

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 44
ZESZYT 4
1993

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

| | |
|----------------------|--|
| Prezes: | Prof. dr STEFAN POKORSKI |
| Wiceprezesa: | Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI |
| Sekretarz Generalny: | Dr ZYGMUNT AJDUK |
| Skarbnik: | Dr LUCJAN ZEMŁO |
| Członkowie Zarządu: | Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Mgr BOŻENA MOLDENHAWER Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI Prof. dr JERZY WDOWCZYK Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK |

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

| |
|--|
| Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i> |
| Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i> |
| Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i> |
| Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i> |
| Prof. dr ROMAN INGARDEN – <i>Reports on Mathematical Physics</i> |

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

| | |
|---------------------------------------|---|
| Prof. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok) | Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź) |
| Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz) | Dr hab. JÓZEF MUSIEŁOK (Opole) |
| Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa) | Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań) |
| Prof. dr CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk) | Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów) |
| Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice) | Dr HENRYK WREMBEL (Stupsk) |
| Prof. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice) | Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin) |
| Dr MAREK PAJEK (Kielce) | Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń) |
| Prof. dr ANDRZEJ KISIEL (Kraków) | Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa) |
| Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin) | Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław) |

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 44, ZESZYT 4
1993

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1993

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Jerzy J. Wysłocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Prof. dr Tomasz Goworek (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Bożena Pędzisz (Opole)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Doc. dr Teresa Grycuk (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Karol I. Wysokiński

*Instytut Fizyki
Uniwersytet M. Curie-Skłodowskiej
Lublin*

Fullereny

Fullerenes

Abstract: The fullerenes are closed-cage carbon molecules. They form the third allotropic form of carbon. The fascinating physical and chemical properties of the fullerenes and their derivatives are discussed. Alkali metal fullerenes A_3C_{60} become superconducting with transition temperatures up to 33 K. The already found plethora of fullerene compounds exhibits attractive mechanical, electrical, magnetic and optical properties promising interesting applications.

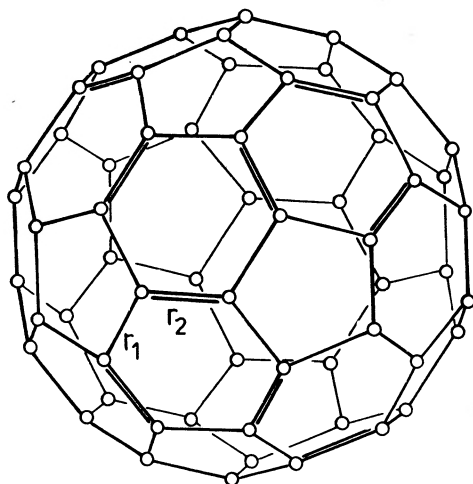
1. Wstęp – klasterne metaliczne i węglowe

Od czasu pojawienia się możliwości technicznych wytwarzania i badania obiektów, które nie występują w przyrodzie (heterostrukury, supersieci itp.), motywem badań jest z jednej strony chęć otrzymania materiałów o pożądanych własnościach dla zastosowań, z drugiej zaś nadzieja na obserwowanie nowych zjawisk.

Zainteresowanie klasterami (gronami) metalicznymi, czyli stabilnymi układami od kilku do kilku tysięcy atomów, obserwowane w ostatnich latach (np. [1]), związane jest z chęcią zbadania ich własności i stwierdzenia w jakim stopniu różnią się od własności materiału litego. Okazało się m.in., że częściej tworzą się klasterne o pewnych liczbach atomów niż o innych. Objasnienie częstszego formowania się klasterów składających się z tych „magicznych” liczb atomów było wyzwaniem głównie dla fizyków jądrowych. Liczby magiczne bowiem odegrały istotną rolę w zrozumieniu i opisie własności jąder atomowych. Interesującym i nie do końca objaśnionym problemem jest mechanizm formowania się i kształty

przestrzenne klasterów metalicznych w zależności od liczby atomów.

Zainteresowanie fizyków i chemików klasterami węgla związane jest z niewyjaśnioną od przynajmniej 70 lat zagadką występowania pewnych niezidentyfikowanych pasm w widmie zarówno emisyjnym, jak i absorpcyjnym materii międzygwiazdnej. Istniały hipotezy, że mogą one pochodzić od długich łańcuchowych cząsteczek węgla. Badania możliwych mechanizmów tworzenia się takich układów i ich widm doprowadziły [2] do odkrycia cząsteczki C_{60} , składającej się z 60 atomów węgla. Zaproponowano, że układ ten będzie miał postać trzydziesto-dwuścianu, czyli dwudziestościanu ściętego, posiadającego trzydzieści dwie ściany boczne, w tym dwanaście pięciokątów i dwadzieścia sześciokątów (rys. 1). Kształt taki znany był już starożytnym. Jest to kształt jednej z trzynastu brył archimedesowych, czyli tzw. wielościanów półforemnych. Dwudziestościanem ściętym jest dobrze nam znana piłka nożna. Okazuje się, a wiemy to już od 1957 r., że pewne wirusy (kuliste) posiadają dokładnie kształt dwudziestościanu ściętego.

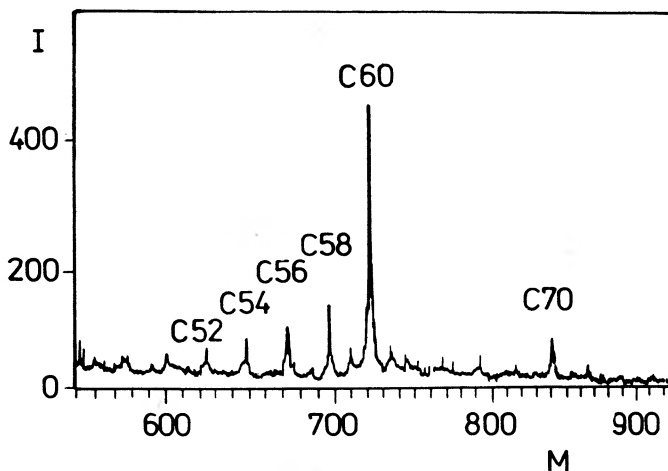


Rys. 1. C_{60} . Małe puste kółka oznaczają atomy węgla, pojedyncze i podwójne linie – odpowiednie wiązania

Inna nazwa klasterów C_{60} to „fullereny” lub „Buckminsterfullereny”. Pochodzi ona od nazwiska amerykańskiego architekta Richarda Buckminstera Fullera, który propagował w latach pięćdziesiątych takie kształty w budownictwie. Pawilon Stanów Zjednoczonych na wystawie w Montrealu w 1967 r. miał kształt właśnie dwudziestościanu ściętego.

Znane są różne klasterzy węgla C_n z $n = 2, 3, 4, \dots, 58, 60, \dots, 70$. Dla liczby atomów węgla $n < 20$ tworzą one układy jednowymiarowe; C_n z $n \geq 20$ tworzą

mniej lub bardziej stabilne grona trójwymiarowe. W rodzinie tej szczególne miejsca zajmują klaster C₆₀ oraz C₇₀. Układ C₆₀ został po raz pierwszy wytworzony (i zidentyfikowany) w 1985 r. [2]. Autorzy tej pracy wykorzystali laser do odparowywania grafitu w atmosferze helu. Widmo mas wiązki cząsteczek węgla (rys. 2) wskazywało na dość częste występowanie bardzo stabilnego układu o masie cząsteczkowej 720, co odpowiada $n = 60$ oraz słabszego sygnału przy masie 840 dla $n = 70$. Interesujące, że dla $n > 40$ tylko parzyste liczby atomów węgla łączą się w stabilne układy. Szczególna stabilność C₆₀ nasunęła odkrywcom myśl, że powinien być to układ o wysyconych wiązaniach. Jedynym kandydatem spełniającym taki wymóg dla wiązań sp² był dwudziestościan ścięty z sześćdziesięcioma narożami, w których mogły być umieszczone atomy węgla połączone pojedynczymi i podwójnymi wiązaniami C-C.



Rys. 2. Widmo mas wskazujące na znaczną częstość pojawiania się klasterów o masie równej masie 60 atomów węgla

Następne badania [3-5] własności pustych w środku klasterów C₆₀ prowadzone były głównie pod kątem ich własności chemicznych i strukturalnych oraz potencjalnych zastosowań w chemii i przemyśle [6-28]. A było i jest o czym myśleć, co badać – zarówno teoretycznie jak i eksperymentalnie. W tym ostatnim przypadku było to dość utrudnione ze względu na małe ilości uzyskiwanego C₆₀.

Godzi się wspomnieć, że możliwość występowania struktur typu fullerenów została przewidziana już w 1966 r. [29].

Cząsteczka C₆₀ posiada symetrię I, najwyższą możliwą dla cząsteczek. Długość wiązań określono na 1.400 Å i 1.474 Å. Badania wykonane techniką EPR [10] wskazują na brak swobodnych spinów w układzie. Bogate jest widmo drgań. Do-

świadczenia w podczerwieni wskazują na istnienie wyraźnych pasm dla częstości $\nu = 1428.9, 1181.2, 576.3, 527.3 \text{ cm}^{-1}$.

Przeprowadzono obliczenia [6] widm „atomowych” dla C_{60} , C_{70} oraz układów $C_{60}X$ z $X = K, O, Cl$, zakładając, że atom X umieszczony jest w centrum klastrera C_{60} . Jednocześnie sporadycznie odnajdywano podobne układy doświadczalnie [9,10].

Przybliżenie lokalnej gęstości (LDA), przy uwzględnieniu energii wymiany, prowadzi do wniosku, że istnieje znaczna przerwa energetyczna pomiędzy całkowicie zapełnionymi a nie zapełnionymi stanami w układzie C_{60} [11].

Przełom w technologii uzyskiwania fullerenów nastąpił we wrześniu 1990 r., gdy niemiecko-amerykańska grupa [3] znalazła sposób produkcji gramowych, jak to się teraz mówi, ilości C_{60} . Idea polegała na podgrzaniu całej aparatury. W tej pracy odparowywano grafitowe elektrody w atmosferze helu pod ciśnieniem ok. 100 torów, a następnie wydzielano C_{60} przez rozpuszczenie sadzy otrzymanej z grafitu w benzenie, osuszenie i osadzenie C_{60} na podłożu. Obecnie używa się metod chromatografii cieczonej, co prowadzi do uzyskania czystszych próbek.

Wciąż trwają poszukiwania nowych, tańszych i prostszych metod otrzymywania i oczyszczania fullerenów. Autorzy pracy [12] potwierdzili [13] przydatność taniej metody otrzymywania fullerenów z koksu (otrzymano mieszaninę C_{60} i C_{70} typowo w stosunku 10:1) oraz ich oczyszczania metodą chromatografii z użyciem tego samego węgla, z którego otrzymano koks.

Duże ilości C_{60} dość łatwo uzyskiwane zainteresowały wielu chemików i fizyków. Ci pierwsi badają głównie własności pojedynczych klastrów C_{60} i fazy gazowej, natomiast ci drudzy koncentrują się przeważnie na badaniach fazy skondensowanej.

