Zakładam, że nie zachodzi korelacja odbiornika z padającym fotonem, dzięki czemu emisja wymuszona jest zaniedbywalna. Wówczas reguła sum (67) daje

$$\int_0^\infty \Sigma' d\omega' = N'(2\pi^2 e^2 / mc), \quad (94)$$

gdzie N' jest liczbą elektronów w odbiorniku. Jeżeli odbiornik jest dostrojony do częstości ω' z szerokością pasma B' , to (94) daje

$$\Sigma' B' \leq N' S_0, \quad (95)$$

$$S_0 = (2\pi^2 e^2 / mc) = 0,167 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (96)$$

Aby uniknąć pomylenia jednostek, mierzę zarówno ω' jak i B' w radianach na sekundę, nie zaś w hercach. Zakładam, że rozwinięta cywilizacja będzie w stanie zaprojektować odbiornik, dla którego zachodzi równość we wzorze (95). W tym przypadku (92) przybiera postać

$$F' = (FN' S_0 / d_T^2 B'). \quad (97)$$

Zakładam, że nadajnik zawiera N elektronów, których drgania mogą być zgodne w fazie, tak że wytworzona przez nie wiązka promieniowania ma kąt rozwarcia rzędu $N^{-1/2}$. Jeżeli nadajnik można traktować jako układ N dipoli zgodnych w fazie, to liczba fotonów na steradian w wiązce jest

$$F = (3N/8\pi)(E/\hbar\omega), \quad (98)$$

gdzie E jest całkowitą energią emitowaną. Liczba zarejestrowanych fotonów wynosi wówczas

$$F' = (3NN'ES_0/8\pi\hbar\omega d_T^2 B'). \quad (99)$$

Widzimy od razu z (99), że dla zwiększenia liczby obserwowanych fotonów pożądane są niskie częstotliwości i wąskie pasma nadawania. Jesteśmy jednak bardziej zainteresowani przesyłaniem informacji niż fotonów. Aby efektywnie wydobyć informacje z danej liczby fotonów powinniśmy użyć pasma o szerokości równej szybkości detekcji

$$B' = (F'/\tau_B), \quad B = (F'/\tau_A), \quad (100)$$

gdzie τ_B jest czasem trwania odbioru sygnału, a τ_A czasem trwania emisji. Przy takiej szerokości pasma, F' przedstawia jednocześnie liczbę fotonów oraz liczbę bitów otrzymanej informacji. Wygodnie jest wyrażać τ_A i τ_B jako ułamki promienia Wszechświata w momentach emisji i odbioru

$$\tau_A = (\delta R_A/c), \quad \tau_B = (\delta R_B/c). \quad (101)$$

Warunek

$$\delta \leq 1 \quad (102)$$

nakłada wówczas dolną granicę na szerokość pasma B . Założę również dla prostoty, że częstość ω przyjmuje najmniejszą możliwą wartość zgodną z szerokością pasma B , mianowicie

$$\omega = B, \quad \omega' = B'. \quad (103)$$

Wówczas (99), (100) i (101) dają

$$F' = \left[\frac{NN'\delta^2 E}{(1+z)(\sinh^2 \eta) E_c} \right]^{1/3}, \quad (104)$$

gdzie na podstawie (96)

$$E_c = (8\pi\hbar c^2/3S_0) = (4/3\pi)137mc^2 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ erg}. \quad (105)$$

Ze wzoru (104) widzimy, że ilość informacji, która może być przekazana od A do B za cenę wydatkowania określonej ilości energii nie maleje z czasem w miarę jak Wszechświat się rozszerza, a A i B oddalają się od siebie. Wzrost odległości kompensowany jest zmniejszeniem kosztów energetycznych każdego fotonu oraz wzrostem przekroju czynnego odbiornika wskutek malejącej szerokości pasma.

Sygnał odbierany dany jest wzorem (104). Musimy go teraz porównać z rejestrowanym jednocześnie szumem. Szum kosmicznego tła o częstości ω może być opisany równo-

ważną temperaturą szumową T_N tak, że liczba fotonów na jednostkę częstości na steradian, centymetr kwadratowy i sekundę dana jest wzorem Rayleigha-Jeansa

$$I(\omega) = (kT_N\omega/4\pi^3\hbar c^2). \quad (106)$$

Wzór ten jest jedynie definicją T_N , która w ogólności jest funkcją ω i t . Nie zakładam, że szum opisany jest widmem planckowskim w całym zakresie częstości. Tylko część tego szumu pochodzi od pierwotnego promieniowania relikowego, mającego widmo Plancka o temperaturze θ_R . Pierwotna temperatura szumu θ_R zmienia się jak odwrotność promienia Wszechświata

$$(k\theta_R R/\hbar c) = A = 10^{29}, \quad (107)$$

gdzie R dane jest przez (8). Zakładam, że całkowite widmo szumu ulega podobnym zmianom w miarę wzrostu promieniowania Wszechświata, tzn.

$$(T_N/\theta_R) = f(x), \quad x = (\hbar\omega/k\theta_R), \quad (108)$$

gdzie f jest uniwersalną funkcją x . Gdy x jest rzędu jedności, szum jest zdominowany przez promieniowanie pierwotne i $f(x)$ przyjmuje postać planckowską

$$f(x) = f_p(x) = x(e^x - 1)^{-1}, \quad x \sim 1. \quad (109)$$

Duże odstępstwa od (109) pojawią się dla wielkich x (wskutek przesuniętego ku podczerwieni światła gwiazd) oraz dla małych x (wskutek promieniowania nietermicznych radioźródeł). Nie wchodząc w szczegóły można powiedzieć, że w ogólności $f(x)$ jest funkcją malejącą i zdąża szybko do zera, gdy $x \rightarrow \infty$.

Całkowita gęstość energii promieniowania we Wszechświecie wynosi

$$\frac{4\pi}{c} \int I(\omega)\hbar\omega d\omega = \frac{(k\theta_R)^4 I}{\pi^2 \hbar^3 c^3}, \quad (110)$$

gdzie

$$I = \int_0^\infty f(x)x^2 dx. \quad (111)$$

Całka I musi być zbieżna zarówno dla dużych, jak i dla małych częstości. Dlatego też możemy znaleźć liczbowe ograniczenie b takie, że

$$x^3 f(x) < b \quad (112)$$

dla wszystkich x . Należy przypuszczać, że (112) jest spełnione dla $b = 10$, jeżeli pominać pewne dyskretne częstości, takie jak linia wodoru 1420 MHz.

Liczba fotonów szumu rejestrowanych w czasie τ_B przez odbiornik o szerokości pasma B' i przekroju czynnym Σ jest

$$F_N = 4\pi\Sigma' B'\tau_B I(\omega'). \quad (113)$$

Wstawiając (95), (96), (100), (103), (106), i (108) do (113) otrzymujemy

$$F_N = (2r_0/\lambda_B) f N' F', \quad (114)$$

gdzie

$$r_0 = (e^2/mc^2) = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}, \quad (115)$$

a

$$\lambda_B = \hbar c/k\theta'_R = \Lambda^{-1} R_B \quad (116)$$

jest długością fali pierwotnego promieniowania tła w momencie odebrania sygnału. Ponieważ F' jest sygnałem, stosunek sygnału do szumu wynosi

$$R_{SN} = (\lambda_B/2fN'r_0). \quad (117)$$

We wzorze tym f jest stosunkiem szumu do temperatury danym przez (108), N' jest liczbą elektronów odbiornika, a r_0 i τ_B dane są przez (115) i (116). Zauważmy, że wybierając (117) nie uwzględniliśmy kątowej zdolności rozdzielczej odbiornika, bowiem przekrój czynny Σ' dany wzorem (95), nie zależy od kierunku.

Podsumuję obecnie wnioski wypływające z dotychczasowych rozważań. Mamy nadajnik i odbiornik na liniach świata A i B , emitujące i odbierające sygnały w momentach

$$t_A = T_0(\sinh\xi - \xi), \quad t_B = T_0(\sinh(\xi + \eta) - (\xi + \eta)). \quad (118)$$

Zgodnie z (89) i (101)

$$\tau_A = \delta(dt_A/d\xi), \quad \tau_B = \delta(dt_B/d\xi). \quad (119)$$

Wygodnie jest przyjąć, że nadajnik jest stale skierowany na odbiornik i nadaje z przerwami z pewnym cyklem δ , który może zmieniać się z ξ . Kiedy $\delta = 1$, nadajnik jest włączony przez cały czas. Liczba F' fotonów zarejestrowanych w czasie τ_B może być wówczas traktowana jako szybkość napływania informacji wyrażona za pomocą zmiennej ξ . Rzeczywiście, $F'd\xi$ jest liczbą bitów otrzymanych w przedziale $d\xi$. Wygodnie jest posłużyć się zmienną ξ , bowiem zachowuje ona stałą różnicę η pomiędzy A i B .

Ze (100), (101), (103), (107) i (108) wyprowadzamy prosty wzór na szybkość napływu informacji

$$F' = \Lambda x \delta. \quad (120)$$

Energia E transmitowana w czasie τ_A może być traktowana jako szybkość przekazu energii na jednostkowy przedział $d\xi$. Ze (104) i (120) znajdziemy

$$E = (\Lambda^3/NN')(1+z)(\sinh^2\eta)x^3\delta E_c. \quad (121)$$

Mamy nadal swobodę wyboru parametru x określającego ze wzoru (108) częstość ω oraz δ , które mogą zmieniać się z ξ . Jedynymi ograniczeniami są (102) oraz warunek na stosunek sygnału do szumu

$$R_{SN} \geq 10, \quad (122)$$

zdefiniowany przez (117). Jeżeli założę, że (112) spełnione jest przy $b = 10$, wówczas (122) zachodzi pod warunkiem, że

$$x > (G/r)^{1/3}, \quad (123)$$

gdzie

$$G = (200r_0/\lambda_p)N'(1+z)^{-1} = 10^{-9}N'(1+z)^{-1}, \quad (124)$$

$$r = (R_A/R_p) = (\cosh \xi - 1)/(\cosh \xi_p - 1). \quad (125)$$

Wielkości λ_p , R_p i ξ_p oznaczają tutaj obecne wartości długości fali promieniowania tła, promienia Wszechświata i współrzędnej czasowej. Warto zauważyć, że warunek (123) na stosunek sygnału do szumu może być trudny do spełnienia we wczesnych epokach, gdy r jest małe, natomiast staje się coraz łatwiejszy do spełnienia w miarę upływu czasu i rozszerzania się Wszechświata. Aby uniknąć zbędnych wydatków energii we wczesnych epokach wybieram okres pracy nadajnika początkowo mały, a następnie stopniowo wzrastający aż do jedności.

Wszystkie te rozważania są spełnione, jeżeli wybierzemy

$$x = \max[(G/r)^{1/3}, \xi^{-1/2}], \quad (126)$$

$$\delta = \min[(r/G)\xi^{-3/2}, 1], \quad (127)$$

tak, że

$$x^3\delta = \xi^{-3/2} \quad (128)$$

dla wszystkich ξ . Przejście pomiędzy dwoma zakresami w (126) i (127) zachodzi dla

$$\xi = \xi_T \sim \log G, \quad (129)$$

bowiem ξ wzrasta logarytmicznie z r zgodnie ze (125). Przy takim wyborze x i δ , (120) i (121) dają

$$F' = A \min[(r/G)^{2/3}\xi^{-3/2}, \xi^{-1/2}], \quad (130)$$

$$E = (A^3/NN')(1+z)(\sinh^2 \eta) E_c \xi^{-3/2}. \quad (131)$$

Rozważmy teraz całkowitą liczbę bitów otrzymanych przez B , aż do pewnego momentu ξ w dalekiej przyszłości. Zgodnie ze (130) dana jest ona w przybliżeniu przez

$$F_T = \int^\xi F' d\xi = 2A\xi^{1/2}, \quad (132)$$

i rośnie nieograniczenie wraz z ξ . Z drugiej strony całkowita energia zużyta przez nadajnik w ciągu całej przeszłości jest skończona,

$$E_T = \int E d\xi = 2(A^3/NN')(e^n \sinh^2 \eta) \xi_p^{-1/2} E_c. \quad (133)$$

We wzorze (133) zastąpiłem wyrażenie $(1+z)$ jego wartością asymptotyczną e^n przy $\xi \rightarrow \infty$. Doszedłem tym samym do równie optymistycznego wniosku dotyczącego łączności, do jakiego doszedłem w poprzednim wykładzie odnośnie przetrwania biologicznego. Jest zatem możliwe utrzymanie łączności przez czas dowolnie długi z odległym społeczeństwem w rozszerzającym się Wszechświecie zużywając na ten cel skończoną ilość energii.

Interesujące jest dokonanie przybliżonych ocen liczbowych wielkości F_T i E_T . Dzięki (107) całkowita liczba bitów informacji przekazywanych w każdym kanale łączności jest taka sama i rzędu

$$F_T = 10^{29} \xi^{1/2}, \quad (134)$$

jest to ilość informacji wystarczająca do opisanie historii rozwiniętej cywilizacji. By ocenić E_T zakładam, że zarówno nadajnik, jak i odbiornik zawierają 1 kg elektronów, tak że

$$N = N' = 10^{30}. \quad (135)$$

Wówczas (133) wraz ze (105) dają

$$E_T = 10^{23} (e^n \sin^2 \eta) \text{ ergów}. \quad (136)$$

Wielkość ta jest rzędu $10^9 W \cdot \text{rok}$, a więc według standardów astronomicznych skrajnie mała. Społeczeństwu dysponującemu zasobami energii gwiazdy typu Słońca, około $10^{36} W \cdot \text{rok}$, wystarczy tych zasobów na utrzymanie stałych kanałów łączności ze wszystkimi 10^{22} gwiazdami leżącymi wewnątrz sfery $\eta < 1$. Oznacza to, że wszystkie społeczeństwa, których względne przesunięcie ku czerwieni nie przekracza

$$z = e - 1 = 1,718 \quad (137)$$

mogłyby utrzymywać stałą łączność między sobą. Bezpośrednia łączność pomiędzy dwoma bardziej odległymi społeczeństwami byłaby nadmiernie kosztowna. Ze względu na szybki wykładniczy wzrost E_T z η , górna granica sfery bezpośredniej łączności znajduje się w pobliżu $\eta = 10$. Można też łatwo, bez wydatkowania dużej ilości energii, przekazywać informacje na odległości większe niż $\eta = 10$, jeżeli kilka społeczeństw wzdłuż trasy służyć będzie jako stacje przekaźnikowe, kolejno odbierające, wzmacniające i retransmitujące sygnały. W ten sposób informacja mogłaby być przekazywana na dowolnie wielkie odległości. Każde społeczeństwo we Wszechświecie mogłoby dzięki temu nawiązać kontakt z każdym innym.