2. „Cząsteczki” C_n – podstawowe własności

Już odkrywcy [2] C_{60} zdawali sobie sprawę z potencjalnych zastosowań tej cząsteczki w nauce (chemii) i technice. Pisali [2]: „Jeśli znajdziemy sposób syntezy dużych ilości C_{60} , to chemiczna i praktyczna wartość substancji może okazać się niezwykle duża. Łatwo wyobrazić sobie różne pochodne C_{60} – takie jak związki C_{60} z metalami przejściowymi, np. $C_{60}Fe$ lub halogenkopodobne substancje typu $C_{60}F_{60}$, które mogłyby być supersmarami. Posiadamy także pewne argumenty na to, że atomy (lantanu lub tlenu) mogą być umieszczone we wnętrzu $[C_{60}]$, tworząc cząsteczki, które mogą wykazywać niezwykle własności. Przykładowo sygnał NMR atomu centralnego mógłby być znaczny ze względu na prądy kołowe. Gdyby układy C_{60} były stabilne w ilościach makroskopowych i w fazie skonden-

sowanej, to dostarczyłyby one topologicznie nowego elementu aromatycznego do nowych działów chemii organicznej i nieorganicznej". Niektóre propozycje zastosowań są szczególnie interesujące. Jeśli przypomnimy sobie rolę w chemii organicznej podstawowego pierścienia aromatycznego, jakim jest pierścień benzenowy sześciu atomów węgla tworzących strukturę (w zasadzie płaską) węgla połączonych na przemian pojedynczymi i podwójnymi wiązaniami, to jakąż rolę może mieć trójwymiarowy odpowiednik benzenu – C_{60} ?

Znane jest znaczenie zeolitów w katalizie – związków, których charakterystyczną cechą jest występowanie dużych obszarów wolnych od atomów. Przypuszcza się, że prawie sferyczne „klatki” C_{60} (rys. 1) o średnicy ok. 7 Å mogą odgrywać podobną rolę. Atomy lub niewielkie cząsteczki umieszczone wewnątrz C_{60} mają (jak wskazują obliczenia przeprowadzone dla H_2 , N_2 , CO , HF , LiH , LiF) znacznie zmienione własności – inne długości wiązań, częstości drgań, moment dipolowy, itp. Interesującym wynikiem obliczeń jest stwierdzenie [6] niemieszania się orbitali C_{60} i cząsteczki znajdującej się w jego centrum. Obliczona częstość drgań cząsteczki H_2 wewnątrz C_{60} wynosi ok. $220\text{--}222\text{ cm}^{-1}$ zależnie od symetrii kompleksu. C_{60} może też stanowić swego rodzaju molekularną wannę reakcyjną.

Obliczenia wykonane dla $C_{60}K$ (atom obcy znajduje się w centrum klatki fullerenowej) prowadzą do wniosku, że elektron walencyjny potasu, czy innego metalu alkalicznego, przechodzi na zewnętrzną powierzchnię klastrera C_{60} zajmując orbitale typu π . W $C_{60}O$ i $C_{60}Cl$ stany 2p tlenu i 3p chloru pojawiają się wewnątrz przerwy energetycznej czystego klastrera C_{60} . Zdaniem autorów tych obliczeń [6,7,11] różnorodność zachowań wskazuje na duże możliwości tworzenia nowych materiałów na bazie C_{60} . W procesie jonizacji (C_{60}^+) lub po dostarczeniu ładunku elektrycznego (C_{60}^-) dziura bądź elektron ulega rozmyciu na wszystkie 60 atomów węgla. W wyniku tego oraz wysokiej symetrii układu struktura poziomów ulega prawie sztywnemu przesunięciu w dół (o -3.3 eV dla C_{60}^+) lub w górę (o $+3.4\text{ eV}$ dla C_{60}^-).

Wiele własności fullerenów udaje się w zadowalający sposób obliczyć teoretycznie, a niejednokrotnie doświadczenie potwierdza obliczenia. Okazuje się, że najbardziej stabilny izomer w pełni zredukowanego układu $C_{60}H_{60}$ powinien mieć 10 atomów wodoru wewnątrz sfery węgla [7], a pozostałe 50 na zewnątrz. Odstępstwa od tych wartości w dowolną ze stron prowadzą do wzrostu energii układu. Eksperymentalnie zaobserwowano związek $C_{60}H_{36}$ [8]. Zaobserwowano [9] różne kompleksy C_{60} , zarówno obojętne, np. $C_{60}O_n$, $n = 2,3,4,5$, także bardziej złożone ($C_{60}O + M$), gdzie $M = CH_2, CH_3, OH$, jak i naładowane ($C_{60}Fe^+$) i ($C_{60}M^+$) z $M = Cs, K, La$.

Badania strukturalne potwierdziły strukturę ikosaedryczną C_{60} . Klastery C_{70} mają kształt piłek do rugby, a uzyskuje się je przez przerwanie wiązań, przez

które przechodzi płaszczyzna przecinająca cząsteczkę C_{60} na dwa symetryczne fragmenty i umieszczenie w 10 punktach przecięcia 10 dodatkowych atomów węgla.

Nie wszystkie przewidywane teoretycznie kompleksy udało się zaobserwować. Jednak przed ostatecznym stwierdzeniem niemożności ich występowania należy jeszcze poczekać na dalsze udoskonalenia procesu technologicznego. Wydawało się, że ani atomy, ani cząsteczki, nie wbudowują się łatwo do wnętrza C_{60} i innych małych klastrów. Sugerowano, że zapewne łatwiej weszłyby do dużych klastrów C_{240} lub C_{540} , które też powinny być bardzo trwałe. Teraz wiemy, że nawet tak duże atomy jak uran daje się „zapakować” nawet do C_{20} . Można sądzić, że polepszenie technologii pozwoli na otrzymanie jeszcze bardziej wymyślnych układów, o czym poniżej.

2.1. $K_2(K@C_{60-n}B_n)$ – czyli o potrzebie nowego nazewnictwa

Udoskonalone metody otrzymywania fullerenów doprowadziły do wytworzenia stabilnych układów z obcym atomem wbudowanym w środku, albo w miejscu jednego z atomów węgla lub też związanym z cząsteczką fullerenu wiązaniem chemicznym [16]. Zidentyfikowano wiele „piłeczek” węglowych, w których jeden lub więcej atomów węgla zostało zastąpionych borem (^{10}B lub ^{11}B). Znane są układy molekularne $C_{59}B$, $C_{58}B_2$, $C_{57}B_3$ i $C_{56}B_4$ [17]. Wewnątrz klastra węglowego udało się zamknąć m.in. atomy potasu, cezu, a nawet ciężkie i duże atomy uranu i lantanu. Są znane przykłady cząsteczek składających się z superatomu C_{60} oraz innego atomu, grupy lub rodnika, np. $C_{60}(OS_4\text{-tert-butylpirydyna})_2$: $\{[(C_2H_5)_3P]_2Pt\}_6C_{60}$. Istnienie różnych możliwości domieszkowania fullerenów (wewnątrz, na zewnątrz oraz na sferze) wymaga pewnej systematyzacji nazewnictwa. Zaproponowano nawet [18] użycie w tym celu symbolu @ (czytaj jak ang. at) łatwo dostępnego na klawiaturach komputerowych. Symbol @ ma oznaczać, że atomy stojące za nim tworzą fulleren. Omówione wcześniej $C_{60-n}B_n$ oznaczamy w tej symbolice $@C_{60-n}B_n$. Jak na razie nie widać zalet. Ale wyobraźmy sobie, że do wnętrza takiej „klatki” „zapakowany” jest atom potasu. W tej symbolice umawiamy się oznaczać układ pisząc $K@C_{60-n}B_n$. Układ jako całość ma wszelkie własności superatomu, który może wchodzić w związki chemiczne z innymi pierwiastkami lub związkami. Tu już stosujemy zwykle chemiczne formuły biorąc w nawias powyższy blok strukturalny. Tak więc symbol $K_2(K@C_{59}B_1)$ oznacza kompleks składający się z fullerenu C_{60} , w którym jeden z atomów węgla został zastąpiony atomem boru; ponadto, zawierający atom potasu we wnętrzu i dwa atomy potasu na zewnątrz. Niewielkie ilości takich cząsteczek zostały ostatnio zsyntetyzowane [19] w Rice University, w grupie prof. Smalleya.

Do pomyslenia jest nowy „układ okresowy”, tym razem superatomów $A@C_n$.

Mogą one stać się cegiełkami nowych materiałów. Wygląda na to, że chemia fullerenów ma interesującą przyszłość przed sobą.

2.2. Początek chemii fullerenów...?

Jeśli przyjąć, że podstawowa różnica pomiędzy technologią chemiczną, a technologią alchemiczną polega na kontrolowanym otrzymywaniu, w ściśle określonych ilościach, dobrze zdefiniowanych związków drogą technologii chemicznej, to należy stwierdzić, że okres alchemii fullerenów kończy się, a zaczyna się era chemii tych cząsteczek. Spośród wielu nowych doniesień o przeprowadzeniu kontrolowanej syntezy nowych związków chemicznych zawierających fullereny, wspomnę o kilku [20,21]. Wytworzono związki $C_{60}Br_8$ i $C_{60}Br_6$, oraz określono dokładne położenia względne wszystkich cząsteczek Br. Związki tego typu łamią symetrię cząsteczki C_{60} , a ich własności chemiczne mogą zależeć od tego, które wiązania C-C zostały przerwane na korzyść wiązań C-Br. Jest to kolejny fakt wymagający nowego nazewnictwa i jego standaryzacji. Pewne propozycje już się pojawiły, ale nie będę ich omawiał.

Interesujące wydają się doniesienia o odkryciu polimerów zawierających fullereny [21], pomiędzy którymi występują wiązania kowalencyjne, a także organometalicznych polimerów $(C_{60}Pd)_n$, $(C_{60}Pd_2)_n$, $(C_{60}Pd_3)_n$ i $(C_{60}Pd_{3.5})_n$ [20], oraz stwierdzenie u ostatniego przedstawiciela tej rodziny własności katalitycznych.

3. Rurki fullerenowe

W procesie produkcji fullerenów metodą wyładowania łukowego powstają rurki węglowe w kształcie igieł [31]. Rurka o długości do 1 μm składa się z dwóch lub większej liczby współosiowych cylindrów odległych o 0.34 nm (stała sieci grafitu w kierunku c wynosi 0.335 nm). Struktura ta jest prawie identyczna ze strukturą grafitu. Są one prawdopodobnie zasklepione z obu końców – zachowanie takie byłoby zgodne z twierdzeniem Eulera, że dowolną sieć składającą się z sześciokątów foremnych można zamknąć dodając dokładnie dwanaście pięciokątów. Takie zasklepianie wysyciłoby zerwane wiązania węgla i stabilizowałoby układ energetycznie. Być może, że rurki są przykładem najtrwalszych włókien, jakie mogą istnieć.