Jak już wspominałem w pierwszym wykładzie (równanie (11)), liczba galaktyk leżących w kuli $\eta < \psi$ rośnie dla dużych ψ jak $e^{2\psi}$. Tak więc kiedy spróbujemy nawiązać łączność pomiędzy odległymi społeczeństwami, pojawi się poważny problem selekcji. Jest zbyt wiele galaktyk bardzo odległych. Której z nich powinniśmy nasłuchiwać? Do której z nich powinniśmy kierować sygnały? Im doskonalsze będą nasze środki łączności, tym większe będziemy mieć trudności przy decydowaniu, z których kanałów łączności zrezygnować.

Podsumowując, chciałbym podkreślić, że nie przedstawiłem żadnego rozstrzygającego dowodu stwierdzenia, iż przekaz nieskończonej ilości informacji za cenę zużycia skończonej ilości energii jest możliwy. Rozstrzygający dowód wymagałby przedstawienia szczegółowego projektu nadajnika i odbiornika i zademonstrowania, że mogą one pracować tak jak sobie wyobrażam. Nie próbowałem nawet zaprojektować *hardware* dla mojego systemu łączności. Jedyne co zrobiłem, to pokazałem, że układ nadawczo-odbiorczy, pracujący według moich koncepcji, nie znajduje się w jawnej sprzeczności ze znanymi prawami fizyki i teorii informacji.

Wszechświat, który powierzchownie przebadalem w tych wykładach, różni się bardzo od Wszechświata, jaki miał na myśli Steven Weinberg mówiąc, „im bardziej Wszechświat wydaje się możliwy do ogarnięcia rozumem, tym bardziej wydaje się bezcelowy”. Znalazłem Wszechświat, którego bogactwo i złożoność rosną nieograniczenie, Wszechświat, w którym życie może trwać wiecznie i poprzez niewyobrażalne obszary przestrzeni i czasu informować o swym istnieniu sąsiadów. Czyj Wszechświat jest bliższy prawdy, Weinberga czy mój? Dowiemy się o tym w niedalekiej przyszłości.

Niezależnie od tego, czy szczegóły moich rachunków okażą się poprawne, czy też nie, wydaje mi się, że wykazałem, iż istnieją poważne przyczyny naukowe, by traktować serio możliwość, że życie rozumne będzie w stanie dopasować ten nasz Wszechświat do swoich własnych celów. Jak pisał przed przeszło pięćdziesięciu laty biolog Haldane [31], „umysł ludzki jest słaby i są chwile, kiedy nie wytrzymuje niezmierzonej ilości swoich własnych wymagań. Ale nawet wówczas:

Chociaż w czarnym humorze chyli się i gnie,
Wiem, że grzmi na bogów,
Oczekując ostatniego zaćmienia”.

Tłumaczył Leszek M. Sokołowski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Literatura

- [1] S. Weinberg, *The First Three Minutes*, Basic, New York 1977; wyd. polskie: *Pierwsze trzy minuty*, Iskry, Warszawa 1980 (tłum. Aleksander Blum).
- [2] R. A. Alpher, R. C. Herman, G. Gamow, *Phys. Rev.* **74**, 1198 (1948).
- [3] A. A. Penzias, R. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
- [4] M. J. Rees, *Observatory* **89**, 193 (1969).
- [5] P. C. W. Davies, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **161**, 1 (1973).
- [6] J. N. Islam, *Q. J. R. Astron. Soc.* **18**, 3 (1977).
- [7] J. N. Islam, *Sky Telesc.* **57**, 13 (1979).
- [8] J. D. Barrow, F. Tipler, *Nature (London)* **276**, 453 (1978).
- [9] J. Monod, *Chance and Necessity*, Knopf, New York; oryginał *Le Hasard et la Nécessité*, Editions du Seuil, Paris 1970.
- [10] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, Wiley, New York 1972, rozdz. 15.
- [11] J. R. Gott III, J. E. Gunn, D. N. Schramm, B. Tinsley, *Astrophys. J.* **194**, 543 (1974).
- [12] J. R. Gott III, J. E. Gunn, D. N. Schramm, B. M. Tinsley, *Sci. Am.* **234**, 62, (March 1976).
- [13] K. Gödel, *Monatsh. Math. Phys.* **38**, 173 (1931).
- [14] E. Nagel, J. Newman, *Sci. Am.* **194**, 71 (June 1956).
- [15] T. Wright, *An Original Theory or New Hypothesis of the Universe, 1750*, fascimile reprint with introduction by M. A. Hoskin, Mac Donald, London, American Elsevier, New York, 1971.
- [16] F. J. Dyson, *Aspects of Quantum Theory*, wyd. A. Salam i E. P. Wigner, Cambridge University Press 1972, rozdz. 13.
- [17] F. J. Dyson, *Variation of Constants*, w *Current Trends in the Theory of Fields*, wyd. J. E. Lannutti i P. K. Williams, American Inst. of Physics, New York 1978, p. 163—167.
- [18] A. I. Shlyakhter, *Nature* **264**, 340 (1976).

- [19] M. Maurette, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 319 (1976).
- [20] Y. B. Zeldovich, *Sov. Phys.-JETP* **45**, 9 (1977).
- [21] G. Feinberg, M. Goldhaber, G. Steigman, *Multiplicative Baryon Number Conservation and the Oscillation of Hydrogen into Antihydrogen*, Columbia University Preprint CU—TP—117, 1978.
- [22] W. P. Kropp, F. Reines, *Phys. Rev.* **137**, 740 (1965).
- [23] D. V. Nanopoulos, *Protons are not Forever*, Harvard Preprint HUTP-78/AO62, 1978.
- [24] J. C. Pati, *Grand Unification and Proton Stability*, University of Maryland Preprint No. 79—171, 1979.
- [25] M. S. Turner, D. Schramm, *The Origin of Baryons in the Universe and the Astrophysical Implications*, E. Fermi Institute Preprint No. 79—10, 1979.
- [26] S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [27] B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, J. A. Wheeler, *Gravitation Theory and Gravitational Collapse*, Univ. of Chicago Press 1965, rozdz. 11.
- [28] F. Hoyle, *The Black Cloud*, Harper, New York 1957.
- [29] K. Čapek, *R. U. R.*, tłum. P. Selver, Doubleday, Garden City, N. Y. 1923.
- [30] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, „Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems”, *Handb. Phys.* **35**, 334—348 (1957).
- [31] J. B. S. Haldane, *Daedalus, or Science and the Future*, Kegan Paul, London 1924.

R Ó Ż N E

Jerzy Michał Massalski

Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

Legalne jednostki miar

Legal Physical Units

Abstract: Definitions of the SI units and the legal status of these units in Poland are presented.

Jeszcze przed dwudziestu laty w nauczaniu, działalności naukowej i gospodarce narodowej były w użyciu różne układy jednostek miar: cgs, mksA, ciężarowy (m, kG, s). Poza tym używano jednostek niespójnych z żadnym z tych układów, jak np. kaloria, °C, atmosfera, koń mechaniczny, mm Hg. W krajach anglosaskich w powszechnym użyciu były brytyjskie jednostki miar.

Ta różnorodność stwarzała duże trudności zarówno w nauczaniu, w gospodarce narodowej, jak i w kontaktach między poszczególnymi dyscyplinami naukowymi, w handlu i innych kontaktach międzynarodowych.

W celu ujednoczenia jednostek miar w poszczególnych krajach i na arenie międzynarodowej Międzynarodowy Komitet Metrologii Ustawodawczej na plenarnym posiedzeniu odbyтым dnia 17 października 1958 r. zatwierdził projekt układu SI (Système International, International System).

W wykazie literatury przytoczono w kolejności chronologicznej podstawowe dokumenty prawne regulujące sprawę wprowadzenia Układu SI w Polsce [1—5] (patrz także [6]).

W rozporządzeniu Rady Ministrów PRL z dnia 23 czerwca 1966 r. [1] w § 1.1 czytamy: „Ustala się jako legalne jednostki miar — jednostki Międzynarodowego Układu Jednostek (SI)...” Natomiast § 3 zarządzenia nr 65 Prezesa Polskiego Komitetu Normalizacji i Miar [4] brzmi: „Wprowadzenie jednostek SI powinno być zakończone w terminie do dnia 31 grudnia 1979 r.”

Układ SI jest układem uniwersalnym, może być stosowany we wszystkich dziedzinach ludzkiej działalności, bez konieczności użycia jednostek miar nie należących do układu

SI. Dla wygody, uwzględniając wielowiekową tradycję, pozostawiono 30 jednostek (i ich pochodnych) nie należących do układu SI, które łącznie z układem SI stanowią legalne jednostki miar [1, 3].

Mimo że obowiązuje stosowanie legalnych jednostek miar, realizacja tego obowiązku nie jest zadawalająca i tym należy tłumaczyć powstanie tego krótkiego opracowania.

1. Jednostki SI

Wprowadzenie układu SI jest akcją międzynarodową, realizowaną przez administrację państwową państw należących do Międzynarodowej Konwencji Metrycznej. Akcja ta jest także koordynowana przez RWPG. Zgodnie z obowiązującymi rozporządzeniami w Polsce układ SI obowiązuje w całej gospodarce narodowej od dnia 1 stycznia 1980 roku.

Jednostkami SI są podane poniżej jednostki podstawowe (tab. 1) i uzupełniające (tab. 2) [2] oraz [3] pochodne jednostki SI (wyrażalne poprzez iloczyny i ilorazy jednostek SI podstawowych i uzupełniających).

Tabela 1. Podstawowe jednostki SI

Wielkość, oznaczenie	Jednostka miary	
	nazwa	oznaczenie
długość, l, b, h, r, d, L, s	metr	m
masa, m, M	kilogram	kg
czas, t, T	sekunda	s
natężenie prądu elektrycznego I	amper	A
temperatura T, θ	kelwin	K
liczność (ilość) materii	mol	mol
światłość I, J	kandela	cd

Tabela 2. Uzupełniające jednostki SI

Wielkość, oznaczenie	Jednostka miary	
	nazwa	oznaczenie
kąt płaski	radian	rad
kąt bryłowy	steradian	sr

Wskutek szerokiego rozpowszechnienia nazw kilogram i mol, zachowano nazwy tych jednostek w układzie SI, z tym zastrzeżeniem, że kilogram ma nazwę złożoną. Pociągnęło to za sobą pozostawienie wśród jednostek legalnych tony (równiej 1 Mg), jednostki

nie należącej do SI. Ponieważ z jednostką mol wiąże się duża tradycja wśród chemików, jednostka ta zachowała znaczenie zgodne z tą tradycją (mimo że nawiązuje ona bezpośrednio do układu cgs).

Oprócz jednostek wielkości wprowadzono także międzynarodowe oznaczenia samych wielkości fizycznych [7]. Co pewien czas przeprowadza się weryfikację podstawowych stałych fizycznych. Ostatnia weryfikacja miała miejsce w roku 1978 [8].

1.1. Definicje jednostek podstawowych i uzupełniających układu SI (wg zarządzenia PPKNiM z dnia 5 stycznia 1976 r.) [3]

1. Metr jest to długość równa 1 650 763,73 długości fali w próżni promieniowania odpowiadającego przejściu między poziomami $2p_{10}$ a $5d_5$ atomu ^{86}Kr .

2. Kilogram jest to masa międzynarodowego wzorca tej jednostki masy przechowywanego w Międzynarodowym Biurze Miar w Sèvres.

3. Sekunda jest to czas równy 9 192 631 770 okresów promieniowania odpowiadającego przejściu między dwoma nadsubtelnymi poziomami stanu podstawowego atomu ^{133}Cs .

4. Amper jest to natężenie prądu elektrycznego h ie zmieniającego się, który płynąc w dwóch równoległych prostoliniowych, nieskończenie długich przewodach o przekroju kołowym, znikomo małym, umieszczonych w próżni w odległości 1m od siebie — wywołałby między tymi przewodami siłę $2 \cdot 10^{-7}$ N na każdy metr długości.

5. Kelwin jest to $1/273,16$ temperatury termodynamicznej punktu potrójnego wody. Stosuje się do wyrażania temperatury termodynamicznej T i różnicy temperatur.

6. Mol jest to liczność (ilość) materii występująca, gdy liczba cząstek jest równa liczbie atomów zawartych w masie 0,012 kg (kilograma) ^{12}C . Przy stosowaniu mola należy określić rodzaj cząstek. Mogą nimi być: atomy, molekuly, jony, elektrony, inne cząstki albo określone zespoły takich cząstek.

7. Kandela jest to światłość, jaką ma w kierunku prostopadłym powierzchnia $1/600\,000$ m² promiennika zupełnego w temperaturze krzepnięcia platyny pod ciśnieniem 101 325 Pa.

8. Radian jest to kąt płaski, zawarty między dwoma promieniami koła, wycinającymi z jego okręgu łuk o długości równej promieniowi tego koła.

9. Steradian jest to kąt bryłowy o wierzchołku w środku kuli, wycinający z jej powierzchni część równą powierzchni kwadratu o boku równym promieniowi tej kuli.

1.2. Zasady wyrażania dziesiętnych wielokrotności i podwielokrotności jednostek miar

Dziesiętne wielokrotności i podwielokrotności jednostki miary można wyrazić przez dołączenie do nazwy prostej (lub oznaczenia) jednostki miary jednego z przedrostków (lub ich oznaczeń) wyrażających mnożniki dziesiętne, a zawartych w tabeli 3. Przedrostek umieszcza się bezpośrednio bez przerwy oddzielającej przed nazwą jednostki miary. Pisz się go w druku czcionką prostą.

Wyrażony przedrostek-mnożnik odnosi się do jednostki miary w potęgze pierwszej. Wykładnik potęgowy przy jednostce miary dotyczy również mnożnika wyrażonego przedrostkiem, np. $\text{mm}^2 = (10^{-3}\text{m})^2 = 10^{-6}\text{m}^2$.