Ludzie już myślą o zastosowaniach. Równoległe rurki, idealnie puste w środku, mogłyby służyć jako „światłowody” dla promieniowania gamma. W technice mogłyby zastąpić stosowane obecnie włókna grafitowe. Samozasklepiające się rurki fullerenowe winny sprawić, że włókna fullerenowe byłyby bardzo odporne na uszkodzenia mechaniczne.

Zanotowano już pierwsze osiągnięcia. Udało się wyprodukować duże ilości rurek tworzących pęki włókien [30]. Każde włókno składa się z kilku pojedynczych rurek.

Przeszukiwanie pod mikroskopem elektronowym sadzy węglowej prowadzi do dalszych odkryć. Pojawiają się doniesienia o jej bogatej zawartości. Oprócz rurek o różnej średnicy, długości i liczbie zwojów oraz fullerenów, znaleziono ostatnio sferyczne obiekty w postaci wielu współśrodkowych fullerenów [32,33]. Liczba warstw takiej hiperfullerenowej struktury (zwanej rosyjskim jajkiem albo „cebula”, w której cząsteczka C_{60} otoczona jest kolejnymi fullerenami o rosnącej liczbie atomów węgla 240, 540 i 960) może dochodzić do kilkudziesięciu, a liczba atomów waha się od 10^6 do 10^7 [32]. Te oraz wcześniejsze obserwacje [33] częstego występowania w sadzy kulistych struktur mogą sugerować, że struktura płaskich warstw grafitu nie jest tak stabilna, jak wcześniej sądzono. Argumentem za większą stabilnością nowych struktur jest to, że nie zawierają one niewysyconych wiązań, w przeciwieństwie do fragmentów grafitu.

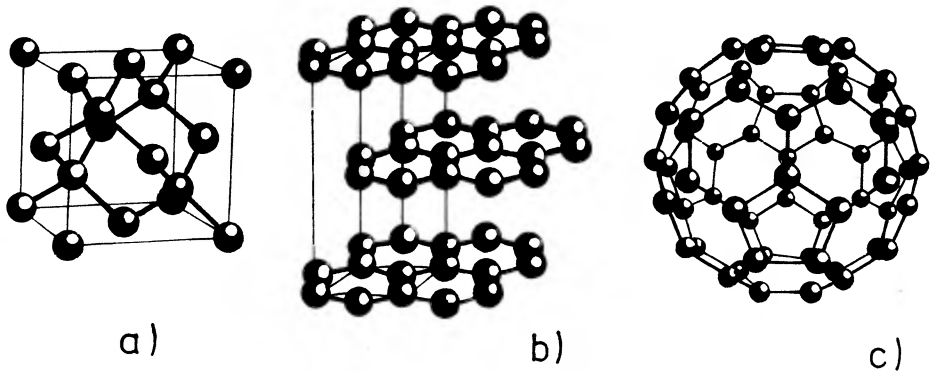
W tym kontekście zasklepienie walce fullerenowe jawią się jako wydłużona forma przejściowa pomiędzy płaskim grafitem a „sferycznymi” hiperfullerenami.

4. Geometria struktur węglowych

Porównajmy znane alotropowe odmiany węgla: są to grafit, diament i omawiane fullereny. Rysunek 3 przedstawia komórkę elementarną diamentu (a), grafitu (b) oraz cząsteczkę fullerenową (c). Z geometrycznego punktu widzenia należy stwierdzić, że atomy węgla wypełniają przestrzeń trójwymiarową w diamencie, dwuwymiarową w graficie i fullerenach, choć z innego trochę punktu widzenia fullereny są obiektami o wymiarze zero.

Energia wiązania na jeden atom węgla wynosi dla C_{60} : 7.40 eV, dla C_{70} : 7.42 eV, natomiast dla najbardziej trwałej postaci węgla – diamentu – jest równa 8.11 eV. Przypomnijmy w tym miejscu, że w graficie występują głównie stany zhybrydyzowane węgla typu sp^2 , w diamencie sp^3 , a w fullerenach stany sp^2 z niewielką domieszką sp^3 .

Godzi się w tym miejscu podkreślić, że doskonała w wielu przypadkach zgodność obliczeń teoretycznych z wynikami eksperymentów związana jest właśnie z podobieństwem cech mikroskopowych C_{60} do własności grafitu lub diamentu – dwu pozostałych form węgla bardzo intensywnie badanych od dłuższego już czasu. I tak np. przewidziana teoretycznie większa stabilność struktury kubicznej płasko centrowanej (fcc) niż heksagonalnej gęstego upakowania (hcp) [49] została potwierdzona przez eksperyment. Teoria ta przewiduje natomiast większą stabil-



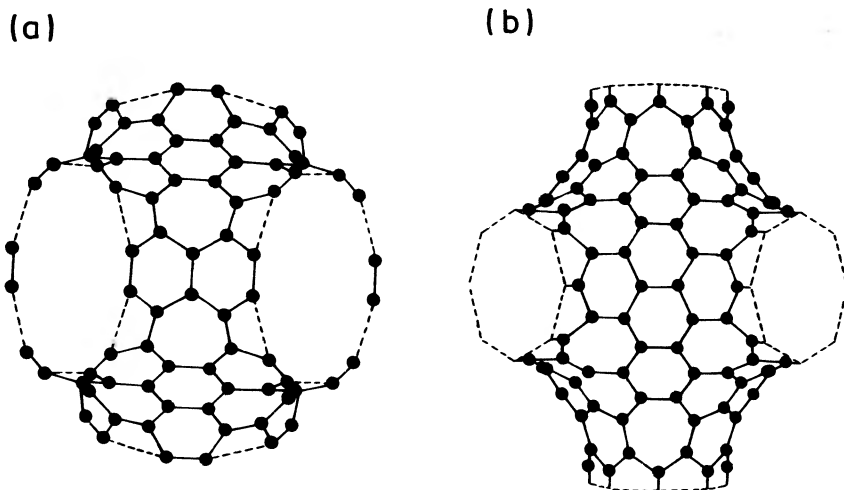
Rys. 3. Struktura diamentu (a), grafitu (b) oraz fullerenu C_{60} (c)

ność sieci hcp dla kryształów zbudowanych z klasterów C_{70} .

4.1. Wewnętrzna strona na zewnątrz, czyli patroszone fullereny

Geometryczne rozważania o możliwej budowie przestrzennych obiektów z atomów węgla, tak chętnie tworzących sześciokątne układy zamknięte (benzen i inne cząsteczki aromatyczne, płaszczyzny grafitowe), oraz o typach występujących wiązań, doprowadziły pierwszych odkrywców fullerenów [2] do poprawnego zaproponowania ich struktury przestrzennej. Podobnie twierdzenie Eulera (tu zastosowane do określenia liczby pięciokątów koniecznych do zamknięcia dowolnej sieci sześciokątnej), objaśnia jakościowo częstość występowania C_{60} i C_{70} . Mariaż topologii z węglem jest bardzo płodny, jako że ostatnio rozważono [34] możliwości syntezy układów węglowych o niedodatniej krzywiznie Gaussa. Krzywizna Gaussa płaszczyzny równa jest zero, kuli – jeden.

Fizyczne podejście jest następujące. Rozważmy grafitowe płaszczyzny złożone z samych sześciokątów (krzywizna Gaussa = 0). Dodanie dwunastu pięciokątów zamyka strukturę i otrzymujemy powierzchnię kulistą (dla $n = 60$ jest to układ o najwyższej symetrii) o dodatniej krzywiznie Gaussa. Rodzi się naturalne pytanie o to, co otrzymamy dodając pewną liczbę siedmiokątów. Wówczas płaszczyzna będzie deformować się „przeciwnie” niż wcześniej w procesie produkcji C_{60} . Otrzymana powierzchnia jest periodyczna i przypomina znane z topologii konstrukcje powierzchni minimalnych (rys. 4), rozważane przez matematyka H.A. Schwarza. Powierzchnie takie dzielą przestrzeń na dwa rozłączne labirynty. Na rysunku przedstawione są fragmenty dwu takich „periodycznych” powierzchni skonstruowane z sześcio- i siedmiokątów. Obliczenia teoretyczne [35,36] wskazują, że idealne struktury o ujemnej krzywiznie Gaussa powinny być energetycznie wy-



Rys. 4. Przewidywane nowe struktury węglowe o lokalnie ujemnej krzywiznie Gaussa. Rysunek przedstawia struktury zbliżone do rozważanej w matematyce minimalnej powierzchni typu D: (a) oraz P: (b)

godniejsze niż C_{60} , posiadać dwukrotnie mniejszą gęstość niż grafit, natomiast stałe sprężystości podobne jak krzem.

Hipotetyczna struktura powinna być półprzewodnikiem o przerwie energetycznej 0.48 eV, przy czym minimum pasma przewodnictwa i maksimum pasma walencyjnego odpowiadają różnym wektorom falowym k (przerwa skośna). W punkcie Γ strefy Brillouina ($k = 0$) oszacowana przerwa energetyczna wynosi 0.61 eV [37]. Obliczone widmo optyczne znacznie różni się od widma grafitu i fullerenów.

Być może nierozpuszczalne fragmenty sadzy powstałej w procesie produkcji fullerenów zawierają fragmenty rozważanych powierzchni minimalnych.

5. Kryształy C_{60} – struktura i widmo energetyczne

Już w pracy [3], w której zaproponowano metodę otrzymywania „makroskopowych” ilości C_{60} otrzymano pierwsze kryształy C_{60} . Cienkie warstwy C_{60} posiadały strukturę heksagonalną ciasnego upakowania, z parametrem $c/a = 1.633$ i odległością pomiędzy najbliższymi sąsiadami równą 10.02 Å. Zmierzona gęstość materiału C_{60} w fazie stałej wynosiła $1.65 \pm 0.5 \text{ g/cm}^3$.

Obecne metody badawcze pozwalają na bezpośrednie określanie struktury krystalicznej na powierzchni. Wstępne badania powierzchni cienkich warstw C_{60}

za pomocą skaningowego mikroskopu tunelowego wskazywały na strukturę ciasnego upakowania, lecz wkrótce okazało się [38], że na uporządkowanie cząsteczek w monowarstwie, lub bardzo cienkiej warstwie, silny wpływ miało podłoże. Obserwacje grubszych (1500 Å) warstw potwierdziły wynik uzyskany za pomocą dyfrakcji rentgenowskiej, że C₆₀ krystalizuje z siecią fcc o stałej sieci $a = 14.2 \text{ \AA}$.

Odległość pomiędzy najbliższymi sąsiadami (mierzona od środków cząsteczek) wynosi 10 Å. Kryształ jest miękki. Stwierdzono też, że zachodzi strukturalne przejście fazowe od struktury fcc w temperaturach pokojowych do struktury prostej kubicznej (sc) z bazą składającą się z czterech cząsteczek w niższych temperaturach [14]. Temperatura przejścia wynosi ok. 260 K. W fazie wysokotemperaturowej występuje znaczny nieporządek orientacyjny – względne położenia osi symetrii różnych cząsteczek mają różne kierunki w przestrzeni.

Nową klasę molekularnych kryształów zbudowanych z cząsteczek C₆₀ (fullerenów) przyjęto nazywać **fullerytami** [15]. W kryształach tych występują głównie siły van der Waalsa, analogicznie jak w międzywarstwowych wiązaniach w graficie. Pomiary współczynnika ściśliwości liniowej $d(\ln a)/dp$ dla C₆₀ dają ten sam wynik co dla $d(\ln c)/dp$ w graficie (c – kierunek prostopadły do warstw grafitowych). Współczynnik ściśliwości objętościowej $-d(\ln V)/dp$ jest ok. 3 razy większy niż dla grafitu i 40 razy większy niż dla diamentu. Fulleryty stanowią więc najbardziej miękką postać węgla.

Słabe van der waalsowskie wiązania pomiędzy cząsteczkami C₆₀ w fazie stałej, duża stała sieci i znaczna odległość pomiędzy najbliższymi węglami należącymi do sąsiednich fullerenów w sieci sprawia, że struktura pasmowa jest dość prosta. Fulleryty C₆₀ są półprzewodnikami [11,39] o prostej przerwie energetycznej na granicy strefy Brillouina w punkcie X równej 1.9 eV. Masa efektywna elektronów w paśmie przewodnictwa wynosi ok. $1.3 m_e$. Masy efektywne stanów dziurowych w paśmie walencyjnym wynoszą $1.5 m_e$ i $3.4 m_e$. Pasma lekkich dziur występuje niżej o ok. 10 meV od pasma dziur ciężkich. Wyniki eksperymentów fotoemisyjnych dobrze zgadzają się z obliczeniami. Eksperymenty [19] z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego o energii fotonów do 90 eV wykazują, że wysoko położone stany energetyczne zachowują symetrię i charakter stanów cząsteczki C₆₀. Zmiana natężenia fotoelektronów z energią fotonów pozwala na określenie parzystości stanów końcowych, jeśli tylko znamy parzystość stanów początkowych.

W tabeli 1 zestawione są podstawowe parametry i własności fullerenów i fullerytów C₆₀.

Tabela 1. Podsumowanie podstawowych własności fullereny i fullerytu C₆₀

| | |
|---|--|
| średnica cząsteczki | 7.1 Å |
| długości wiązań | 1.404 Å (C=C), 1.448 Å (C-C) |
| struktura krystaliczna | fcc(Fm $\bar{3}$ m) $T > 260$ K, sc(Pa $\bar{3}$) $T < 260$ K |
| min. odległość C ₆₀ -C ₆₀ | 3.1 Å |
| gęstość | 1.65 g/cm ³ |
| energia jonizacji | 7.6 eV |
| przerwa energetyczna | 1.9 eV |

5.1. Fulleryty i diamenty

Niezależnie od wielu obiecujących badań domieszkowanych fullerenów i fullerytów (patrz rozdz. 6), prowadzi się intensywne i zapewne nie mniej ważne badania czystych fullerytów C₆₀ i C₇₀. Uzyskane wyniki są wielce obiecujące. Problem ma kilka aspektów. Ale zacznijmy od początku. Wkrótce po odkryciu C₆₀ zaczęto się zastanawiać [40] nad możliwością transformacji kryształów C₆₀ w strukturze heksagonalnej (przypominam, że w pierwszych pracach tak właśnie oznaczono strukturę fullerytu C₆₀) do struktury diamentu, tzn. fcc z bazą dwuatomową. Występuje tu pełna analogia do grafitu i diamentu. Fullerytowy diament powinien być twardszy od „zwykłego węglowego”. Potem okazało się, że struktura stałego C₆₀ jest typu fcc, o dość małej wartości współczynnika ściśliwości $\kappa = 1/B$; $B = -V(\partial p/\partial V)$. Nowsze obliczenia [43] wskazują, że parametr B silnie zależy od ciśnienia, rosnąc prawie liniowo z ciśnieniem p , aż do wartości $p = 100$ GPa. Dla ciśnienia wyższego od 70 GPa współczynnik B dla fullerytu C₆₀ jest większy niż dla diamentu. Obliczenia zakładają stabilność sieci fcc w całym zakresie ciśnień.

Pomiary ciśnieniowe oporu elektrycznego stałego ziarnistego C₆₀ wskazują [44] na możliwość pojawienia się przejścia do nowej fazy o wyższym oporze pod ciśnieniem rzędu 15–20 GPa. Wynik o tyle zaskakujący, że pod niższym ciśnieniem obserwowano zmniejszanie się oporu elektrycznego, a więc zmniejszanie przerwy energetycznej. Autorzy sugerują możliwość istnienia przejścia od zwykłej fazy fcc z wiązaniami typu sp² pomiędzy sąsiednimi cząsteczkami C₆₀ do fazy o przewodze kowalencyjnego wiązania typu sp³.

Być może, że dwa inne odkrycia znajdą szybko przemysłowe zastosowanie. Oba związane są z fullerytami i diamentami jednocześnie. Inżynierowie od kilku lat usiłują znaleźć tani sposób produkcji diamentowych zakończeń różnych narzędzi takich jak: elementy skrawające, wiertła, niektóre urządzenia górnicze itp.

Głównym problemem jest to, że warstwy diamentowe nie chcą rosnąć na stalowych czy innych powierzchniach. Trzeba je wcześniej pokryć diamentowym pyłem. Próbowano różnych materiałów – nawet oleju. Ostatnie prace wskazują, że jeśli powierzchnię pokryć cienką warstwą C_{70} i następnie uaktywnić ją zrywając niektóre wiązania C–C, to bardzo łatwo rosną na niej kryształki diamentu [45,46]. Wydajność procesu wzrasta 10^{10} -krotnie w porównaniu z wydajnością wzrostu warstwy diamentowej na czystej powierzchni.

Zastosowanie C_{60} nie prowadzi do tak znacznego wzrostu wydajności. Jednakże szybkie niehydrostatyczne ściskanie C_{60} do ciśnień 20 ± 5 GPa w temperaturze pokojowej prowadzi [47] do gwałtownej przemiany fullerytu w polikrystaliczny diament. Duża wydajność i szybka kinetyka nasuwają możliwość wykorzystania procesu do produkcji przemysłowych diamentów.

6. Domieszkowane fulleryty: od izolatorów do nadprzewodników

Trwają badania fullerytów domieszkowanych metalami i związkami chemicznymi. Przełomem stało się odkrycie nadprzewodnictwa w domieszkowanym potasem stałym C_{60} . Do tego tematu jeszcze powrócę. Teraz chciałbym wspomnieć o innych interesujących odkryciach.

Kryształy C_{60} są izolatorami (przerwa energetyczna wynosi ok. 1.9 eV). Domieszkowane pozostają izolatorami lub stają się przewodnikami, nadprzewodnikami, ferromagnetykami zależnie od koncentracji i rodzaju domieszki. Zadziwiająca kolekcja zachowań! Wspomniany wcześniej [22] ferromagnetyk TDAE- C_{60} , gdzie TDAE oznacza tetrakis-(dimetyloamino)-etylen ($C_2N_4(CH_3)_8$) jest organicznym ferromagnetykiem o rekordowo wysokiej dla tej klasy związków temperaturze Curie $T_C = 16.1$ K [22]. Materiał jest bardzo miękkim ferromagnetykiem nie wykazującym pozostałości magnetycznej i o nietypowej zależności magnetyzacji od temperatury poniżej T_C ; posiada jednoskośną komórkę elementarną i prawdopodobnie silnie anizotropową strukturę pasmową [40].

Jak już wcześniej wspominałem, zaobserwowano wiele kompleksów $M@C_{60}$. Doniesienia o udanej syntezie fullerenów C_{60} zawierających w swoim wnętrzu niewielkie cząsteczki polarne, m.in. CaCl, CuCl, NaCl i NaI stwarzają możliwość (po uprzednim udoskonaleniu technologii tak, aby pozwalała otrzymać znaczne ilości takich „superatomów”) praktycznej realizacji sieci dipoli elektrycznych. Sprzyjające okoliczności to możliwość w zasadzie swobodnej rotacji cząsteczki polarnej wewnątrz C_{60} oraz niewielkie ekranowanie momentu dipolowego przez „klatkę” [6]. Układ dipoli elektrycznych na sieci fcc powinien się porządkować w niskich temperaturach tworząc fazę ferro- lub antyferroelektryczną. Obliczenia

teoretyczne [41] dla hipotetycznych fullerytów $M@C_{60}$ dają temperatury przejść odpowiednio: 25, 36, 41 i 60 K dla $M = LiF, LiCl, NaF, NaCl$.

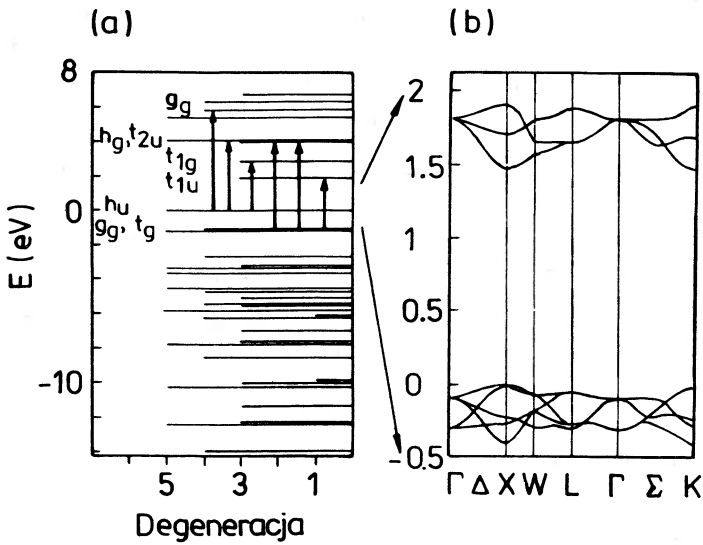
Kontrowersje budzi możliwość domieszkowania fullerytów domieszkami akceptorowymi [48], m.in. jodem (I). Zdaje się, że istnieją wciąż problemy technologiczne. W pracy [49] autorzy donoszą o uzyskaniu stechiometrycznego związku $C_{60}I_4$, którego opór właściwy w temperaturze pokojowej wynosi $10 M\Omega cm$, a związek nie wykazuje nadprzewodnictwa do $T = 4 K$. Posiada on warstwową budowę, w której na przemian występują płaszczyzny C_{60} i I.

Systematyczne badania domieszkowanych fullerytów pozwalają na konstrukcję przybliżonych diagramów fazowych na płaszczyźnie temperatura–koncentracja, w pełnym zakresie koncentracji domieszki od czystego C_{60} do $C_{60}A_6$. Obserwowano [50] fazy fcc (I), fcc (II), bcc i bct. Faza fcc (I) jest fazą dla $x = 0$, w której fulleryty są izolatorami, natomiast fcc (II) jest fazą nadprzewodnictwa występującą dla $x = 3$.