Tabela 3. Dziesiętne wielokrotności i podwielokrotności jednostek miar

Przedrostek	Oznaczenie	Mnożnik	Przedrostek	Oznaczenie	Mnożnik
eksa	E	10^{18}	decy	d	10^{-1}
peta	P	10^{15}	centy	c	10^{-2}
tera	T	10^{12}	mili	m	10^{-3}
giga	G	10^9	mikro	μ	10^{-6}
mega	M	10^6	nano	n	10^{-9}
kilo	k	10^3	piko	p	10^{-12}
hekto	h	10^2	femto	f	10^{-15}
deka	da	10^1	atto	a	10^{-18}

Nazwy i oznaczenia dziesiętnych wielokrotności i podwielokrotności jednostek miar mogą być użyte do tworzenia nazw i oznaczeń złożonych, np. 1 kW/mm^2 (równiej 10^9 W/m^2).

Kilogram, mimo że jest jednostką podstawową, nie jest jednostką o nazwie prostej. Wielokrotności i podwielokrotności dziesiętne kilograma wyraża się przez dołączenie przedrostków do słowa gram (oznaczenie — g).

Pozostałe jednostki podstawowe m, s, A, T, mol, cd oraz uzupełniające (rad, sr) mają nazwę prostą.

Tabela 4 przedstawia pochodne jednostki SI o nazwie prostej.

Tabela 4. Jednostki pochodne układu SI o nazwie prostej

Nazwa	Oznaczenie i definicja	Jednostka
herc	$\text{Hz} = 1/\text{s}$	częstotliwości
niuton	$\text{N} = \text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}$	siły
paskal	$\text{Pa} = \text{N}/\text{m}^2$	ciśnienia
dżul	$\text{J} = \text{N} \cdot \text{m}$	energii, pracy, ilości ciepła
wat	$\text{W} = \text{J}/\text{s}$	mocy, strumienia promieniowania
kulomb	$\text{C} = \text{s} \cdot \text{A}$	ładunku, ilości elektryczności
wolt	$\text{V} = \text{W}/\text{A}$	napięcia, potencjału elektrycznego, siły elektromotorycznej
farad	$\text{F} = \text{C}/\text{V}$	pojemności
om	$\Omega = \text{V}/\text{A}$	oporu elektrycznego
simens	$\text{S} = \Omega^{-1}$	przewodności elektrycznej
weber	$\text{Wb} = \text{V} \cdot \text{s}$	strumienia magnetycznego
tesla	$\text{T} = \text{Wb}/\text{m}^2$	gęstości strumienia magnetycznego
henr	$\text{H} = \text{V} \cdot \text{s}/\text{A}$	samoindukcji
lumen	$\text{lm} = \text{cd} \cdot \text{sr}$	strumienia światła
lux	$\text{lx} = \text{lm}/\text{m}^2$	natężenia światła
bekerelel	$\text{Bq} = 1/\text{s}$	aktywności źródła promieniotwórczego
grej	$\text{Gy} = \text{J}/\text{kg}$	dawki pochłoniętej

1.3. Wartości liczbowe ε_0 i μ_0

Wartości liczbowe przenikalności magnetycznej próżni μ_0 oraz przenikalności elektrycznej próżni ε_0 wynikają z definicji ampera oraz z równań Maxwella.

Wartość μ_0 otrzymujemy z definicji ampera, korzystając z prawa Ampera oraz wzoru na siłę Ampera F

$$\oint B dI = \mu_0 I, \quad B = \mu_0 I / 2\pi l,$$

$$F = I(L \times B), \quad F = I L \mu_0 I / 2\pi l.$$

Z definicji ampera przy wartości $l = 1 \text{ m}$, $L = 1 \text{ m}$, $I = 1 \text{ A}$, $F = 2 \cdot 10^{-7} \text{ N}$ otrzymujemy

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{m}}$. Dla określenia wartości ε_0 skorzystamy z równań Maxwella

$$\oint H dI = +I \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \iint E dS, \quad \oint E dI = -\mu_0 \frac{d}{dt} \iint H dS.$$

Równania wymiarowe dla powyższych równań są następujące:

$$[H]L = [I] = [\varepsilon_0 E]L^2T^{-1}, \quad [E]L = [V] = [\mu_0 H]L^2T^{-1}.$$

Po pomnożeniu powyższych równości stronami i uproszczeniu

$$\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{L^2}{T^2} = c^2, \quad \left(\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2 \right)$$

i dalej

$$\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2} \approx \frac{10^{-9} \text{ F}}{36\pi \text{ m}}, \quad \varepsilon_0 = 8,85 418 782 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}.$$

1.4. Racjonalizacja układu SI

Międzynarodowy Komitet Elektrotechniczny w roku 1935 przyjął za obowiązujący układ mksA, który został zaproponowany przez Giorgiego w roku 1901, zaś w roku 1904 Giorgi wprowadził racjonalizację układu mksA. Po raz pierwszy racjonalizację układu jednostek zaproponował dla układu cgs fizyk i matematyk angielski Oliver Heaviside w roku 1882, lecz ta propozycja nie przyjęła się. Układ SI opiera się na zracjonalizowanym układzie mksA, jest więc układem zracjonalizowanym. Racjonalizacja polega na wprowadzeniu do wzorów współczynnika 4π tam, gdzie to wynika z geometrii zagadnienia. Wówczas, gdy mamy do czynienia z symetrią kulistą, we wzorach pojawia się czynnik 4π , reprezentujący pełny kąt bryłowy (np. we wzorze na natężenie pola ładunku punktowego). Czynniki 4π występujący we wzorach układu niezracjonalizowanego, znikają w odpowiednich wzorach układu zracjonalizowanego, np. we wzorze na pojemność kondensatora płaskiego nie ma współczynnika 4π w układzie SI, natomiast pojawia się on w układzie cgs. W przypadku symetrii walcowej, we wzorach układu SI pojawia się czynnik 2π . Poniżej podajemy, w charakterze ilustracji, kilka prostych wzorów w układzie SI.

$F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ prawo Coulomba; $F = Q \cdot E$; $\iint D \cdot dS = Q$ prawo Gaussa;

$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi l}$ prawo Lorentza; $B = \mu_0 I / 2\pi l$ prawo Ampera;

$\Pi = E \times H$ wektor Poyntinga; $L = \mu_0 N^2 S / l$ współczynnik samoindukcji;

$C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$ pojemność kondensatora płaskiego; $\epsilon_r = 1 + \chi_e$, $D = \epsilon_0 E + P$,

$\mu_r = 1 + \chi_m$, $B = \mu_0 H + J$;

$p_m = IS$ moment magnetyczny; $U = -p_m \cdot B$ energia dipola w polu magnetycznym

$\tau = p_m \times B$ moment siły; $U = -p_e \cdot E$ energia dipola w polu elektrycznym.

Układ SI wyróżnia wśród wielkości magnetycznych indukcję magnetyczną B , której definicja wynika ze wzoru na siłę Lorentza $F = Q(v \times B)$.

1.5. Spójność układu SI

Jednostki SI: m, kg, s, A i zbudowane na nich jednostki pochodne, są wielokrotnością albo podwielokrotnością jednostek układu cgs (1A = 0,1 jedn. nat. prądu w układzie cgs).

Jednostki SI: kelwin, mol, kandela, radian, steradian mogą być używane z powodzeniem również w powiązaniu z układem cgs.

Mimo powyższych prostych powiązań między układami SI i cgs, układ SI różni się zasadniczo od układu cgs, ponieważ

- 1) jest zracjonalizowany,
- 2) ϵ_0 i μ_0 są wielkościami mianowanymi o konkretnych różnych wartościach liczbowych. (Z powyższego wynikają współczynniki przeliczenia pomiędzy jednostkami SI oraz cgs).
- 3) Układ SI jest układem spójnym, obejmuje wszystkie działy fizyki oraz techniki i nie wymaga stosowania jednostek niespójnych z SI. Układ cgs o trzech jednostkach podstawowych: cm, g, s jest także układem spójnym, lecz nie obejmuje tak szerokiego zakresu stosowalności co układ SI. Oczywiście cgs można byłoby uzupełnić o dalsze jednostki podstawowe i uzupełniające: kelwin, mol, kandela, radian, steradian, lecz nie zostało to uczynione.

W związku z tym warto zapamiętać następujące wartości liczbowe pozwalające na przeliczenie jednostek niespójnych na jednostki układu SI:

$$1 \text{ mm Hg} = 1 \text{ Torr} = 133,3224 \text{ Pa},$$

$$1 \text{ atm} = 1013,25 \text{ hPa},$$

$$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa},$$

$$1 \text{ mm H}_2\text{O} = 9,80665 \text{ Pa},$$

$$1 \text{ cal} = 4,184 \text{ J}.$$

Ponieważ kaloria jest jednostką nielegalną, warto zapamiętać także następujące wartości liczbowe:

$$\text{ciepło właściwe wody } c_w = 4,184 \times 10^3 \text{ J/kg K},$$

$$\text{ciepło topnienia lodu } 80 \frac{\text{cal}}{\text{g}} = 3,347 \times 10^5 \text{ J/kg},$$

ciepło parowania wody $539 \frac{\text{cal}}{\text{g}} = 2,255 \times 10^6 \text{ J/kg}$,

ciepło spalania węgla $8000 \frac{\text{kcal}}{\text{kg}} = 3,347 \times 10^7 \text{ J/kg}$.

2. Legalne jednostki miar

Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 17 października 1975 r. w sprawie ustalenia legalnych jednostek miar [2] ustala jako legalne jednostki układu SI. Odnośnie do innych legalnych jednostek, nie należących do układu SI, w § 3 wspomnianego rozporządzenia czytamy:

„Legalnymi jednostkami miar nie należącymi do układu SI są:

1. jednostki miar wymienione poniżej (tab. 5),

Tabela 5. Jednostki miar

Wielkość	Jednostka miary		
	nazwa	oznaczenie	
masa	tona	t	
czas	minuta	min	
	godzina	h	
	doba	d	
	dzień		
	tydzień		
	miesiąc	jednostki kalendarzowe	
	kwartał		
rok	a, r		
powierzchnia	hektar	ha	
objętość	litr	l	
temperatura	stopień Celsjusza	°C	
kąt płaski	stopień	°	
	minuta	'	
	sekunda	"	
	grad	... ^g	
energia	elektronowolt	eV	
masa atomowa	jednostka masy atomowej	u	
długość	jednostka astronomiczna długości	AU, UA	
	parsek	pc	

2. jednostki miar pochodne, wyrażalne za pomocą iloczynów i ilorazów jednostek miar wymienionych w pkt 1 lub jednostek miar wymienionych w pkt 1 i jednostek SI”.

Tabela 5 została uzupełniona zarządzeniem Prezesa Polskiego Komitetu Normalizacji i Miar z dnia 5 stycznia 1976 r. (Załącznik nr 1). Tabela 6 zawiera te uzupełnienia [3].

Tabela 6. Uzupełnienia wykazu jednostek miar

Nr	Wielkość	Jednostka miary	
		nazwa	oznaczenie
34	Moc bierna	war	var
36	Poziom (bezwzględny) mocy elektrycznej	bel	B
38	Poziom (bezwzględny) napięcia elektrycznego	bel	B
40	Tłumiennosc	bel	B
44	Poziom (bezwzględny) ciśnienia akustycznego	bel	B
46	Poziom głośności	fon	fon
47	Interwał częstotliwości	oktawa	
48		dekada	
52	pH, wykładnik stężenia jonów wodoru	jedność	1
53	Stosunek dwóch wartości tej samej wielkości	jedność	1
54		procent	%
55	Ilość informacji	promil	‰
56		bit	bit
58	Zdolność skupiająca układu optycznego	dioptria	

3. Międzynarodowa Praktyczna Skala Temperatur (MPST) [9]

Kelwin został określony w skali termodynamicznej. W roku 1948 wprowadzono MPST, w latach 1960, 1968, oraz 1975 skalę tę udoskonalono.

Pomiary w MPST są łatwe do przeprowadzenia i posiadają wysoką odtwarzalność. Używa się zarówno Międzynarodowej Praktycznej Temperatury Kelwina T_{68} oraz Międzynarodowej Praktycznej Temperatury Celsjusza t_{68} .

MPST—68 opiera się na zadanych wartościach temperatury pewnej liczby odtwarzalnych stanów równowagi, np. punkty potrójne wodoru, helu, wody, argonu, punkt wrzenia neonu, wody, punkt krzepnięcia cyny, cynku, srebra, złota, i na przyrządach standardowych przekalibrowanych w tych temperaturach.

Literatura

- [1] Ustawa z dnia 17 czerwca 1966 r. o miarach i narzędziach pomiarowych. *Dziennik Ustaw* z dnia 23 czerwca 1966 r., nr 23, poz. 148.
- [2] Rozporządzenie Rady Ministrów z dnia 17 października 1975 r. w sprawie ustalenia legalnych jednostek miar, *Dziennik Ustaw* z dnia 30 października 1975 r. nr 35, poz. 192.
- [3] Zarządzenie Prezesa Polskiego Komitetu Normalizacji i Miar z dnia 5 stycznia 1976 r. w sprawie ustalenia definicji, nazw i oznaczeń jednostek miar, *Monitor Polski* z dnia 9 lutego 1976 r. nr 4, poz. 19.
- [4] Zarządzenie nr 65 Prezesa Polskiego Komitetu Normalizacji i Miar z dnia 24 maja 1976 r. w sprawie ustalenia ogólnego programu wprowadzenia jednostek miar Międzynarodowego Układu Jednostek (SI) do stosowania w gospodarce narodowej, *Dziennik Normalizacji i Miar* z dnia 20 lipca 1976 r., nr 15, poz. 49.

- [5] Wytyczne Prezesa Polskiego Komitetu Normalizacji i Miar z dnia 12 czerwca 1976 r. w sprawie wprowadzenia jednostek miar Międzynarodowego Układu Jednostek (SI) do stosowania w gospodarce narodowej i opracowania programów resortowych tego procesu, *Dziennik Normalizacji i Miar* z dnia 20 lipca 1976 r. nr 15, poz. 50.
- [6] D. Kałużko, J. W. Szamotulski, *SI legalne jednostki miar*, Wydawnictwa Normalizacyjne, Warszawa 1978.
- [7] *Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, Document U. I. P. 20 (1978) — International Union of Pure and Applied Physics S. U. N. Commission, także *Physica* 93A, 1 (1978).
- [8] E. R. Cohen, D. N. Taylor, „Last-Squares Adjustment of the Fundamental Constants”, *J. Phys. Chem., Ref. Data* 2, 663 (1973).
- [9] *The International Practical Temperature Scale of 1968. Amended Edition of 1975*, Metrologia, Springer Verlag 1976.