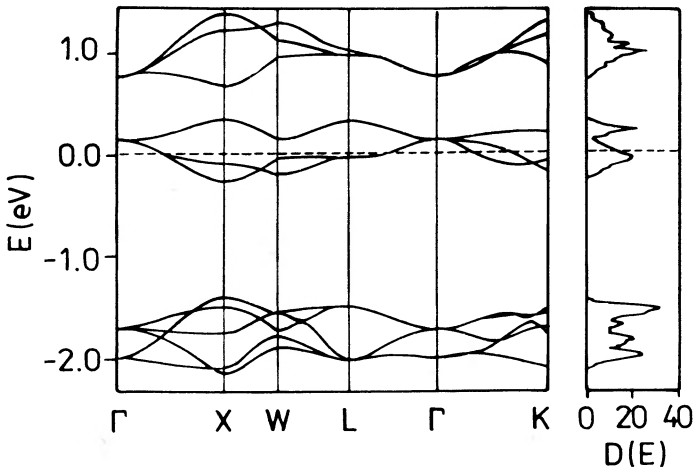
6.1. Widmo energetyczne

Na rysunku 5 przedstawione jest widmo energetyczne [11] elektronów w fullerenie C_{60} (a) oraz w czystym fullerycie C_{60} (b). Poziom h_u jest najwyższym obsadzonym poziomem molekularnym. Istnieją dwie możliwości modyfikacji widma energetycznego podczas domieszkowania fullerytów. Pierwsza to obsadzanie dostarczonymi przez domieszki elektronami pustych stanów „sztywnego” pasma przewodnictwa czystego fullerytu. Ta możliwość realizuje się w układach K_3C_{60} i Rb_3C_{60} , które są metalami. Struktura energetyczna K_3C_{60} oraz odpowiednia gęstość stanów pokazane są na rys. 6. Druga możliwość polega na pojawianiu się stanów domieszki w obszarze przerwy energetycznej czystego fullerytu i wydaje się realizować we wszystkich pozostałych znanych przypadkach domieszkowanych fullerytów C_{60} . Pozostają one półprzewodnikami o innej przerwie energetycznej. Należy dodać, że brak jest pełnej zgodności co do struktury energetycznej układów dla $x \neq 0$ i 3.

Taka zmiana struktury elektronowej stałego C_{60} jak podczas domieszkowania potasem prawdopodobnie zachodzi także dla innych pierwiastków alkalicznych. Czysty C_{60} jest izolatorem i staje się metalem dla składów K_xC_{60} ($x \approx 3$), aby następnie być izolatorem przy składzie K_6C_{60} [42]. W tym ostatnim przypadku układ prawdopodobnie posiada sieć bcc (kubiczna przestrzennie centrowana), w której atomy potasu obsadzają wszystkie dostępne położenia międzywęzłowe o symetrii tetraedrycznej. Dla pośrednich składów prawdopodobnie występuje dość znaczne nieuporządkowanie związane z losowym rozłożeniem atomów (jonów) potasu w dostępnych położeniach międzywęzłowych. Eksperymenty fotoemisyjne [42] wskazują, że potas w K_3C_{60} zapełnia najniższe nieobsadzone pasma pocho-



Rys. 5. Struktura widma energetycznego elektronów w fullerenie (a) oraz fullerycie (b) C_{60}



Rys. 6. Widmo energetyczne K_3C_{60} . Linia przerywana oznacza poziom Fermiego

dzące z odpowiednich (najniższych nieobsadzonych) orbitali molekularnych. Istnieje pewne (jakościowe) podobieństwo związków M_xC_{60} (M – metal alkaliczny) z przekładanym grafitem. Odnosi się to m.in. do tego, iż w obu związkach atom domieszki dostarcza elektronu, który obsadza wolne stany czystego grafitu lub C_{60}

powodując pojawienie się własności metalicznych i nadprzewodnictwa. (Przekładany grafit jest nadprzewodnikiem w temperaturze poniżej 1 K). W obu przypadkach obsadzone są pasma powstałe z orbitali typu π .

Mikroskopowe obliczenia [11] energii całkowitej K_xC_{60} wskazują, że słabo związany siłami van der Waalsa stały C_{60} po domieszkowaniu potasem staje się metalem jonowym o olbrzymiej energii kohezji ≈ 10 eV/atom potasu i znacznie zmniejszonej stałej sieci. Pasma energetyczne typu π posiadają w K_3C_{60} większą dyspersję niż w C_{60} (por. rys. 5b i 6). Związane to może być ze znalezionym teoretycznie zmniejszeniem stałej sieci i zwiększonym oddziaływaniem (hybrydyzacja). Obecność potasu zwiększa stopień związania sąsiednich klasterów C_{60} . Elektrony z orbitali 4s potasu zajmują nieobsadzone pasma typu π C_{60} .

W niedomieszkowanym C_{60} występują trzy pasma przewodnictwa pochodzące z trójrotnie zdegenerowanego najniższego nieobsadzonego orbitalu t_{1u} cząsteczki C_{60} .

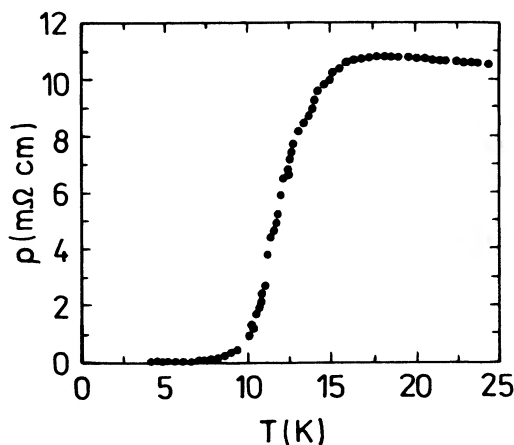
Powierzchnia Fermiego K_3C_{60} ma charakter dziurowy i składa się z czterech nierównoważnych części [39]. Pochodzą one kolejno z dolnego pasma przewodnictwa wokół punktu Γ (środek strefy Brillouina) oraz niewielkie fragmenty z pasma wokół punktu L. Górne pasmo przewodnictwa także tworzy dwie powierzchnie o dosyć złożonej topologii. Jedna z nich rozciąga się do granic strefy Brillouina stykając się nimi w otoczeniu punktów L i X. Od niej pochodzi istotny wkład (88%) do gęstości stanów $N(E_f)$. Dodatkowo fragmenty powierzchni Fermiego posiadają cechy zagnieżdżania (ang. nesting), co oznacza, że po przesunięciu o pewien wektor falowy (tu q_x) nachodzą na siebie. Fakt ten silnie wpływa na zachowanie podatności $\chi(q)$, która dla wektora q o kierunku q_x posiada charakterystyczny wierzchołek w punkcie X strefy Brillouina. Może to prowadzić do niestabilności związanej z fononami o wektorach falowych z otoczenia punktu X dzięki sprzężeniu elektron-fonon.

7. Nadprzewodnictwo w fullerydkach M_xC_{60}

7.1. Występowanie i podstawowe własności

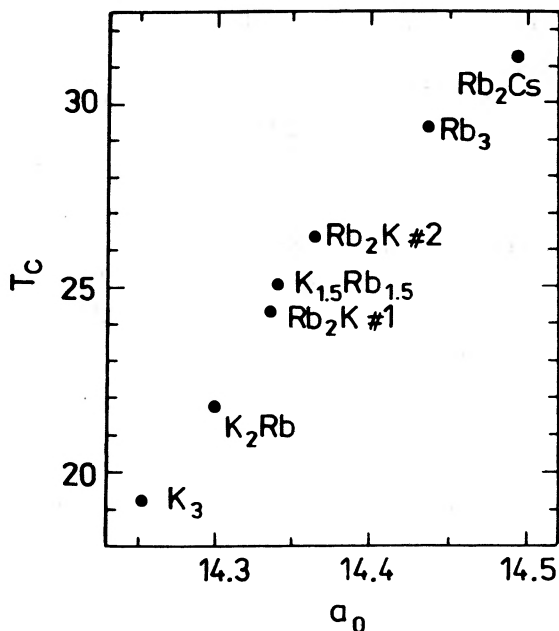
Fulleryty domieszkowane metalami alkalicznymi (K, Rb) są, jak się okazuje, metalami o jonowym charakterze wiązań dla $x = 3$. Wstępne badania wskazywały, że właściwości metaliczne posiada związek C_{60} z potasem. Od odkrycia w 1986 r. nadprzewodnictwa w tlenkach miedziowo-lantanowych domieszkowanych strontem, szukanie nadprzewodnictwa w nowych materiałach należy do kanonu obowiązkowych zadań badaczy. Tym razem szczęście uśmiechnęło się do grupy uczonych z laboratoriów Bella AT&T. Hebard i współpracownicy [23] w kwietniu

1991 r. donieśli o odkryciu przejścia K_xC_{60} w stan nadprzewodzący w temperaturze 18 K. Przejście to udokumentowano badaniami oporu (rys. 7), magnetyzacji oraz absorpcji mikrofalowej, która od pewnego czasu należy do standardowych metod badania nadprzewodników, w czym zasługa m.in. prof. Jana Stankowskiego z IFM PAN w Poznaniu. Kolejne badania [24] wykazały, że związek jest nadprzewodnikiem II rodzaju o długości koherencji $\xi_0 = 26 \text{ \AA}$ i głębokości wnicania $\lambda = 4800 \text{ \AA}$. Prąd krytyczny oszacowany na podstawie pętli histerezy w $T = 5 \text{ K}$ wynosi dla optymalnej stechiometrii [25] K_3C_{60} ok. 10^5 A/cm^2 . Dolne pole krytyczne H_{c1} oszacowano na 0.0132 T , natomiast górne $H_{c2} = 49 \text{ T}$. Interesującym wynikiem o zapewne dużym znaczeniu dla zrozumienia mechanizmu nadprzewodnictwa w fullerytach jest silna zależność T_c od ciśnienia. Stwierdzono [26], że $\partial T_c / \partial p = -0.78 \text{ K/kbar}$, co oznacza silne obniżanie temperatury przejścia wraz ze wzrostem ciśnienia, i tak np. K_3C_{60} o $T_c = 19.3 \text{ K}$ pod normalnym ciśnieniem stanie się nadprzewodnikiem dopiero w temperaturze około 9 K pod ciśnieniem 14 kbar . Efekt jest odwracalny i obniżanie ciśnienia powoduje wzrost T_c , aż do wartości wyjściowej. Należałoby więc oczekiwać, że w materiale tym „ujemne” ciśnienie (natury chemicznej) będzie prowadziło do zwiększenia T_c . Z wnioskiem tym zgodne są szybko po sobie następujące odkrycia. Zastąpienie jonu potasu o promieniu jonowym $r(K^+) = 1.33 \text{ \AA}$ przez Rb o promieniu $r(Rb^+) = 1.48 \text{ \AA}$ spowodowało wzrost T_c do 29 K oraz dla Cs_2RbC_{60} , $r(Cs^+) = 1.69 \text{ \AA}$ do 33 K . Tendencję tę ilustruje rys. 8.