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

XXI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Paryżu

XXI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii, zorganizowana pod auspicjami Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), odbyła się w dniach od 26 do 31 lipca 1982 r. w Paryżu. Poprzednia konferencja odbyła się dwa lata temu w Madison. Siedzibą Konferencji był Wydział Prawa Uniwersytetu Paryskiego, który ze swoimi olbrzymimi salami wykładowymi okazał się idealnym miejscem do odbycia Konferencji. W Konferencji wzięło bowiem udział około 1200 fizyków z 45 krajów, w tym 15 fizyków z Polski. Należy w tym miejscu docenić ogrom pracy Komitetu Organizacyjnego, który zapewnił sprawny przebieg tak dużej Konferencji.

Otwarcia Konferencji dokonał Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego prof. Marcel Froissart z Collège de France. W czasie pierwszej połowy Konferencji uczestnicy mogli zapoznać się z najnowszymi osiągnięciami prac teoretycznych i wynikami prac doświadczalnych. Przedstawione były one na sesjach tematycznych odbywających się niestety równolegle. Omówione zostały następujące zagadnienia: fizyka e^+e^- , fizyka zderzeń leptonów z hadronami, fizyka energii akceleratorowych i promieni kosmicznych, teorie zunifikowane, chromodynamika kwantowa, spektroskopia nowych cząstek, rozpady i oddziaływania słabe nowych cząstek, metody nieperturbacyjne w teorii pola, egzotyka (aksjon, monopole, oscylacje neutrin itp.), twarde zderzenia hadronów, miękkie zderzenia hadronów, teorie na siatkach, rozpad protonu, nowe techniki doświadczalne, supersymetrie oraz modele złożonych kwarków i leptonów.

Nie sposób omówić tutaj wszystkich referatów wygłoszonych na sesjach równoległych, gdyż było ich 168. Warto jednak zwrócić uwagę na ciekawsze doniesienia, czy też może na brak doniesień. Powszechnie sądzono, że najjaśniejszymi punktami Konferencji będą pierwsze informacje o odkryciu bozonów pośredniczących oddziaływań słabych oraz rozstrzygające informacje o rozpadzie protonu. Oczekiwania te niestety nie sprawdziły się i stąd pewna atmosfera rozczarowania wśród uczestników, a nawet stwierdzenia niektórych z nich, że Konferencja była nieciekawa.

Obecny stan badań nad rozpadem protonu przedstawili W. Marciano, K. Menon, E. Fiorini i M. Marshak. W ramach modelu minimalnego SU (5) z trzema generacjami fermionów, oszacowanie czasu życia protonu wynosi $\tau \approx 2 \cdot 10^{29.0 \pm 1.7}$ lat. Uwzględnienie większej liczby generacji fermionów lub szerszego sektora Higgsa może zwiększyć czas życia o czynnik 5 do 6. Na podstawie 3 przypadków, które można zinterpretować jako rozpady protonu, zaobserwowanych w obszarze centralnym detektora w kopalni Kolar (Indie) otrzymano $\tau^{\text{exp}} \gtrsim 7.5 \cdot 10^{30}$ lat. Uwzględniając dalsze trzy przypadki z obszaru peryferyjnego detektora w tym samym doświadczeniu otrzymano $\tau^{\text{exp}} \gtrsim 6 \cdot 10^{30}$ lat. Tuż przed Konferencją zaobserwowano również jeden przypadek zinterpretowany jako rozpad protonu w doświadczeniu wykonanym w tunelu pod Mont Blanc. Przygotowane obecnie nowe doświadczenia powinny podnieść dolną granicę czasu życia protonu do 10^{31} — 10^{33} lat (lub też zmierzyć czas życia, jeśli jest tego rzędu). Pozwoli to na zweryfikowanie niektórych modeli unifikujących. Ciekawe w tym kontekście było wystąpienie C. Callana, który dyskutował ideę zaproponowaną niezależnie przez Rubakowa o możliwości rozpadu protonu na skutek zderzenia z monopolem magnetycznym. Proces taki zachodziłby z przekrojem czynnym typowym dla oddziaływań silnych, co oznacza, że monopol poruszający się z prędkością 10^{-3} — 10^{-4} c powodowałby rozpad nukleonów średnio co 0.5—1 m.

Przejdę teraz do krótkiego omówienia referatów plenarnych, które wypełniły drugą część Konferencji. Celem tych referatów było podsumowanie postępu dokonanego w okresie ostatniego roku w różnych dziedzinach badań fizyki wysokich energii i próba wskazania kierunków rozwoju.

E. Bloom przedstawił obecny stan wiedzy o spektroskopii nowych cząstek. Jeśli chodzi o kwarkonia, to modele potencjalne dosyć dobrze opisują ich widmo mas i stosunki rozpadów. Pojawia się możliwość

zaobserwowania efektów słabych w rozpadach Υ . O wiele bardziej ciekawie i kontrowersyjnie przedstawia się sytuacja z gluoniami i mezonami gluonowymi. Istnienie ich nie zostało jeszcze definitywnie stwierdzone, chociaż istnieje paru kandydatów $Z(1440)$, $\theta(1700)$, $g_T(2160)$, $g'_T(2310)$. Potrzeba więcej danych doświadczalnych oraz ostrych kryteriów teoretycznych pozwalających na identyfikację gluonium.

C. Rebbi przedstawił sytuację w teoriach z cechowaniem na siatkach. Wskazał na ostatnie sukcesy w obliczeniach numerycznych mas cząstek oraz na postęp w uwzględnieniu fermionów. Problemem numer jeden pozostaje nadal zrozumienie granicy ciągłej teorii.

L. Lederman przewodniczył bardzo ciekawej dyskusji panelowej na temat nowych technik akceleratorowych. Warto odnotować dwie tendencje, jakie wyłoniły się w dyskusji: powrót do tańszych akceleratorów liniowych (koszty rosną liniowo z energią, podczas gdy dla pierścieni koszty rosną z kwadratem energii) oraz potrzeba wynalezienia nowych technik (ale nie niskotemperaturowych jako zbyt kosztownych) pozwalających na uzyskanie przyspieszeń rzędu dziesiątków GeV na metr bieżący akceleratora. Pozwoliłoby to na budowę akceleratorów rozsądnych rozmiarów rzędu dziesiątków TeV.

G. Kalmus dokonał przeglądu rozpadów słabych nowych cząstek. Wszystkie dane doświadczalne są zgodne z założeniem, że lepton τ jest wraz ze swoim neutrinem (choć jeszcze nie zaobserwowanym bezpośrednio) członkiem słabego dubletu z uniwersalnym sprzężeniem do słabych prądów naładowanych. Pojawiły się dane dotyczące czasu życia mezonu B : $\tau_B < 1,4 \cdot 10^{-12}$ s (grupa eksperymentalna JADE) i $\tau_B < 3,7 \cdot 10^{-12}$ s (grupa eksperymentalna MAC). Precyzyjny pomiar τ_B pozwoli odróżnić standardowy model sześciokwarkowy od modelu pięciokwarkowego. Zagadka czasów życia mezonów D^0 i D^+ wydaje się rozwiązywać: obecnie oszacowanie doświadczalne daje $\tau_{D^+}/\tau_{D^0} = 2.2^{+0.9}$.

F. Halzen omówił produkcję ciężkich kwarków. Ciągłe niejasny jest mechanizm produkcji pary mionów tego samego znaku w zderzeniach neutrin z hadronami oraz brak jest naturalnego wytłumaczenia asymetrii $\nu_e/\bar{\nu}_\mu$ obserwowanej w tzw. doświadczeniach *beam dump*.

L. Maiani podsumował obecną wiedzę o rozpadach nowych cząstek i sformułował wiele ciekawych pytań, na które doświadczenie powinno wkrótce udzielić odpowiedzi. W szczególności, precyzyjne pomiary czasów życia τ , D^+ , D^0 , F , A_c oraz półleptonowych stosunków rozpadów dostarczą informacji o kątach mieszania Kobayashi-Maskawy. Bardzo ważne jest ustalenie, czy kwark t (top) istnieje. Maiani wskazał również na możliwość bezpośredniego sprawdzenia uniwersalności e/μ w rozpadach cząstek powolnych.

G. Wolf skoncentrował się na omówieniu produkcji i fragmentacji dżetów. W zderzeniach e^+e^- bezspornie widać trzy dżety produkowane w stanie końcowym oraz obserwuje się efekty świadczące o produkcji czwartego dżetu. Również w zderzeniach hadronów przy najwyższych energiach dostępnych obecnie w SPS obserwuje się produkcję dżetów. Doświadczenia z głęboko nieelastycznym rozpraszaniem leptonów na hadronach pokazują, że fragmentacja dżetów dwukwarkowych jest różna od fragmentacji dżetów jednokwarkowych oraz że nie jest niekoherentną sumą fragmentacji dwu dżetów jednokwarkowych. Również fragmentacja dżetów gluonowych jest inna niż dżetów kwarkowych.

D. L. Burke omówił bardzo ciekawy dział fizyki poświęcony zderzeniom dwufotonowym. Te bardzo rzadkie zderzenia pozwalają zbadać strukturę fotonu, dla której teoria oddziaływań kwarków i gluonów — chromodynamika kwantowa QCD — dostarcza jednoznacznych przewidywań. Jest to proces idealny do testowania teorii. Gromadzone obecnie dane doświadczalne są w jakościowej zgodności z przewidywaniami QCD.

P. Fayet i H. Georgi przedyskutowali obecne próby unifikacji oddziaływań słabych, elektromagnetycznych i silnych. W modelach z technikolorem trudność polega na uzgodnieniu widma mas fermionów z nieobecnością neutralnych prądów zmieniających zapach. Modele złożonych kwarków i leptonów nie pozwalają — jak dotąd — na lepsze zrozumienie fermionów (mówi się już o składnikach składników kwarków i leptonów — prepreonach). Supersymetria i supergrawitacja mogą okazać się bardzo płodnymi ideami. Niestety teoria jest tutaj ciągle na poziomie budowania możliwych scenariuszy. Jak zwykle doświadczenie rozstrzygnie, czy te spekulacje teoretyczne są prawdziwe. Obecnie bardzo szybko rozwija się fenomenologia supersymetrii.

H. D. Politzer swoje wystąpienie poświęcił omówieniu zgodności przewidywań QCD z doświadczeniem. Podstawowa trudność w testowaniu QCD polega na tym, że przewidywania QCD muszą być uzupełnione fenomenologicznie o niepoliczalne efekty uwięzienia kwarków. W rzeczywistości testuje się przewidywania

QCD w ramach konkretnego modelu hadronizacji kwarków i gluonów, przy czym warto pamiętać, że „obowiązujące” obecnie modele hadronizacji nie mają nic wspólnego z QCD. Jak powiedział Politzer, QCD już wielokrotnie mogłaby okazać się fałszywa, ale jak dotąd wychodzi zwycięsko z porównania z doświadczeniem. Wskazał też na szereg punktów wymagających dalszych badań: aksjon, masy kwarków, poprawki potęgowe, faktoryzacja osobliwości masowych w zderzeniach hadron-hadron (na sesji równoległej na pytanie, czy osobliwości masowe faktoryzują się, odpowiedzi brzmiały: G. P. Lepage’a — nie, D. A. Rossa — tak, D. Sopera — być może).

V. Telegdi przewodniczył sesji, na której A. Astbury (z grupy eksperymentalnej UA1), J. P. Repellin (UA2), M. Hagenauer (UA4), i P. Carlsson (UA5) przedstawili rezultaty doświadczeń ze zderzeniami antyprotonów z protonami przy energii 540 GeV w układzie środka masy. Najciekawsze wyniki to wzrost z energią elastycznego i całkowitego przekroju czynnego, krotności i średniego pędu poprzecznego produkowanych cząstek oraz wysokości obszaru centralnego w zmiennej *rapidity*. Zaobserwowano również wiele efektów świadczących o twardych zderzeniach składników hadronów — kwarków. Szczególnie spektakularnie wyglądały przypadki produkcji dżetów o energiach rzędu 70 GeV każdy, przedstawione przez grupę UA 2. Nie zaobserwowano efektów świadczących o istnieniu bozonów pośredniczących W^{\pm} i Z^0 oraz przypadków podobnych do tzw. Centauro, obserwowanych w promieniach kosmicznych.

F. Eisele podsumował wiedzę o funkcjach struktury hadronów i fotonu. Sytuacja doświadczalna jest całkiem zadowolająca — nagromadzono bardzo dużo danych doświadczalnych, a obecne kłopoty doświadczalne (błędy systematyczne, kłopoty z normalizacją) są niewielkie w stosunku do postępu, jaki się dokonał w ostatnich latach. Model partonowy z gluonami pracuje bardzo dobrze dla wszystkich procesów twardych zderzeń, a QCD jest jedyną teorią uzasadniającą model partonowy.

M. Davier omawiając najnowsze doświadczenia z elektroslabymi prądami neutralnymi podkreślił, że wszystkie dane doświadczalne są zgodne ze standardowym modelem unifikacyjnym Glashowa, Salama i Weinberga. Oddziaływania prądów słabych w zderzeniach νN są źródłem najlepszego pomiaru kąta Weinberga. Ostatnie bardziej wiarygodne doświadczenia nad łamaniem parzystości w fizyce atomowej pozwalają znacznie rozszerzyć zakres Q^2 , w którym można testować model standardowy. Jednakże podstawowe założenia modelu (faktoryzacja i istnienie bozonów W^{\pm} i Z^0 z odpowiednimi masami oraz istnienie cząstek Higgsa) w niewielkim stopniu są obecnie testowane.

E. Brezin swoje wystąpienie poświęcił nieperturbacyjnym i innym niż Monte-Carlo metodom rachunkowym w teorii pola. W teoriach na siatkach zwrócono uwagę na fakt, że różne całki działania mogą mieć tę samą treść fizyczną w granicy ciągłej. Pozwala to na „poprawianie” całek działania w celu zredukowania wiodących efektów nieistotnych operatorów. Istotny postęp nastąpił w uwzględnieniu fermionów w rachunkach na siatkach. Brezin wspomniał również o nowej statystycznej teorii powierzchni A. Polakowa, który niestety nie przybył na Konferencję.

G. 't Hooft omówił perspektywy rozwoju teorii cząstek elementarnych. Jeśli chodzi o doświadczenie, to czeka nas prawdopodobnie okres bardzo interesujących odkryć W^{\pm} , Z^0 , higgsonów, być może weryfikacja idei supersymetrii i jej sposobów łamania, złożoności kwarków i leptonów. Jeśli chodzi o teorię, to z jednej strony dobrze wiadomo jak budować renormalizowalne teorie z cechowaniem i jak rachować perturbacyjnie w ramach tych teorii, z drugiej strony brak jest zrozumienia mas cząstek i stałych sprzężenia oraz wiarygodnych nieperturbacyjnych metod rachunkowych. 't Hooft przedstawił swoją ideę, że teorią fizyczną jest jedyna w swoim rodzaju teoria z grupą cechowania $SU(N)$ z $N \rightarrow \infty$ przy energii $E \rightarrow \infty$.

Wystąpienie podsumowujące Konferencję należało do C. Rubbia. Przypomniał on najciekawsze doniesienia przedstawione w czasie Konferencji oraz przedstawił własne oceny najbliższej przyszłości fizyki cząstek elementarnych.

W czasie Konferencji odbyła się też sesja plakatowa, na której przedstawiono opisy obecnych doświadczeń, nowych technik doświadczalnych oraz istniejących i projektowanych akceleratorów. Ogółem wystawiono 44 plakaty.

Podsumowując należy uznać, że paryska konferencja była bardzo pożyteczna. Pozwoliła na panoramiczne ujęcie obecnego stanu wiedzy oraz perspektyw rozwojowych wszystkich działów fizyki cząstek elementarnych. Charakterystycznym dla aktualnego rozwoju tej dziedziny wiedzy może być fakt, że na oddziaływania miękkie hadronów poświęcono bardzo mało czasu — dwie sesje równoległe i ani jednej plenarnej. A przecież jest to tematyka, która jeszcze parę lat temu wypełniała całe wielkie konferencje

i sympozja. W teorii dominowały dwa kierunki — supersymetrie i teorie na siatkach, w doświadczeniu — dużo nowych, ciekawych i bardzo precyzyjnych pomiarów oraz brak rewelacyjnych doniesień obalających obowiązujące modele.

Jan Kalinowski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

O pracach nad dydaktyką fizyki jako dyscypliną studiów wyższych — Seminarium w Opolu

O dydaktyce fizyki jako przedmiocie nauczania mówiło się i pisało do tej pory niewiele¹. Znane są natomiast wypowiedzi dotyczące poglądów na dydaktykę fizyki jako dyscyplinę naukową. Poszukiwania cech dydaktyki fizyki jako dyscypliny naukowej trwają i pewnie będą trwać jeszcze. Można precyzować jej przedmiot badań i metodologię, ale dydaktyka fizyki jako dyscyplina studiów nauczycielskich jest już faktem uznanym przynajmniej od kilku lat. Istnienie tego faktu zobowiązuje do możliwie szybkiego opracowania kompleksowego projektu programu studiów tej dyscypliny. Od jego założeń, określenia w nim celów i treści nauczania, poszczególnych form organizacyjnych zajęć ze studentami, zależeć będzie skuteczność kształcenia w zakresie tej dyscypliny.

Pragnąc stworzyć forum do przedyskutowania dotychczasowych doświadczeń krajowego środowiska dydaktyków fizyki w zakresie przygotowania studentów do zawodu nauczyciela fizyki zorganizowano staraniem IKNiBO (Instytut Kształcenia Nauczycieli i Badań Oświatowych), ZDF (Zakład Dydaktyki Fizyki) Uniwersytetu Wrocławskiego i ZDF WSP w Opolu ogólnopolskie seminarium na temat celów i założeń dydaktyki fizyki jako dyscypliny studiów wyższych (Opole, 4. 06. 1981). Podstawą do dyskusji był projekt kompleksowego ujęcia dydaktyki fizyki jako przedmiotu studiów opracowany w ZDF WSP w Opolu i rozesłany do wszystkich ośrodków kształcących nauczycieli fizyki w kraju². Ważkość i rozległość dyskutowanych problemów spowodowała, że nie wyczerpano tematu. Konieczność kontynuowania tej dyskusji podniósł doc. K. Badaż na konferencji metodycznej na temat kształcenia nauczycieli fizyki na studiach pięcioletnich³. W konsekwencji podjęto tam decyzję o poświęceniu w całości ogólnopolskiego seminarium doc. K. Badaży z dydaktyki fizyki w r. akad. 1981/82 dyskusji celów, treści i form realizacji zajęć z dydaktyki fizyki na studiach nauczycielskich fizyki. I tak w wyniku realizacji przyjętego planu, w dniu 15. 04. 1982 w WSP w Krakowie odbyło się pierwsze seminarium poświęcone przedyskutowaniu treści i sposobów prowadzenia konwersatorium i seminarium z zakresu dydaktyki fizyki. Drugie ogólnopolskie seminarium z tego cyklu, zorganizowane staraniem ZDF WSP w Opolu, odbyło się w dniach 13—14 maja 1982 w Instytucie Fizyki WSP w Opolu. Poświęcone było zagadnieniom roli pracowni dydaktyki fizyki i prac magisterskich w przygotowaniu studentów do zawodu nauczyciela fizyki, a wzięło w nim udział 30 przedstawicieli różnych ośrodków kształcących nauczycieli fizyki w kraju. Dyskusja podjęta w ramach seminarium gdańskiego spotkała się także z zainteresowaniem środowisk dydaktyków fizyki za granicą,

¹ O pierwszych pracach nad dydaktyką fizyki jako przedmiotem nauczania piszemy w pracy pt. „Dydaktyka fizyki jako dyscyplina studiów wyższych”, która ukazała się w numerze 1, 1982 r. pisma *Dydaktyka Szkoły Wyższej*.

² Założenia tego projektu ukazały się także drukiem we wspomnianej wyżej pracy.

³ Konferencja taka zorganizowana została przez Zespół Dydaktyczno-Wychowawczy przy MNSWiT oraz Centralny Ośrodek Metodyczny Studiów Nauczycielskich przy WSP w Krakowie. Odbyła się ona w Krakowie w dniach 21—22. 10. 1981 r. Sprawozdanie z niej ukazało się w zeszycie 5—6/82 *Postępow Fizyki*.

czego wyrazem była obecność na opolskim spotkaniu przedstawiciela dydaktyków NRD — dra K. Menschela z WSP w Dreźnie.

Pierwszy dzień seminarium poświęcony został przedyskutowaniu prac magisterskich i seminarium magisterskiego. Wprowadzenia do dyskusji sprawy prac magisterskich dokonał doc. H. Szydłowski z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu, sprawy seminarium — dr J. Salach z WSP w Krakowie. Uczestnicy seminarium mieli także okazję zapoznać się z ekspozycją prac magisterskich z dydaktyki fizyki wykonanych przez studentów studium zaocznego WSP w Opolu, a wieczorem obejrzeć spektakl teatralny w ramach Ogólnopolskich Konfrontacji Teatralnych.

Drugi dzień seminarium rozpoczął się wystąpieniem dr Bożeny Pędzisz z WSP w Opolu pt. „Przygotowanie studentów do zawodu nauczyciela fizyki w pracowni dydaktyki fizyki”. Dr Pędzisz przedstawiła nową koncepcję ujęcia celów, treści i sposobu prowadzenia zajęć w pracowni, która opracowana została w ZDF WSP w Opolu, a która po raz pierwszy wdrażana jest w roku 1981/82 w siódmym i ósmym semestrze IV roku fizyki. Informacji tych wysłuchali również studenci tego roku, dzieląc się następnie z obecnymi swoimi refleksjami. W ich odczuciu przyjęte założenia pracowni spełniają ich oczekiwania. Uczestnicy seminarium zapoznali się ponadto z organizacją pracowni dydaktyki fizyki w innych ośrodkach, wysłuchując wystąpień dr B. Błasiaka (WSP Kraków), dra Z. Mazura (Uniwersytet Wrocławski), dra K. Knapińskiego (Uniwersytet Gdański). Zapoczątkowana wystąpieniami referentów ożywiona dyskusja przeniosła się do pracowni dydaktyki fizyki Instytutu Fizyki WSP w Opolu, którą obecni zwiedzali z wielkim zainteresowaniem. Zainteresowanie to spotęgowały pokazy serii doświadczeń przeprowadzanych z wykorzystaniem przedmiotów codziennego użytku, przygotowane przez pracowników naukowo-technicznych pod kierunkiem mgra Bronisława Tokara.

Dwudniowe seminarium opolskie okazało się spotkaniem niezwykle owocnym. Wynikało to z głosów w dyskusji stwierdzających m. in., iż integralne spojrzenie na dydaktykę fizyki jako przedmiot studiów wyższych wpłynie na wzrost efektywności kształcenia umiejętności zawodowych nauczycieli fizyki. Dokładne omówienie wprowadzeń do dyskusji, dyskusji oraz jej podsumowanie ze wszystkich seminariów poświęconych cyklowi „Cele, treści i formy organizacyjne zajęć z dydaktyki fizyki” znajdzie się w ogólnopolskim czasopiśmie *Problemy Dydaktyki Fizyki*, Zeszyty Naukowe Uniwersytetu Gdańskiego nr 7.

Danuta Tokar, Bożena Pędzisz

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Opole

R E C E N Z J E

Nauczanie fizyki. John L. Lewis (red), tłumaczyli z języka angielskiego Ewa Adamska i Jan Dunin-Borkowski, PWN, Warszawa 1982, str. 470, cena zł 100.—

Recenzowana pozycja jest drugą z serii książek wydawanych przez UNESCO (pierwsza z nich nosi tytuł *Teaching School Mathematics*), poświęconych nauczaniu matematyki i przedmiotów przyrodniczych. Główny redaktor książki, wykładowca fizyki w Malvern College, John L. Lewis, zachęcony przez Międzynarodową Komisję Nauczania Fizyki (ICPE), zebrał w niej myśli i doświadczenia 63 autorów z 26 krajów świata (fizyków i dydaktyków fizyki).

Prócz przedmowy i słowa wstępnego redaktora oryginału książka zawiera kilka zdań napisanych przez J. L. Lewisa specjalnie dla wydania polskiego i dodatkowo przedmowę do wydania polskiego, napisaną przez redaktora naukowego tego wydania, M. Sawickiego.

Treści zawarte w książce podzielono na 6 części. W części pierwszej pięciu autorów stara się dać odpowiedź na pytanie: po co uczyć fizyki? Jest to pytanie fundamentalne w szczególności dla tych krajów rozwijających się, w których w latach 1950—1970 zaczęto dopiero wprowadzać elementy fizyki do nauczania szkolnego. Autorzy wypowiadający się na ten temat prezentują nie tylko własne poglądy, ale i poglądy innych, przytaczają racje przemawiające za i przeciw konkretnym argumentom. Okazuje się bowiem, że to fundamentalne pytanie jest zarazem bardzo trudne i udzielenie na nie odpowiedzi jest sprawą nader skomplikowaną, zależną od różnorodnych sytuacji narodowych i lokalnych w poszczególnych krajach. W części drugiej autorzy omawiają zespół czynników, które warunkują proces uczenia się. Część trzecia wprowadza czytelnika w problemy treści, a następnie metod nauczania fizyki. Część czwarta poświęcona jest zagadnieniom integracji programów i metod nauczania przedmiotów przyrodniczych i matematyki. Obszerna część piąta zawiera dość szczegółowe rozważania na temat środków dydaktycznych, ekonomii planowania zestawów, ich produkcji, organizacji pracowni itd. Część szóstą autorzy poświęcają zagadnieniu reformy programów. W Dodatkach zamieszczono informacje o historii powstawania programów, ich cechach charakterystycznych (ideach przewodnich, strukturach treści), a także wyniki badań porównawczych koncepcji dydaktycznych wybranych zagadnień (energia, optyka geometryczna i teoria względności). Na końcu książki znajduje się obszerna bibliografia (72 pozycje), bibliografia uzupełniająca (książki, wydawnictwa seryjne, programy — łącznie 78 pozycji) oraz bibliografia do wydania polskiego (12 pozycji).

Tłumaczenie polskie książki pojawiło się 10 lat po ukazaniu się oryginału. Przekład wydaje się całkowicie poprawny z wyjątkiem jednego sformułowania, które razi w języku polskim, a użyte jest w książce kilkadziesiąt razy, mianowicie: „fizyka jest nauczana”. Według mnie to „dzieci są nauczone” (zwrotu tego użyto także — str. 266), a fizyki się uczy. W erracie wymieniono 5 błędów, jest ich nieco więcej, ale w ogóle — niewiele. Na jednej stronie zauważyłam brak jednego lub kilku wierszy (262^{21,22}).

Tylko nieliczne zagadnienia poruszane w książce są dla polskiego czytelnika nieaktualne (np. „Język krajów rozwijających się a nauczanie przedmiotów ścisłych i przyrodniczych” — str. 67 i dalsze oraz niektóre inne problemy charakterystyczne dla krajów afrykańskich — str. 27). Dlatego pomysł przetłumaczenia dzieła Lewisa na język polski należy uznać za szczęśliwy. Treści zawarte w nim dotyczą teorii i praktyki nauczania fizyki na poziomie szkolnym, dlatego jest ono adresowane zarówno do czynnych nauczycieli jak i do tych, którzy projektują programy nauczania, do wykładowców szkół kształcących nauczycieli oraz do pracowników oświaty.