Rys. 7. Zależność oporu właściwego od temperatury w K_xC_{60} , $x \approx 3$ [23]

W zestalonym C_{60} , który jak wiemy posiada strukturę fcc, w komórce elementarnej znajdują się trzy położenia międzywęzłowe, które mogą być zajmo-



Rys. 8. Korelacje temperatury przejścia w stan nadprzewodnictwa ze stałą sieci fullerydków M_xC_{60} (M – atomy zaznaczone na rysunku)

wane przez jony domieszek. Dwa z tych położeń posiadają symetrię tetraedryczną (czworościanu prawidłowego) i każde może pomieścić jon o promieniu $\approx 1.1 \text{ \AA}$, natomiast trzecie, o symetrii oktaedrycznej (ośmiościanu), jon o $r = 2.1 \text{ \AA}$. W chwili obecnej nie jest w pełni jasne, które położenia i w jakim stopniu są zajmowane przez jony metali. Zapewne scenariusz wzrostu T_c nie jest tak prosty jak sugerowałyby powyższe rozważania, jednak propozycje teoretycznego opisu zjawiska powinny wyjaśniać obserwowaną zależność $T_c(p)$ – temperatury przejścia od ciśnienia lub od stałej sieci domieszkowanego fullerytu (rys. 8). Pojawiły się (nie potwierdzone) doniesienia o jeszcze wyższych temperaturach przejścia. Odkrycia te podsumowuje poniższa tabelka, w której M_x oznacza domieszkę w związku M_xC_{60} , a T_c – odpowiednią temperaturę przejścia.

| M_x | K_3 | Rb_3 | Cs_2Rb | Ca_5 | Ba_6 | Na_2Cs | |
|-----------|-------|--------|----------|--------|--------|----------|------|
| T_c [K] | 13.9 | 29 | 33 | 8.4 | 7.0 | 10 | 12 |
| poz. lit. | [23] | [27] | [28] | [50] | [50] | [51] | [52] |

Badania fullerytów, a w szczególności ich nadprzewodnictwa prowadzi się także w Polsce m.in. w Warszawie, Poznaniu, Wrocławiu. Z chemicznego punktu widzenia nadprzewodzące materiały M_xC_{60} są związkami. Dlatego właściwa dla nich nazwa to fullerydki.

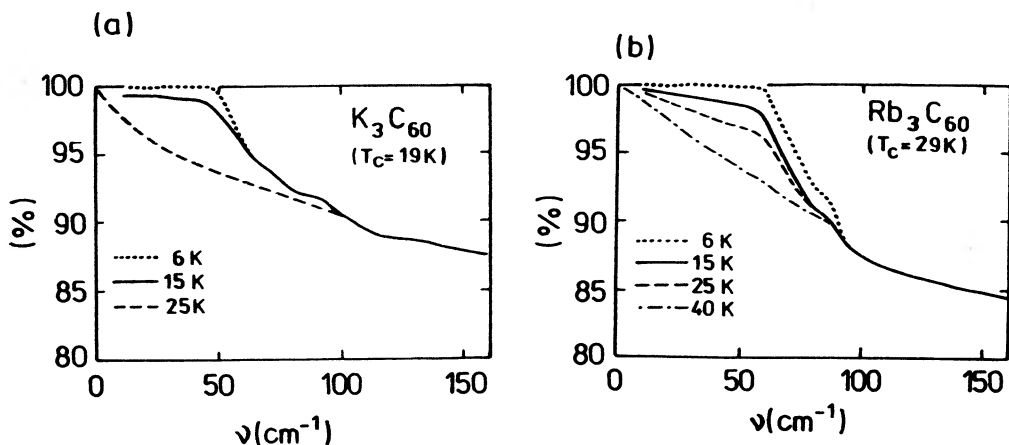
Podstawowe własności nadprzewodzących fullerydków metali alkalicznych zebrane zostały w tab. 2.

Tabela 2. Podstawowe własności nadprzewodzących fullerydków A_3C_{60} metali alkalicznych $A = K, Rb, Cs/Rb$

| | |
|--|-----------------------------------|
| struktura krystaliczna | fcc |
| rodzaj nadprzewodnictwa, κ | II, $\kappa \approx 100$ |
| temperatura przejścia T_c | 19 K (K), 28 K (Rb), 33 K (Cs/Rb) |
| zależność T_c od ciśnienia, $\partial T_c / \partial P$ | -0.63 do -0.78 K/kbar |
| masa efektywna nośników | $1.3 m_e$ |
| dolne pole krytyczne $H_{c1}(0)$ | 0.013 T |
| górne pole krytyczne $H_{c2}(0)$ | 49 T |
| długość koherencji ξ | 26 Å |
| głębokość wnikania $\lambda(0)$ | 2400 Å - 4800 Å |
| współczynnik efektu izotopowego (^{13}C), $T_c \propto M^{-\alpha}$ | 0.3 - 0.4 |
| przerwa energetyczna 2Δ | 3.6 - 8.8 meV |

Odkrycie nadprzewodnictwa w fullerydkach Ca_5C_{60} , Ba_6C_{60} , Na_2CsC_{60} zaburza korelację pomiędzy T_c i stałą sieci a (rys. 8). Na_xC_{60} o stałej sieci około 14.1 Å powinien wg rys. 8 mieć $T_c \approx 16$ K, natomiast liczne doświadczenia [51,52] wskazują, że materiał pozostaje izolatorem dla dowolnej wartości χ .

Brak jest zgodności co do wartości $2\Delta(0)/T_c$. Pomiar tunelowy daje wartość ok. 5, natomiast ostatnie pomiary optyczne prowadzą do wartości 3.6 dla K_3C_{60} i 2.98 dla Rb_3C_{60} [53], zgodnej z przewidywaniami teorii BCS czyli 3.5. Rysunek 9 przedstawia współczynnik odbicia w zależności od częstości fali w różnych temperaturach. Wyraźnie widać, że materiał jest przezroczysty dla częstości mniejszych od $2\Delta(T)$.



Rys. 9. Zależność współczynnika odbicia od częstości fali padającej mierzona w różnych temperaturach dla a) K_3C_{60} oraz b) Rb_3C_{60} . Nadprzewodnik jest przezroczysty dla światła o częstości mniejszej od wielkości przerwy energetycznej

7.2. Mechanizmy nadprzewodnictwa

Odkrycie nadprzewodnictwa w nowej klasie materiałów uaktualnia pytanie o mechanizm odpowiedzialny za zjawisko. Jeszcze nie jesteśmy jednomyślni co do opisu nadprzewodnictwa w układach ciężkofermionowych, w tlenkach miedzi, a tu już nowa, jakże fascynująca zagadka.

Wysokotemperaturowe nadprzewodniki z płaszczyznami tlenku miedzi są dla małej koncentracji nośników izolatorami Motta, potem stają się nadprzewodzące. Mają budowę warstwową i charakteryzują się silną anizotropią. Żadna z tych własności nie występuje w fullerydkach. Są izolatorami (lepiej półprzewodnikami), bo istnieje przerwa w widmie jednoelektronowym i wszystkie pasma poniżej przerwy są całkowicie zapełnione. Są kubiczne bez śladów warstwowości czy dwuwymiarowości.

Ale istnieją też pewne podobieństwa, np. koncentracja nośników jest bardzo mała, fullerydki są także nadprzewodnikami II rodzaju. Charakteryzują je podobne wartości głębokości wnikania ($\lambda \approx 4800 \text{ \AA}$) i długości koherencji ($\xi_0 \approx 26 \text{ \AA}$). Badania rezonansu spinowego mionów wskazują na szczególnie duże podobieństwa nadprzewodzących fullerydków do innych nadprzewodników wysokotemperaturowych. Z mikroskopowego punktu widzenia nie ma pełnej jasności, czy pojawiające się (podobnie jak w tlenkach) zagnieżdżenia fragmentów powierzchni Fermiego są istotne dla nadprzewodnictwa.

Zastanawiając się nad mechanizmem nadprzewodnictwa należy niewątpliwie

rozpocząć od możliwości występowania mechanizmu opartego o oddziaływanie elektronów z fononami. Jest tu niesłychana różnorodność możliwych sprzężeń oraz bardzo bogate widmo fononów. Nie wnikając na razie w szczegółowe rozważania ilościowe zauważmy, że w teorii BCS-Eliashberga temperatura przejścia w stan nadprzewodnictwa jest określona dwoma w zasadzie parametrami zależnymi od stałej sprzężenia elektron-fonon g^2 , ale przede wszystkim od widma drgań sieci $F(\omega)$

$$T_c \propto \omega_0 \exp[-1/(\lambda - \mu^*)],$$

gdzie $\omega_0 \propto \int \omega F(\omega) d\omega$ przyjmuje znaczne wartości gdy widmo fononów rozciąga się do dużych energii, zaś wzrost wartości stałej sprzężenia elektron-fonon

$$\lambda \propto g^2 \int \frac{F(\omega)}{\omega} d\omega$$

zapewnia obecność fononów o niskich częstościach. Wielkość μ^* opisuje efekty odpychania kulombowskiego.

W K_3C_{60} , a także innych fullerydkach występują niskoczęstotliwościowe fonony związane z drganiem bardzo ciężkich cząsteczek C_{60} (jako całości), fonony o pośrednich częstościach związane z drganiem dość lekkich domieszek (K, Cs, ...) oraz niezwykle wysokoczęstotliwościowe drgania atomów węgla w cząsteczkach C_{60} . Część, a może wszystkie drgania sprzęgają się z elektronami. Istnieją więc jakościowe argumenty za modelem elektronowo-fononowym BCS-Eliashberga. Rozmycie ładunku obu elektronów pary Coopera na dużej cząsteczce C_{60} lub ich skorelowane zachowanie (na C_{60}) może prowadzić do obniżenia energii kulombowskiego odpychania i pojawienie się efektywnego (wewnątrzwęzłowego na C_{60}) przyciągania. Model ten łatwo już prowadzi do nadprzewodnictwa, o ile zjawisko to nie zostanie zniszczone przez pojawienie się na poziomie Fermiego przerwy energetycznej związanej z możliwą falą gęstości ładunku.

Ponieważ sieć fcc nie jest siecią naprzemienną, pojawienie się fali gęstości ładunku jest utrudnione i nadprzewodnictwo powinno zwyciężyć. Taki punkt widzenia prezentują autorzy pracy [54] i uważają, że fonony optyczne związane z drganiami jonu K^+ silnie sprzęgają się z elektronami cząsteczki C_{60} i prowadzą do efektywnego przyciągania. Obliczenia przeprowadzono w ramach modelu Hubbarda z $U < 0$ w przybliżeniu średniego pola.

Według autorów pracy [47], rola wewnątrzcząsteczkowych drgań węgla w fullerydkach jest znacznie bardziej istotna niż w interkalowanym diamencie i te właśnie drgania odpowiedzialne są za pojawienie się nadprzewodnictwa. Przewidziano zmiękczenie niektórych wysokoenergetycznych modów fononowych w stanie nadprzewodnictwa o ok. 20%.

Pomiary widm fononowych C_{60} , K_3C_{60} oraz Rb_6C_{60} wykonane metodą niesprężystego rozpraszania neutronów [56] wykazują znaczne poszerzenie modów H_g drgań wewnątrzcząsteczkowych. Zdaniem autorów pracy [56], jest to silny argument za fononowym mechanizmem nadprzewodnictwa w K_3C_{60} . Oszacowane dla K_3C_{60} wartości parametrów wynoszą: $\lambda \approx 0.64$, $\mu^* \approx 0.15$ oraz $\omega_0 \approx 1100$ K.