Nauczyciele fizyki w Polsce dysponują dwoma podręcznikami dydaktyki tego przedmiotu¹ oraz zestawem poradników metodycznych do nauczania w poszczególnych klasach. Książka Lewisa traktuje sprawy nauczania fizyki odmiennie, z pewnym dystansem, można by rzec „odsłonecznie”, a przy tym bardzo głęboko i uczciwie. Nie sposób omawiać tutaj szczegółowo podejścia autorów do poszczególnych zagadnień, dość wspomnieć, że w książce nie powtarza się frazesów, które w latach 70 zaczęły u nas budzić nadmierny zachwyty i urastać do roli niepodważalnych zasad dydaktycznych, tym bardziej niebezpiecznych, że groziły całkowitym ignorowaniem ucznia (specyfiki jego rozwoju umysłowego i zainteresowań), który jest przecież podmiotem całego przedsięwzięcia zwanego nauczaniem. Jedną z takich idei była zbyt dosłownie rozumiana idea upodobniania struktury programu fizyki, jako przedmiotu nauczania, do struktury fizyki jako nauki. Idea ta budziła i budzi nadal wiele wątpliwości i zastrzeżeń. W książce Lewisa stwierdza się, że dobór tematyki programowej zależy od szeregu czynników, na pierwszym miejscu jednak wymienia się potrzeby intelektualne uczniów i ich przyszłe potrzeby życiowe, na drugim — rozkład trudności w czasie, uwzględniający etapy rozwoju uczniów, następnie powiązanie fizyki z innymi dziedzinami nauki, a dopiero na końcu wewnętrzną strukturę przedmiotu („Program winien pokazać coś z tej struktury przedmiotu, a nie ograniczać się do roli odrębnych tematów”, str. 108).

Polskim nauczycielom fizyki i pracownikom oświaty, a także nauczycielom akademickim kształcącym przyszłych nauczycieli niewiele na ogół było wiadomo na temat światowego ruchu modernizacji nauczania. W książce Lewisa sprawie programów, reformy programów, jej „mechanizmom”, ocenie, historii powstawania programów słynnych na całym świecie itp. poświęcono przeszło 200 stron! Zapewne nie wszystko, co tam napisano, jest już dzisiaj aktualne, bowiem prace nad weryfikacją programów i ich udoskonalaniem postępowały od chwili napisania książki do ukazania się jej wydania polskiego, ma ona jednak niewątpliwie wartość swego rodzaju dokumentu tych prac. I jeśli nawet podobny zespół, działający w Polsce, nie może inaczej wykorzystywać przebogatego doświadczenia zespołów pracujących latami w innych krajach nad opracowaniem i weryfikacją programów, to może warto, aby opisane tam metodologii badań poświęcił chwilę refleksji...

Wydawać by się mogło, że Lewis i współpracownicy uważają sprawę programów za decydującą w nauczaniu, skoro poświęcają jej tyle miejsca w swej książce. Tak jednak nie jest. W wielu miejscach podkreśla się wyraźnie, że o wszystkim decyduje nauczyciel. Program (a więc dobór tzw. treści nauczania, doświadczenia, przyrządy, filmy, podręczniki itp.) sam przez się nie gwarantuje pożądanych efektów, jeśli nauczyciel nie rozumie koncepcji nowego programu, jego filozofii i idei przewodnich. „My — pisze Lewis — którym leży na sercu modernizacja programów nauczania fizyki, borykając się ze szczegółowymi problemami celów, treści i metod modernizacji, powinniśmy stale mieć na uwadze tę podstawową prawdę” (str. 94). Myślę, że twórcy reformy programów nauczania w naszym kraju też winni mieć tę prawdę na uwadze.

I jeszcze kilka cytatów, które dobitnie świadczą o tym, co autorzy książki myślą

— o języku, stosowanym w nauczaniu fizyki:... „formuły matematyczne wymagają tłumaczenia na zwyczajny język, język, w którym myślimy, język słów i zdań. Staranna werbalizacja, unikająca oklepanych sformułowań, może przyczynić się do zrozumienia i trwałego zapamiętania.” (str. 82).

— o egzekwowaniu wicdy:... „jeśli sprawdziany dostarczane przez komisję egzaminacyjną nie odzwierciedlają celów zakładanych przez program, to jakościowe aspekty procesu uczenia się, o jakie chodzi twórcom programu, niewątpliwie nie zostaną zrealizowane. Nie ma sensu zakładać szerokiego celu kształcenia, a następnie tak przygotowywać tematy egzaminacyjne, jakby chodziło niemal jedynie o sprawdzenie nabytych wiadomości” (str. 90).

— o opracowywaniu programów: „niezbędnym warunkiem opracowywania programów jest, aby były dostępne odpowiednie środki do prowadzenia potrzebnych prac. Co więcej, nie ma sensu wikać się w opracowanie nowego programu, jeśli prawdopodobnie nie będzie środków na późniejsze wdrożenie” (str. 261).

— o roli nauczycieli i ich kształceniu: „znacznie bardziej trzeba zmienionych nauczycieli, niż zmienionych programów” (str. 300). „Jakkolwiek starannie przygotowany będzie program, jak dobre byłoby jego

¹ Zasady i metody nauczania fizyki, M. Sawicki (red.) kurs podstawowy, PZWS, Warszawa 1973; Metodyka nauczania fizyki w szkole średniej, K. Badiąg, (red.) PZWS, Warszawa 1973.

intencje, przetrwa on lub upadnie w zależności od nauczycieli. Dlatego wykształcenie nauczycieli ma istotne znaczenie" (str. 302).

— o kształceniu nauczycieli w Stanach Zjednoczonych: „innowacje procesu nauczania prawie nie docierają do kołędzów, co ma wpływ na kształcenie nowych nauczycieli do szkół średnich...". I dalej: „Profesor amerykańskiego kołędzu jest skłonny spędzić lato w Indiach pomagając hinduskim nauczycielom uczyć się metod „zogniskowanych wokół laboratorium”, a potem wraca do Stanów Zjednoczonych i prowadzi dalej swoje tradycyjne wykłady, używając starych notatek i dalej ucząc „gadaniną” (str. 304).

— o studentach, przyszłych nauczycielach: „uczą się (na pamięć) nowoczesnych zasad nauczania, ale uczą w taki sposób, w jaki ich samych uczono. To błędne koło musi zostać przerwane” (str. 301).

Polski system nauczania (w ogóle, a nauczania fizyki w szczególności) chory jest na te same choroby: wyuczanie się i zapamiętywanie gotowej wiedzy, tresowanie uczniów przez nauczycieli, zamiast kształtowania w nich postawy badawczej i krytycyzmu. Dlatego znaczna część treści, zawartej w książce Lewisa jest także i u nas aktualna. Z każdej strony książki emanuje szczerze umiłowanie nie tylko fizyki, ale także nauczania o niej oraz głębokie poczucie odpowiedzialności za spełnienie tego wielkiego społecznego obowiązku.

Jadwiga Salach

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Kraków

P. Rohrlich: Klasyczna teoria cząstek naładowanych. Tłumaczyli z języka angielskiego Zofia Białnicka-Birula, Jan Oficjalski, PWN, Warszawa 1981, str. 294, cena zł 70.—

Książka F. Rohrlicha, której tytuł oryginalny brzmi: *Classical Charge Particles. Foundations of their Theory* jest niekonwencjonalna pod względem doboru tematyki jak i sposobu przedstawienia. Autor postawił sobie potrójne zdanie. Po pierwsze, prezentuje klasyczną teorię cząstek naładowanych w konsekwentnym i nowoczesnym wydaniu, opartym na wynikach własnych opublikowanych w *Phys. Rev. Lett.* (1964). Po drugie, daje zwięzły, ale bardzo jasny i logicznie spójny wykład podstaw mechaniki, elektrodynamiki i teorii względności. Po trzecie, stara się przedstawić ogólno-filozoficzne i logiczne podstawy wszelkich teorii fizycznych.

Jego książka jest czymś pośrednim między podręcznikiem a monografią i przeznaczona jest głównie dla doktorantów specjalizujących się w fizyce teoretycznej. Autor jest bardzo znanym teoretykiem, współautorem monografii na temat teorii rozproszonych (JAUCH & ROHRLICH), na której kształcili się pokolenia fizyków.

Główną tezą książki było pokazanie, iż da się sformułować konsekwentną klasyczną teorię cząstek punktowych naładowanych, ale nie posiadających struktury. W tym celu należy wyjść ze sformułowanej przez niego samej zasady działania i uzupełnić ją przez dodanie pewnych warunków asymptotycznych, dla $t \rightarrow \pm \infty$. W tej granicy cząstki muszą stawać się swobodnymi, a ich pole kulombowskim. Te warunki sprawiają, iż teoria przestaje być lokalna, mimo iż równania ruchu i równania pola są czysto różniczkowe, a więc lokalne. Teoria taka jest pozbawiona nieskończoności i chorobliwych rozwiązań „uciekających”. Jest to jednak teoria uboga, gdyż nie posiada żadnych stanów związanych.

Poglądy wyrażane przez Autora w jego książce są niekonwencjonalne. Podczas gdy większość współczesnych fizyków jest zdania, iż trudności teorii dążą się usunąć dopiero na poziomie kwantowym, a przybliżeniem klasycznym nie bardzo warto się zajmować (poza granicą niskoenergetyczną), Rohrlich jest przeciwnego zdania. Uważa on, iż dopiero dogłębne zrozumienie teorii klasycznej pozwoli rzucić światło na naturę trudności, z jakimi spotykają się teorie klasyczne jak też i kwantowe, co pomoże w ich usunięciu. Chociaż recenzent przychylił się do opinii większości w tej mierze, to jednak uważa książkę Rohrlicha za pożyteczną pomoc naukową, głównie dla doktorantów, lecz także dla szerszego grona pracowników nauki, która może przyczynić się do poszerzenia ich horyzontów myślowych i stanowić inspirację do głębszego wnikiwania w podstawy teorii fizycznych. Niech mi wolno będzie zacytować piękną maksymę, jaką

Rohrlich formułuje na wstępie swojej książki: *Lekceważenie filozofii w fizyce oznacza niezrozumienie fizyki. Nie ma bowiem fizyki teoretycznej bez jakiegś filozofii; nieuznawanie tego faktu byłoby samooszukiwaniem się.*

Książka została wydana starannie, tłumaczenie recenzent uważa za poprawne.

Podsumowując recenzent jest zdania, iż opublikowanie tej na wpół monograficznej rozprawy w polskim tłumaczeniu było celowe i pobudzające. Powinno ono przynieść pożytek czytelnikowi pomimo nieco kontrowersyjnego charakteru wywodów i poglądów Rohrlicha.

Jerzy Rayski

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

K R O N I K A

P T F

Posiedzenie plenarne Zarządu Głównego

Statut PTF

Dnia 11 grudnia 1982 odbyło się w Warszawie posiedzenie plenarne Zarządu Głównego PTF. Prezes PTF, Tadeusz Skaliński, omówił krótko dotychczasową działalność nowego Zarządu Głównego, po czym Sekretarz Generalny Włodzimierz Zych przedstawił sprawozdanie z działalności oddziałów w 1982 r. Zadziwiającym była rozpiętość działania oddziałów — od oddziałów które pracowały w pełnym zakresie (popularyzacja fizyki, współpraca ze szkołami, zebrania naukowe, kontakty z przemysłem), poprzez oddziały, które ograniczyły się do organizowania tylko zebrań naukowych aż do oddziałów, którym wydawało się, że działalność PTF jest zawieszona i wobec tego nie pracowały wcale. Informacje o działalności oddziałów podajemy w Kronice w miarę, jak napływają one od korespondentów oddziałów, tu ograniczymy się tylko do zestawienia liczby członków (w początku grudnia 1982): Białystok — 32, Bydgoszcz — 42, Częstochowa — 98, Gdańsk — 157, Gliwice — 105, Katowice — 130, Koszalin — 8, Kraków — 293, Lublin — 147, Łódź — 154, Opole 61, Poznań — 211, Rzeszów — 56, Szczecin — 63, Toruń — 134, Warszawa — 507, Wrocław — 248.

Sytuację finansową Towarzystwa przedstawiła Aleksandra Kopystyńska, skarbnik PTF. W wielu oddziałach członkowie zalegają z regulowaniem składek. Składka członkowska, która wynosi 60 zł rocznie, jest niewspółmiernie niska w porównaniu z obecnym poziomem kosztów. Ze względów formalnych nie można jednak podnieść jej teraz — zmiana wysokości wymaga uchwały Walnego Zebrania.

Dyskutowano sprawę następnego zjazdu. Jak dotychczas żaden z oddziałów nie podjął się jego organizacji.

W trakcie posiedzenia odbyło się wręczenie nagród PTF za 1982 r. (patrz notatka poniżej).

Zarząd Główny poprzedniej kadencji powołał Komisję Legislacyjną, której przewodniczył prof. B. Średniawa (UJ), w celu aktualizacji statutu PTF. Opracowana przez Komisję wersja statutu została po dyskusji uchwalona przez Walne Zebranie we wrześniu 1981 podczas XXVII Zjazdu Fizyków Polskich. Statuty towarzystw naukowych muszą uzyskać zatwierdzenie Rady Narodowej właściwej dla siedziby Zarządu.

Wydział Spraw Wewnętrznych Stołecznej Rady Narodowej zarządził wprowadzenie poprawek do uchwalonego przez Walne Zebranie statutu i po ich uwzględnieniu zatwierdził statut 26 sierpnia 1982. Najważniejsze zmiany to:

— usunięcie punktów 3 i 5 w § 18. Punkt 3 mówił o okresie pełnienia funkcji we władzach Towarzystwa przez 2 lub 3 kadencje — teraz statut nie mówi o tym ograniczeniu. Punkt 5 dotyczył dokooptowywania członków władz w przypadku czyjegós ustąpienia — obecnie w statucie nic na ten temat nie ma.

— W § 24 dodano punkt o wyborze przez Walne Zebranie w głosowaniu tajnym członków Zarządu Głównego.

Nagrody PTF

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF oraz Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznały następujące nagrody za 1982 r.:

Nagroda specjalna została przyznana drowi Januszowi Zinkiewiczowi (UMCS) za szczególnie duży wkład pracy i wielkie zaangażowanie w organizację XXVII Zjazdu Fizyków Polskich w Lublinie.

Nagrodę za pracę magisterską „Model dwukarków a głęboko nieelastyczne rozpraszanie

leptonów na nukleonach” otrzymał mgr Henryk Czyż (Uniwersytet Śląski).

Nagrody dydaktyczne: zgodnie z uchwałą Walnego Zebrania z września 1981 Komisja Nagród Dydaktycznych rozpatrywała wnioski dotyczące nie tylko nauczycieli szkół średnich i podstawowych, lecz także nauczycieli akademickich. Nagrody otrzymali: mgr Agnieszka Lewińska (III Liceum im. Adama Mickiewicza we Wrocławiu) — za wyróżniającą się pracę pedagogiczną, pani Anna Marczyńska (Szkoła Podstawowa nr 168 w Warszawie) — za wyróżniającą się pracę dydaktyczną, mgr Piotr Łabuz-Milicz (Oddział Opolski PTF) — za wybitne zaangażowanie w nauczanie fizyki i przygotowanie pomysłowych demonstracji z fizyki, inż. Jerzy Czerwiński (Zespół Szkół Poligraficznych w Warszawie) — za wzorową pracę nauczycielską oraz zorganizowanie pracowni fizyki na wysokim poziomie, mgr Jerzy Pawłowski (III Liceum im. Kasprzaka w Poznaniu) — za wyróżniającą się pracę pedagogiczną oraz wybitny udział w działalności sekcji fizyki Młodzieżowego Towarzystwa Przyjaciół Nauk w Poznaniu, dr Marek Sowa (ędiunkt UMCS) — za znaczący udział w pracy dydaktycznej na terenie Międzyszkolnego Kółka Fizycznego.

Sekcja nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych

Zarząd Główny PTF zgodnie z zaleceniami XXVII Zjazdu Fizyków Polskich powołał sekcję ds. nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych. Organizację tej sekcji powierzono przedstawicielom uczelni technicznych; są to: prof. Andrzej Oleś (AGH), doc. Mikołaj Rozwadowski (ATR, Bydgoszcz), prof. Aleksander Szymański (Politechnika w Rzeszowie), doc. Zygmunt Zawisławski (Politechnika Warszawska) i mgr Tomasz Płazek (AGH). Można wyrazić nadzieję, że dzięki pracy tej sekcji nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych uzyska należną mu rangę.

Oddział Częstochowski

Dnia 20 października 1982 odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału. Podsumowano działalność za okres 7. 1. 80—20.10.82 oraz wybrano Zarząd na nową kadencję.

W okresie sprawozdawczym liczba członków wzrosła o 18 osób, obecnie Oddział liczy 98 człon-

ków rekrutujących się z pracowników Wyższej Szkoły Pedagogicznej, Politechniki Częstochowskiej oraz nauczycieli fizyki szkół województwa częstochowskiego. Działalność Oddziału w okresie sprawozdawczym była prowadzona w następujących kierunkach:

1) Popularyzacji i podnoszenia sprawności nauczania fizyki w szkołach. Oddział zorganizował 12 spotkań z młodzieżą szkół średnich (wygłaszano odczyty popularno-naukowe, przeprowadzono demonstracje z wybranych działów fizyki, rozwiązywano zadania z fizyki z egzaminów wstępnych z poprzednich lat), 10 odczytów z metodyki nauczania i techniki demonstracji dla nauczycieli fizyki. Poprzez Komitet Okręgowy, Oddział brał udział w organizowaniu XXX i XXXI Olimpiady Fizycznej.

2) Działalności naukowej — zorganizowano 28 posiedzeń naukowych z udziałem prelegentów z różnych ośrodków naukowych w kraju.

3) Współpracy z przemysłem, a w szczególności w zakresie badania materiałów magnetycznych wytwarzanych w Hucie Baildon w Katowicach i Hucie im. Lenina w Krakowie.

Nowe władze Oddziału wybrano w następującym składzie: przewodniczący — Ryszard Hrabański, z-ca przewodniczącego — K. Poblocka, sekretarz — W. Zapart, skarbnik — D. Gaudyn, członkowie Zarządu — Z. Orkisz, I. Przybysz, Z. Stępień, M. Ząbkowska. Przewodniczącym Komitetu ds. Olimpiady Fizycznej został H. Kołodziej, a korespondentem Oddziału — R. Pfranger.

Nowo wybrany Zarząd postanowił w szczególności: 1) ożywić działalność popularyzatorską, rozwijając akcję odczytów popularno-naukowych, różnych zajęć z metodyki i techniki demonstracji z fizyki; 2) podjąć skuteczniejsze działania dla pozyskania prelegentów na spotkania naukowe i popularyzatorskie z innych ośrodków w kraju i za granicą; 3) poczynić starania o zwiększenie liczby wyjazdów zagranicznych członków Oddziału w ramach wymiany bezdewizowej i wyjazdów popieranych.

Romualda Pfranger

Nowy zarząd Oddziału Lubelskiego

W dniu 25. XI. 1982 r. na walnym, sprawozdawczo-wyborczym zebraniu Oddziału Lubelskiego został wybrany nowy zarząd Oddziału.

Przewodniczącą została Barbara Gładyszewska. Funkcje pozostałych członków zarządu i ich obszary działalności przedstawiają się następująco: Marek Sowa — wiceprzewodniczący (Międzyszkolne Koło Fizyków, pokazy z fizyki), Stanisław Hałas — sekretarz, Witold Szyszko — skarbnik (Olimpiada Fizyczna), Jacek Gowin — członek (współpraca z uczelniami Lublina), Danuta Wójcicka — członek (kontakty z nauczycielami) i Zenon Dmiatrak — członek (sprawy informacji).

Józef Pomorski

Tablica ku czci Aleksandra Jabłońskiego

Dnia 25 lutego 1982 w gmachu Instytutu Fizyki UMK w Toruniu przy ul. Grudziądzkiej 5/7 odsłonięto tablicę pamiątkową poświęconą twórcy toruńskiego ośrodka fizyki prof. Aleksandrovi Jabłońskiemu (1898—1980).

Zebranych powitał przewodniczący Oddziału Toruńskiego PTF prof. Stanisław Łęgowski, po czym J. M. Rektor UMK prof. Stanisław Dembiński dokonał odsłonięcia tablicy oraz w krótkim przemówieniu przypomniał sylwetkę Aleksandra Jabłońskiego. W imieniu zaproszonych gości zabrał głos przewodniczący Toruńskiego Towarzystwa Naukowego prof. Konrad Górski.

Pamiątkowa tablica została wykonana przez znanych toruńskich artystów plastyków Danutę Dońską-Marciniak i Witolda Marciniaka. Z okazji odsłonięcia tablicy zorganizowano również wystawę poświęconą działalności naukowej Jabłońskiego, na której zgromadzono prace opublikowane przez niego oraz prace jemu dedykowane. Po uroczystości odsłonięcia tablicy odbyło się zebranie naukowe Oddziału Toruńskiego PTF, na którym doc. Józef Szudy wygłosił referat „Efekty zderzeniowe w atomach rydbergowskich”.

Hanna Męczyńska

EPS

Fuzja z Europejskim Komitetem Optyki

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) zaproponowało Europejskiemu Komitetowi Optyki (European Optics Committee — EOC), aby włą-

czył się do EPS jako odrębny wydział. Zostało to zaakceptowane przez EOC i w ten sposób powstał Wydział Optyki EPS. Zainteresowani członkowie indywidualni EPS proszeni są, aby zgłaszali swój akces do tego Wydziału. Tymczasowy zarząd Wydziału Optyki stanowią: przewodniczący — C. A. Maréchal (Instytut Optyki, Orsay), członkowie — J. Bescos (Instytut Optyki, Madryt), J. Bulabois (Uniw. Franche-Comté, Besançon), J. A. Ferwerda (Uniw. Państwowy, Groningen), R. Hamalainen (Uniw., Joensuu), E. Inglestam (Inst. Badań Optycznych, Sztokholm), R. Rohler (Inst. Optyki Medycznej, Monachium), H. Tiziani (Inst. Optyki Technicznej, Stuttgart), W. T. Welford (Laboratorium Blacketta, Imperial College, Londyn).

Nowe władze Wydziałów i Sekcji

Podajemy zmiany we władzach Wydziałów i Sekcji:

Sekcja Spektroskopii Atomowej (EGAS): przewodniczący — C. A. P. Thorne (Wydział Fizyki, Imperial College, Londyn),

Wydział Elektroniki Kwantowej: przewodniczący — C. B. Bölgler (Lab. Philipsa, Eindhoven),

Grupa Fizyki Obliczeniowej: przewodniczący — C. G. Dierksen (Inst. Astrofizyki Maxa Plancka, Monachium), sekretarz — P. Van Binst (Uniw. Brukselski II, Bruksela).

Europhys. News 13, No 12 (1982)

Rada Główna Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Dnia 29 listopada 1982 odbyło się w Warszawie posiedzenie konstytucyjne Rady Głównej Nauki i Szkolnictwa Wyższego. Wybór członków Rady odbywał się dwustopniowo: wydziały i samodzielne instytuty w poszczególnych uczelniach wybrały elektorów, którzy następnie wybierali w tajnym głosowaniu delegata swojej uczelni. Rada składa się więc z 70 przedstawicieli wszystkich cywilnych wyższych uczelni (po jednym przedstawicielu z każdej uczelni bez względu na jej wielkość). Na swego przewodniczącego Rada wybrała prof. Romana Ciesielskiego (Politechnika Krakowska).

Pośród fizyków w skład Rady weszli prof. Andrzej Białas (Uniwersytet Jagielloński), prof. August Chełkowski (Uniwersytet Śląski) i prof. Czesław Janiewicz (Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Rzeszowie) oraz astrofizyk prof. Robert Głębocki (Uniwersytet Gdański).

Rada Główna Nauki i Szkolnictwa jest uprawniona do decydowania o głównych kierunkach i planach badań naukowych, o kształceniu i rozwoju kadry, rozstrzyga w sprawach perspektywicznych i okresowych planów rozwoju szkolnictwa wyższego, o przyznawaniu i pozbawianiu uczelni prawa nadawania stopni naukowych. Ponadto Rada będzie opiniować zarządzenia, wytyczne i projekty wydawane przez właściwego ministra.

B. W.

Spotkanie laureatów Nagrody Nobla

Zgodnie z trzydziestoletnią już tradycją odbyło się w Lindau (RFN) na przełomie czerwca i lipca 1982 spotkanie laureatów Nobla ze studentami. Tym razem wzięło w nim udział 31 laureatów nagród z fizyki i ponad 500 studentów z różnych krajów. Najstarszym laureatem był Piotr Kapica (87 lat) z Moskwy, a najmłodszym Brian Josephson (42 lata) z Cambridge. Program zawierał 21 wykładów z różnych dziedzin fizyki. Istotną cechą tych spotkań nie jest jednak wygłaszanie formalnych odczytów, lecz bezpośrednie kontakty ze studentami i swobodna dyskusja. Nieskrepowanemu nastrojowi sprzyjają różne imprezy towarzyskie. Właśnie w czasie jednej z nich — tzw. śniadania bawarskiego — Alfred Kastler (Nagroda Nobla 1966) powiedział m. in.: „Musisz jednak wiedzieć, że otrzymanie Nagrody Nobla to nie tylko wielki zaszczyt i radość, ale często jest to również trudny do udźwignięcia ciężar. Nasza korespondencja wzrosła nagle dziesiątki razy i jeszcze po latach utrzymuje się na tym poziomie. Musimy wydawać opinie o wszelkich możliwych rzeczach, które nie mają nic wspólnego z naszym zawodem, musimy dawać poręczenie i kłaść podpis pod tą czy inną dobrą sprawą. W każdym miesiącu wynalazca nowego *perpetuum mobile* czy jakiejś nadzwyczajności prosi nas o wyrażenie swojej opinii. Pewnemu przyjacielowi, który otrzymał Nagrodę Nobla w kilka lat po mnie, dałem taką radę: „Teraz musi się Pan nauczyć mówić nie”. Zarzucił mi on jednak

że ja sam nie zawsze idę za tą radą, istnieją bowiem rzeczy, wobec których nie możemy pozostać obojętni i o których chciałbym jeszcze mówić.... Wiemy, że nasza Ziemia stała się teraz beczką prochu, na której siedzimy i palimy fajkę, a fizycy nie są tu bez winy. Ale wiemy też, że to nie naukowcy podejmują ważne decyzje. Możemy być tylko doradcami, a wiemy jak skromny mamy wpływ. ... Chcielibyśmy wszyscy mieć nadzieję, że dobry Bóg zechce dopomóc ludzkości, by nie popełniła samobójstwa. Dla wielkiego Wszechświata, w którym żyjemy, zniknięcie ludzkości byłoby tak samo bez znaczenia, jak dla nas śmierć mrówki rozdeptanej naszą stopą. Gdy jednak ktoś, tak jak ja, jest pradziadkiem, to los następnego pokolenia nie jest mu obojętny. Nie można już cofnąć się na pozycję: nie odpowiadam za katastrofę jądrową. Dlatego właśnie rozbrojenie duchowe jest jeszcze ważniejsze niż materialne skasowanie broni jądrowej. Wojny rodzą się w myślach ludzkich i w myślach ludzkich muszą być zwalczane”.

Naturwissenschaften 69, No 9 (1982)

B. W.

Nagroda Bertrama E. Warrena dla B. Posta za osiągnięcia w krytalografii

Benjamin Post z Nowojorskiego Instytutu Politechnicznego otrzymał nagrodę Bertrama E. Warrena (dyplom oraz 1000 dolarów) przyznaną co trzy lata przez Amerykańskie Towarzystwo Krytalograficzne za znaczący wkład w badania ciał stałych i cieczy metodami dyfrakcji promieni X, neutronów bądź elektronów. Post otrzymał ją „za wkład do dynamicznej teorii jednoczesnej dyfrakcji wielu wiązek promieni X i zastosowanie jej wyników do rozwiązania problemu fazowego w krytalografii rentgenowskiej”.