Badania efektu izotopowego w Rb_3C_{60} wskazują także na istotną rolę drgań wewnątrzcząsteczkowych. Parametr α w wyrażeniu określającym zależność T_c od masy izotopu M : $T_c \sim M^{-\alpha}$, który w teorii BCS przyjmuje wartość $\alpha = 0.5$, był wyznaczany dla nadprzewodników, w których izotop węgla ^{12}C zastąpiono izotopem ^{13}C oraz ^{85}Rb izotopem ^{87}Rb . Otrzymano $\alpha(C) \approx 0.37$ [57] oraz $\alpha(Rb) \approx 0$ [58].

8. Podsumowanie

Od zidentyfikowania cząsteczki C_{60} wśród klasterów węgla minęło kilka lat, od odkrycia nadprzewodnictwa w fullerydkach znacznie mniej. Wiele już się dowiedzieliśmy. Wciąż dokonuje się nowych odkryć. Można tu dodać odkrycie zależności przezroczystości pewnych roztworów fullerenów [59] od natężenia światła oraz fotoprzewodnictwa polimerów domieszkowanych fullerenami [60]. Nie ulega chyba wątpliwości, że te i inne odkrycia oznaczają rewolucję w chemii i zapewne wiele ciekawych zjawisk – może zupełnie nowych w fizyce, a w konsekwencji (jak zwykle) nowe materiały i ciekawe zastosowania w przemyśle i technice.

Przypomnijmy: zaczęło się od (bardzo) podstawowych badań mających na celu wyjaśnienie pochodzenia pewnych niezidentyfikowanych widm materii międzygwiazdnej, a już mówimy o nowych smarach, produkcji wiertel itp. Potwierdziło się więc, po raz kolejny, że „warto finansować badania podstawowe, które często prowadzą do odkryć o podstawowym znaczeniu dla nauki i niewyobrażalnych zastosowaniach praktycznych” [61].

Literatura

- [1] M.A. Duncan, D.H. Rouvray, *Sci. Am.* **261**, grudzień 1989; W.A. de Heer, W.D. Knight, M.Y. Chou, M.L. Cohen, *Solid State Physics* **40**, 93 (1987).
- [2] H.W. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien, R.F. Curl, R.R. Smalley, *Nature* **318**, 162 (1985).
- [3] W. Krätschmer, Lowell D. Lamb, K. Fostiropoulos, Donald R. Huffman, *Nature* **347**, 354 (1990).
- [4] Alan L. Mackay, *Nature* **347**, 336 (1990).
- [5] Jack B. Howard, J. Thomas McKinnon, Yakov Makarovskiy, Arthur L. Lafleur, M. Elaine

- Johnson, *Nature* **352**, 139 (1991).
- [6] Jerzy Ciosłowski, *J. Am. Chem. Soc.* **113**, 4139 (1991); J.M. Rudziński, *Thermochim. Acta* **125**, 155 (1988).
- [7] M. Saunders, *Science* **253**, 330 (1991).
- [8] J.W. Bausch, G.K. Surya Prakash, G.A. Olah, *J. Am. Chem. Soc.* **253**, 3205 (1991).
- [9] Lisa M. Roth, Y. Huang, J.T. Schwedler, C.J. Cassidy, D. Ben-Amotz, B. Kahr, B.S. Freiser, *J. Am. Chem. Soc.* **113**, 6298 (1991); J.M. Wood, B. Kahr, S.H. Hoke II, L. Dejorme, R.G. Cooks, D. Ben-Amotz, *J. Am. Chem. Soc.* **113**, 5907 (1991).
- [10] P.A. Limbach, L. Schweikhard, K.A. Cowen, M.T. McDermott, A.G. Marshall, J.V. Coe, *J. Am. Chem. Soc.* **113**, 6795 (1991); D.M. Cox, D. Behal, M. Disko, S.M. Gorun, M. Creancy, C.S. Hsu, E.B. Kollin, J. Millar, J. Robbins, R.D. Sherwood, P. Tindall, *J. Am. Chem. Soc.* **113**, 2940 (1991); C.S. Yannoni, P.P. Bernier, D.S. Bethune, G. Meijer, J.R. Salem, *J. Am. Chem. Soc.* **113**, 3190 (1991).
- [11] Susumu Saito, Atsushi Oshiyama, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2637 (1991).
- [12] L.S.K. Pang, A.M. Vassallo, M.A. Wilson, *Nature* **352**, 480 (1991).
- [13] M.H. Wilson, W.K. Pang, A.M. Vassallo, *Nature* **355**, 117 (1992).
- [14] Paul A. Heiney, John E. Fischer, Andrew R. McGhie, William J. Romanow, Arnold M. Denenstein, John P. McCauley, Jr., Amos B. Smith III, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2911 (1991).
- [15] John E. Fischer, Paul A. Heiney, Andrew R. McGhie, William J. Romanow, Arnold M. Denenstein, John P. McCauley, Jr., Amos B. Smith III, *Science* **252**, 1288 (1991).
- [16] R.F. Curl, R.E. Smalley, *Świat Nauki*, nr 4, 26 (1991).
- [17] T. Guo, C. Jin, R.E. Smalley, *J. Phys. Chem.* **95**, 4948 (1991).
- [18] R.E. Smalley, *Large Carbon Clusters*, ACS Symposium Series, red. G. Hammond, V. Kuck (1991).
- [19] P.J. Benning, D.M. Poirier, N. Troullier, José Luis Martins, J.H. Weaver, R.E. Haufler, L.P.F. Chibante, R.E. Smalley, *Phys. Rev. B* **44**, 1962 (1991); Y. Chai, T. Guo, Ch. Jen, R.E. Haufler, L.P.F.J. Chibante, J. Fure, L. Wang, J.M. Alford, R.E. Smalley, *Phys. Chem.* **95**, 7654 (1991); R.D. Johnson, M.S. de Vries, J. Salem, D.S. Bethune, C.S. Yanoni, *Nature* **355**, 239 (1992).
- [20] L.F. Lindoy, *Nature* **357**, 443 (1992).
- [21] P.R. Birket, P.B. Hitchcock, H.W. Kroto, R. Taylor, D.R.M. Walton, *Nature* **357**, 478 (1992).
- [22] Pierre-Marc Allemand, Kishan C. Khemani, Andrew Koch, Fred Wudl, Karoly Holczer, Steven Donovan, George Grüner, Joe D. Thompson, *Science* **253**, 301 (1991).
- [23] A.F. Hebard, M.J. Rosseinsky, R.C. Haddon, D.W. Murphy, S.H. Glarum, T.T.M. Palstra, A.P. Ramirez, A.R. Kortan, *Nature* **350**, 600 (1991).
- [24] K. Holczer, O. Klein, W. Grüner, J.D. Thompson, F. Diederich, R.L. Whetten, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 271 (1991).
- [25] P.W. Stephens, L. Mihaly, P.L. Lee, R.L. Whetten, S.-M. Huang, R. Kaner, F. Diederich, K. Holczer, *Nature* **351**, 6321 (1991).
- [26] G. Sparr, J.D. Thompson, S.-M. Huang, K.B. Kaner, F. Diederich, R.L. Whetten, G. Grüner, K. Holczer, *Science* **252**, 1829 (1991).
- [27] K. Holczer, O. Klein, S.-M. Huang, R.B. Kaner, K.-J. Fu, R.L. Whetten, F. Diederich, *Science* **252**, 1154 (1991).

- [28] K. Tanigaki, T.W. Ebbesen, S. Saito, J. Mizuki, J.S. Tsai, Y. Kubo, S. Kuroshima, *Nature* **352**, 222 (1991).
- [29] D.E.H. Jones, *New Scient.* **32**, 245 (1966).
- [30] Z.Ya. Kosokovskaya, L.A. Chernozatonskij, E.A. Fedorov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **56**, 26 (1992).
- [31] S. Iijima, *Nature* **354**, 56 (1991).
- [32] D. Ugarte, *Nature* **359**, 707 (1992); H.W. Kroto, *Nature* **359**, 670 (1992).
- [33] S. Maryuma, L.R. Anderson, R.E. Smalley, *Rev. Sci. Instr.* **61**, 3686 (1990).
- [34] A.L. Mackay, H. Terrones, *Nature* **353**, 762 (1991).
- [35] Th. Lenosky, *Nature* **353**, 333 (1992); Th. Lenosky, X. Gonze, M. Teter, V. Elser, *Nature* **355**, 333 (1992).
- [36] D. Vanderbilt, J. Tersoff, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 511 (1992).
- [37] W.Y. Ching, M.-Z. Huang, X. Xu, *Phys. Rev. B* **46**, 9910 (1992).
- [38] Eric J. Snyder, Mark S. Anderson, William M. Tong, R. Stanley Williams, Samir J. Anz, Marcos M. Alvarez, Yves Rubin, François N. Diederich, Robert L. Whetten, *Science* **253**, 171 (1991).
- [39] S.C. Erwin, W.E. Pickett, *Science* **254**, 842 (1991).
- [40] P.W. Stephens, D. Cox, J.W. Lauher, L. Mihaly, J.B. Willey, P.M. Allemand, A. Hirsch, K. Holmer, Q. Zi, J.D. Thomson, F. Wudl, *Nature* **355**, 331 (1992).
- [41] Jerzy Ciosłowski, Asiri Nanayakkara, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2871 (1992).
- [42] P.J. Benning, J.L. Martins, J.H. Weaver, L.P.F. Chibante, R.E. Smalley, *Science* **252**, 1417 (1991).
- [43] Y. Wang, D. Tomanek, G.F. Bertsch, *Phys. Rev. B* **44**, 6562 (1991).
- [44] M. Nunez Regueiro, P. Monceau, A. Rassait, P. Bernier, A. Zahab, *Nature* **354**, 389 (1991).
- [45] A.S. Moffat, *Science* **254**, 800 (1991).
- [46] R. Meilunas, R.P.H. Chang, S. Liu, M.M. Kappers, *Nature* **354**, 271 (1991).
- [47] M. Núñez Regueiro, P. Monceau, J.L. Hodeau, *Nature* **355**, 237 (1992).
- [48] T.R. Ohno, G.H. Kroll, J. Weaver, L.P.F. Chibaute, R.E. Smalley, *Nature* **355**, 401 (1992).
- [49] Q. Zhu, D.E. Cox, J.E. Fisher, Krzysztof Kniaz, A.R. McGhie, O. Zhou, *Nature* **355**, 712 (1992); Q. Zhou, O. Zhou, N. Coustel, G.B.M. Vaughan, J.P. McCauley, Jr., W.J. Romanov, J.E. Fischer, A.B. Smith III, *Nature* **355**, 712 (1992).
- [50] A.R. Kortan, N. Kopylov, S. Glarum, E.M. Gyorgy, A.P. Ramirez, R.M. Flemming, O. Zhou, F.A. Thiel, P.L. Trevor, R.C. Heddon, *Nature* **355**, 529 (1992); **360**, 556 (1992).
- [51] M.J. Rosseinsky, D.W. Murphy, R.M. Flemming, R. Tycko, A.P. Ramirez, T. Siegrist, G. Dabbagh, S.E. Barret, *Nature* **356**, 416 (1992).
- [52] K. Tanigaki, I. Hirosawa, T.W. Ebbesen, J. Mizuhi, Y. Shimakawa, Y. Kubo, J.S. Tsai, S. Kuroshima, *Nature* **356**, 419 (1992).
- [53] L. Degiorgi, P. Wachter, G. Gruner, S.M. Huang, J. Wiley, R.B. Kaner, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2987 (1992).
- [54] F.C. Zhang, Masao Ogata, T.M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3452 (1991).
- [55] C.M. Varma, J. Zaanen, K. Raghavachari, *Science* **254**, 989 (1991).
- [56] K. Prassides, H.W. Kroto, R. Taylor, D.R. Walton, W.I.F. David, J. Tomkinson, R.C. Haddon, M.J. Rosseinsky, D.W. Murphy, *Carbon* **30**, 1277 (1992).
- [57] C.-C. Chen, C.M. Lieber, *Science* **259**, 655 (1993).