Post doktoryzował się w Nowojorskim Instytucie Politechnicznym w 1949 r., w dziedzinie chemii fizycznej. Tam też kontynuował badania po uzyskaniu doktoratu, a obecnie jest profesorem fizyki i chemii. W latach 1966—67 pełnił funkcję prezesa Amerykańskiego Towarzystwa Krytalograficznego. Jego zainteresowania naukowe obejmują wiele dziedzin krytalografii. Wczesne prace koncentrowały się na dyfrakcji w niskich temperaturach, oznaczaniu struktur kryształów i polimorfizmie. Późniejsze badania dotyczą jedno-

czesnej dyfrakcji wielu wiązek. Do jego najważniejszych ostatnich osiągnięć zalicza się zastosowanie dynamicznej teorii dyfrakcji promieni X do rozwiązania problemu fazowego. Oznaczenie struktury kryształu metodami rentgenowskimi wymaga znajomości zarówno względnych faz jak i amplitud wiązek ugiętych w kryształach. Bezpośrednio mierzalne z pomiaru natężeń metodami stosowanymi dotychczas są tylko amplitudy. Do tej pory panowało powszechne przekonanie, że wyznaczenie bezpośrednio z doświadczenia faz jest niemożliwe. Był to problem nurtujący krystalografów od lat, gdyż jego rozwiązanie stwarza możliwość oznaczenia struktur wszystkich substancji, dla których można uzyskać odpowiednie dane o rozkładzie natężeń wiązek ugiętych. Z dynamicznej teorii dyfrakcji promieni X można było oczekiwać, że koherentne oddziaływanie między wiązkami ugiętymi, które zachodzi wtedy, gdy różne układy płaszczyzn sieciowych uginają jednocześnie, może być kluczem do rozwiązania problemu fazowego. Post pokazał, że kiedy dwa lub więcej układów płaszczyzn sieciowych uginają jednocześnie, rozkład natężeń wiązek ugiętych silnie zależy od faz poszczególnych odbić. W ten sposób fazy mogą być wyznaczone bezpośrednio z doświadczenia.

Elżbieta Zielińska-Rohozińska

Phys. Today 35, No 11 (1982)

Największa liczba laureatów pochodziła z okręgu warszawskiego i śląsko-dąbrowskiego (po 5 laureatów). Podajemy pierwszych siedmiu laureatów

1. Aleksander Filip Żarnecki — ucz. kl. III, V LO im. ks. J. Poniatowskiego, Warszawa, uczeń mgra Stanisława Lipińskiego
2. Cezary Juszcak — ucz. kl. III, XIV LO im. Polonii Belgijskiej, Wrocław, uczeń mgra Pawła Zięby
3. Michał Kielkowski — ucz. kl. III LO im. Marynarki Wojennej PRL, Gdynia, uczeń mgr Danuty Twerd
4. Dariusz Wieczorek — ucz. kl. IV, VI LO im. J. Kochanowskiego, Radom, uczeń mgra Jana Szafranica
5. Paweł Jałocha — ucz. kl. III, I LO im. B. Nowodworskiego, Kraków, uczeń mgr Zofii Gołąb-Meyer
6. Paweł Stępień — ucz. kl. IV, 44 LO im. Dobieszewskiego, Warszawa, uczeń mgr Anny Wierchowskiej
7. Dariusz Pośpiech — ucz. kl. III, I LO im. J. Słowackiego, Chorzów, uczeń mgra Zygmunta Janika.

Cezary Juszcak był jednocześnie zdobywcą I miejsca Olimpiady Matematycznej. Pięciu pierwszych laureatów reprezentowało Polskę na XIII Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej.

Krzyszyna Pniewska

Przebieg i wyniki XXXI Olimpiady Fizycznej

W XXXI Olimpiadzie Fizycznej wzięło udział: w stopniu wstępnym 1633 w stopniu I 1570 w stopniu II teoretycznym 1048 w stopniu II doświadczalnym 375 w stopniu III finale 75 uczestników. Ogólna liczba przystępujących do Olimpiady zmalała w porównaniu z XXX Olimpiadą o ok. 25%. Spośród finalistów Komitet Główny OF wyłonił na posiedzeniu w dniu 3. V. 1982 r. 24 laureatów, którzy uzyskali powyżej 46 punktów na 100 możliwych. Najlepszy uczestnik uzyskał 84 punkty. Spośród finalistów i laureatów (liczby w nawiasach) udział uczestników z poszczególnych klas był następujący:

	kl. II	kl. III	kl. IV	kl. V	suma
Licea Ogóln.	1 (1)	13 (6)	54 (14)	—	68 (21)
Technika Zaw.	1 (1)	1	1	4 (2)	7 (3)

XIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

W dniach 19—29 czerwca 1982 odbyła się w RFN, w malowniczo położonej na terenie Szlezwika-Holsztynu miejscowości Malente, XIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna dla uczniów szkół średnich. Uczestniczyły w niej ekipy z siedemnastu państw: Austrii, Bułgarii, Czechosłowacji, Finlandii, Francji, Grecji, Holandii, Jugosławii, NRD, Polski, RFN, Rumunii, Szwecji, Węgier, Wietnamu, Włoch i ZSRR. Ekipy składały się z pięciu uczniów — zawodników i dwóch towarzyszących opiekunów naukowych. Polskę reprezentowali zdobywcy pierwszych pięciu miejsc w XXXI Olimpiadzie Fizycznej (wymienieni w notatce o tej Olimpiadzie), wśród których było aż trzech uczniów klas przedmaturalnych. Towarzyszyli im dr W. Gorzkowski i dr A. Nadolny z Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej.

Uczestnicy Olimpiady rozwiązywali trzy zadania teoretyczne oraz dwa zadania doświadczalne. Prace zawodników były sprawdzane (z udziałem tłumaczy) przez odpowiednią komisję i niezależnie przez opiekunów naukowych danej drużyny. Końcowe oceny uzgadniano wspólnie. Na podstawie ogólnej punktacji przyznano zawodnikom nagrody I, II i III stopnia. Polacy zdobyli trzy z z czternastu nagród I stopnia (A. F. Żarnecki, D. Wieczorek, M. Kiełkowski) oraz po jednej nagrodzie II (P. Jałocha) i III (C. Juszczyk) stopnia. Ponadto zostały przyznane wyróżnienia oraz nagrody specjalne. Dwie z nich, za najlepsze rozwiązania obu zadań doświadczalnych, przypadły w udziale Polakom (A. F. Żarneckiemu i D. Wieczorkowi). Wszyscy nagrodzeni otrzymali medale (złote, srebrne i brązowe) oraz cenne nagrody rzeczowe.

Zawodom Olimpiady towarzyszył bogaty program uzupełniający: wycieczki do Kilonii, Lubeki, Hamburga i na wybrzeże Morza Północnego, imprezy kulturalne, zwiedzanie Uniwersytetu w Kilonii oraz zwiedzanie jednego z gimnazjów przez opiekunów naukowych. Szczególnym akcentem tego programu było zwiedzanie synchrotronu DESY w Hamburgu.

XIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna była pierwszą tego rodzaju imprezą zorganizowaną w kraju zachodnim — dotychczas Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne odbywały się w krajach RWPG. Godny podkreślenia jest fakt rozszerzania się kręgu krajów uczestniczących w tych olimpiadach, a także zainteresowanie nimi organizacji UNESCO. Rok wcześniej, podczas XII MOF w Warnie odbyło się dyskusyjne spotkanie okrągłego stołu z udziałem przedstawiciela UNESCO na temat roli olimpiad fizycznych w rozwoju zainteresowań i uzdolnień twórczych uczniów. Międzynarodowe Olimpiady Fizyczne mają duże znaczenie dla międzynarodowej wymiany myśli i doświadczeń oraz podnoszenia poziomu nauczania fizyki. Służą także wzajemnemu poznaniu się młodzieży z różnych krajów i wylanianiu młodych talentów.

Andrzej Nadolny

Pamięci prof. W. Żuka

W okresie od 23. X. do 30. XI. 1982 r. w Muzeum Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej czynna była wystawa „Profesor dr Włodzimierz Żuk

(1916—1981) — życie i działalność naukowa”. Organizatorami wystawy były Muzeum Uczelni i Instytut Fizyki UMCS. Zgromadzone na wystawie materiały (fotogramy, publikacje, elementy historycznej aparatury z początków lat pięćdziesiątych, odznaczenia i inne dowody uznania) dały pełny obraz życia i działalności profesora, twórcy szkoły spektrometrii mas, człowieka wielce zasłużonego dla lubelskiej fizyki i Uniwersytetu.

Józef Pomorski

Dziela zebrane Boltzmann

Siedemdziesiąta piąta rocznica śmierci Ludwiga Boltzmann (1844—1906) dała impuls do przygotowania pełnego zbioru jego prac. Firma Vieweg & Sohn wydała już dwa pierwsze tomy: *Vorlesungen über Gastheorie* (558 str. z wprowadzeniem, uwagami i bibliografią opracowanymi przez S. G. Brusha) i *Vorlesungen über Maxwells Theorie der Elektrizität und des Lichtes* (379 str. z wprowadzeniem, uwagami i bibliografią opracowanymi przez W. Kaisera). Redaktorem całości wydania jest prof. R. U. Sexl.

B. W.

Phys. Bl. 38, No 11 (1982)

Podróżny

Firma World Scientific Publishing Co. w Singapurze wydała w 1982 r. angielski przekład pamiętników Yukawy *Tabibito (The Traveler)*. Z japońskiego przetłumaczyli je L. M. Brown i R. Yoshida. Hideki Yukawa (1907—1981) wspomina tu swoje życie od wczesnego dzieciństwa do 1934 r., gdy ogłosił swoją hipotezę mezonu. Pisał te pamiętniki w pięćdziesiątym roku życia. Szczególnie interesujące jest przedstawienie środowiska, w którym się wychowywał i kształcił, zapewne typowego dla ówczesnej średniej klasy japońskiej. Dużo miejsca poświęca stosunkom rodzinnym i warunkom w japońskich szkołach i uniwersytetach.

Okres studiów Yukawy był okresem żywiołowego rozwoju mechaniki kwantowej, co nie ułatwiało kształcenia w tej dziedzinie. Spośród prac oryginalnych, które jako student usiłował

czytać, najwięcej korzyści odniósł z publikacji Schrödingera. W końcowej części książki opowiada Yukawa, jak doszedł do koncepcji, że siły między-nukleonowe w jądrze, jako siły krótkiego zasięgu, muszą być przenoszone przez cząstki wirtualne o stosunkowo dużej masie. Po opracowaniu swojej koncepcji Yukawa poczuł się jak podróżny, który odpoczywa w małej herbaciarni na szczycie góry. „Wtedy nie myślałem o tym, czy przede mną są jeszcze inne góry”.

B. W.

Jarosław Trylski
(1941—1982)

22 marca 1982 r. zmarł w Coventry (Anglia) dr Jarosław Trylski, adiunkt Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, przebywający na stażu w University of Warwick.

Jarosław Trylski urodził się 20 września 1941 r. w Warszawie. Oboje jego rodzice zginęli w czasie wojny. Studia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego ukończył w 1964 r. i pracował odtąd w Zakładzie Teorii Ciała Stałego Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. W 1972 r. obronił pracę doktorską, a jego przewód habilitacyjny przerwała śmierć.

Głównym tematem prac naukowych Jarosława Trylskiego i jego licznych referatów na konferencjach międzynarodowych była teoria elektronowych stanów domieszkowych w półprzewodnikach i efektów z tymi stanami związanych. Śśród wielu opublikowanych przez niego artykułów o hoppingowym przewodnictwie domieszkowym, szczególnie często cytowana jest teoria magneto-

oporu hoppingowego, prosta a świetnie zgodna z wynikami doświadczeń. Rosnące zainteresowanie budzą także prace dotyczące kształtu linii absorpcyjnych domieszek i naruszania obowiązujących je reguł wyboru w obecności lokalnych pól elektrycznych, pochodzących od zjonizowanych domieszek większościowych i kompensujących. Te ostatnie prace wykonywane były w bliskiej współpracy z eksperymentatorami angielskimi i francuskimi i dobrze wyjaśniały ich wyniki. Trylski miał przy tym duży talent inspirowania badań swoich kolegów, szczególnie młodszych, i wiele ich prac jemu pośrednio zawdzięcza swe powstanie.

Jarosław Trylski był zapalonym i utalentowanym dydaktykiem. Wraz z Janem Blinowskim napisał znakomity podręcznik *Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie*, który od 1972 r. miał już 6 wydań i uchodzi za podstawową książkę dla uczniów biorących udział w Olimpiadzie Fizycznej lub zdających egzaminy wstępne. Prowadził wykłady monograficzne na kilku wyższych uczelniach, w tym na Universidad de Los Andes w Mérida (Wenezuela). Przez szereg lat prowadził zorganizowane przez siebie seminarium dydaktyki fizyki dla nauczycieli liceów. Był aktywnym członkiem Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej i Zarządu Oddziału Warszawskiego PTF.

Koleżdy i przyjaciele, których miał bardzo licznych, wspominają będą Jarosława Trylskiego jako człowieka niezwykle prawości i uczynności, o zrównoważonym, niezmiernie pogodnym i życzliwym usposobieniu. Człowieka otwartego na potrzeby innych, solidarnego z ich dążeniami, świadomego swego obowiązku społecznego. Ludzi takich nie jest wielu. I bardzo ich brak, gdy odchodzą.

Jerzy Mycielski

Informacja dla członków PTF: termin opłacania (w Oddziałach) prenumeraty *Postępów Fizyki* na rok 1984 upływa dn. 15 października 1983 r. Prenumerata za rok 1984 wynosi zł 270.—

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. Maszynopisy 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 przesłania 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 pochyłych kresek), 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 w formie 2 do 4 razy większej 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 teoryu kvantovannykh poleik*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich 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 przesyłaniu 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:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—
rocznie zł 360.—

Prenumeratę krajową przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny,

do dnia 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki społecznej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. 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) 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 i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN—Ossolineum—PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

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.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

E. Infeld — Fale nieliniowe: teoria plazmy a hydrodynamika	215
E. Zielińska-Rohozińska — Czy kryształy są dwójłomne dla promieniowania rentgenowskiego?	237
K. Hess, N. Holonyak, Jr. — Gorące elektrony w półprzewodnikach warstwowych (tłum. E. Karczmarek-Morawiec)	249
F. J. Dyson — Czas bez końca: fizyka i biologia w otwartym Wszechświecie (tłum. L. M. Sokółowski)	263
RÓŻNE	
J. M. Massalski — Legalne jednostki miar	293
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	303
RECENZJE	309
KRONIKA	313

CONTENTS

E. Infeld — Nonlinear Waves: from Hydrodynamics to Plasma Theory	215
E. Zielińska-Rohozińska — Are Crystals Birefringent for X-Ray Frequencies?	237
K. Hess, N. Holonyak, Jr. — Hot Electrons in Layered Semiconductors	249
F. J. Dyson — Time Without End: Physics and Biology in an Open Universe	263
MISCELLANEA	
J. M. Massalski — Legal Physical Units	293
MEETINGS AND CONFERENCES	303
REVIEWS	309
CHRONICLE	313