- [58] T.W. Ebbesen, J.S. Tsai, K. Tanigahi, H. Hiura, Y. Shimakawa, Y. Kubo, I. Hirose, J. Mizuki, *Physica C* **203**, 163 (1992).
- [59] L.W. Tutt, A. Kost, *Nature* **356**, 225 (1992).
- [60] Y. Wang, *Nature* **356**, 585 (1992).
- [61] K. Prassides, K. Kroto, *Phys. World* **4**, 44 (1992).

Hermann Haken

*Institut für theoretische Physik und Synergetik
Universität Stuttgart
Stuttgart, RFN*

Układy otwarte — niezwykły świat stanów nierównowagi*

Open systems—the remarkable world of non-equilibrium

*Abstract:*** Open systems are described and the author gives a personal view of laser development, describing his involvement in the formulation of laser theory, studying of non-equilibrium phase transitions and creating an inter-disciplinary research branch of synergetics. The effect of entropy on information handling and the concept of synergetic computer are discussed.

Rok 1990 jest dla mnie szczególnym i znaczącym rokiem jubileuszowym. Dokładnie 30 lat temu podczas stażu naukowego w Laboratoriach Bell Telephone w USA, po raz pierwszy usłyszałem o zamiarze zbudowania tam całkowicie nowego źródła światła — lasera. To rozpoczęło moje 30-letnie badania w dziedzinie laserów i, jak się później okazało, w zakresie jeszcze wielu innych ściśle spokrewnionych zjawisk. Zamierzam więc wykorzystać niniejszą okazję jako możliwość spojrzenia wstecz, jak również możliwość poszukania perspektyw na przyszłość.

Czym są układy otwarte? Pojęcie to oznacza takie układy, przez które przepływa strumień energii lub materii, przy czym energia i materia doznają w nich pewnych przemian. Laser właśnie jest doskonałym przykładem takiego układu.

*Wykład „Offene Systeme — die merkwürdige Welt des Nichtgleichgewichts” wygłoszony na 54 Zjeździe Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Monachium z okazji przyznania prof. Hakenowi Medalu Maxa Plancka za rok 1990. Tekst wykładu, opublikowany w *Physikalische Blätter* 46, 203 (1990), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright ©1990 Physik-Verlag GmbH] (przyp. Red.).

**Streszczenie dodane przez tłumaczy.

Na przykład w laserze gazowym energia doprowadzana jest przez prąd elektryczny, natomiast odprowadzana częściowo przez wypromieniowanie światła laserowego, częściowo ciepła itp. Jeżeli dopływ energii do układu otwartego jest wystarczająco duży, to układ może być wyprowadzony daleko poza punkt równowagi termodynamicznej i przechodzi do tzw. stanu nierównowagi. Zachodzą wtedy zjawiska, które dlatego są tak osobliwe, ponieważ wielokrotnie sprzeciwiają się naszej intuicji, w szczególności gdy została ona ukształtowana przez zasady termodynamiki. Gdy zwiększamy energię takiego układu, a mówiąc dokładniej zwiększamy dopływ mocy, to oczekujemy dalszego ogrzania, a przez to zwiększenia nieuporządkowania. Tymczasem dzieje się przeciwnie, bardzo wiele układów otwartych ulega niespodziewanie przekształceniu i powstają w nich makroskopowo uporządkowane struktury, przebiegają koherentne, dynamiczne procesy lub też układ jest w stanie wypełniać zupełnie inne, nowe funkcje. Zgodnie z termodynamiką, zwiększenie uporządkowania powinno być związane ze zmniejszeniem entropii, co można np. zaobserwować przy powstawaniu kryształu. W stanach nierównowagi jednak, razem ze wzrostem uporządkowania wzrasta również entropia statystyczna, co możemy udowodnić korzystając z konkretnych przykładów. Poza tym, jak się później okaże, w takich układach pojęcie entropii traci swój sens. Przy dalszym zwiększeniu dopływu mocy, układy otwarte przechodzą przez cały szereg niestabilności, podczas których za każdym razem tworzą się nowe, przestrzenne, czasowe lub czasoprzestrzenne struktury.

1. Wprowadzenie

Jak już obecnie wiemy, układy otwarte są w naturze szeroko rozpowszechnione. Znane są one nie tylko w fizyce (jak laser, ciecz, plazma) ale również w elektrotechnice, chemii czy biologii. Wszystkie istoty żywe, rośliny czy zwierzęta, są (włącznie z ich organami aż do poziomu komórek) układami otwartymi. Również większość układów socjologicznych, ekologicznych i ekonomicznych jest układami otwartymi; dotyczy to także często układów pojawiających się w obrębie nauk humanistycznych. I tutaj napotykamy coś szczególnie godnego uwagi: chociaż mamy do czynienia z różnymi przykładami z najbardziej odległych dziedzin, układy te w swym zachowaniu wykazują daleko sięgające analogie, odkryte już w ramach synergetyki.

Pierwszym otwartym układem, z którym zetknąłem się na gruncie nauki, był laser. Miałem szczęście zająć się tym zagadnieniem zanim jeszcze powstał pierwszy laser. (Ten pierwszy był laserem rubinowym i został zbudowany przez Theodore'a Maimana w sierpniu 1960 r. [1].) Okazało się to dla mnie bardzo

pożyteczne, co zacząłem właściwie oceniać dopiero z biegiem lat. Miałem mianowicie przed sobą całkiem konkretne zagadnienie, które można było opracowywać wychodząc z pierwszych zasad, tj. z mechaniki kwantowej i elektrodynamiki kwantowej, i które dawało się sprawdzić doświadczalnie.

W tym artykule, ze względu na ograniczenie objętości, muszą wszystkie cytaty, włączając i te dotyczące mojej własnej grupy, pozostać w największym stopniu niekompletne tak, że zmuszony jestem odesłać Czytelnika do prac przeglądowych [2,3]. Jest również naturalne, że taki rzut oka wstecz nabiera barw bardzo osobistych, chciałbym bowiem podkreślić to, co rozwija się przed moimi oczami niby czerwona nitka snująca się przez całą tę historię.

2. Półklasyczna teoria lasera

Gdy jesienią 1960 r. obejmowałem profesurę w Stuttgarcie, miałem już pewne idee, co trzeba by zrobić w teorii lasera. Problem lasera był przecież zagadnieniem wielu ciał, tzn. problemem oddziaływania jednego lub wielu modów świetlnych z wieloma elektronami atomów gazu lub domieszek znajdujących się w ciele stałym. Dzisiaj określiliby się to innym modnym pojęciem, powiedziałyby się raczej, że laser jest „układem złożonym”. Na początku zasadniczym problemem było, jak zredukować istniejące w laserze liczne stopnie swobody i wzbudzić jedynie niektóre, charakteryzujące się specjalnymi właściwościami, mody świetlne. W rezultacie okazało się, że można wyeliminować wiele stopni swobody elektronów i atomów, i można dojść do równania pola elektromagnetycznego fali świetlnej [4]. To równanie ma zaskakująco prostą postać. Przyjmijmy, że natężenie pola elektrycznego światła lasera jest dane przez

$$E(x, t) = a(t) \sin(kx), \quad (1)$$

gdzie funkcja sinus opisuje falę stojącą pomiędzy zwierciadłami, a amplituda a jest jeszcze nieznaną funkcją zależną od czasu. Jeśli drgająca swobodnie fala w rezonatorze lasera ma częstość ω , uzasadnione jest nieznaną amplitudę $a(t)$ zapisać w postaci

$$a(t) = b(t) \exp(-i\omega t) + b^*(t) \exp(i\omega t), \quad (2)$$

gdzie b i b^* są funkcjami czasu i zmieniają się bardzo powoli w stosunku do funkcji wykładniczej. Rachunek pokazuje, że dla tej wolnozmiennnej funkcji b obowiązuje równanie

$$db/dt = gb - C|b|^2 b, \quad C > 0, \quad (3)$$

gdzie C jest stałą, a g współczynnikiem wzmocnienia, zależnym z jednej strony od doprowadzonej mocy pompowania, a z drugiej od strat w laserze. Jeśli $g < 0$, to moc pompowania jest niewystarczająca do wytworzenia światła laserowego i przypadek stacjonarny oznacza wtedy $b = 0$ i brak promieniowania. Gdy moc pompowania zwiększa się, tzn. $g > 0$, równanie (3) ma rozwiązanie w postaci pewnej stałej amplitudy i mamy wtedy koherentne światło laserowe.

Wspólnie z moim ówczesnym dyplomantem Herwigiem Sauermannem rozbudowaliśmy tę teorię, przy czym znowu wyszliśmy z tzw. drugiej kwantyzacji pola fali elektronu i posłużyliśmy się metodą eliminacji zbędnych stopni swobody elektronów [5]. Przyniosło to wówczas cały szereg przewidywań na temat konkurencyjności i współistnienia różnych modów lasera. Wykazaliśmy np., że w przypadku fali biegnącej pozostanie tylko jeden mod i odkrycie to wykorzystywane jest do dzisiaj w celu zbudowania czystego spektralnie lasera. Znaleźliśmy też cały szereg efektów przesunięcia częstości. Uwzględnienie ruchu atomów w gazie doprowadziło nas do wzoru opisującego wypalanie dziury, która dzisiaj znana jest w literaturze pod nazwą „dołku Lamba”. Wzór ten znaleźliśmy zresztą całkowicie niezależnie od Willisa Lamba, który swoją teorię opublikował w *Physical Review* w r. 1964 [6]. Jak się później okazało, obie teorie: Sauermanna i moja z jednej strony, a Lamba z drugiej, były sobie równoważne. Było to dla nas w pewnym stopniu zaskakujące, ponieważ Lamb sformułował z góry teorię półklasyczną, podczas gdy my mieliśmy wrażenie, że stworzyliśmy teorię całkowicie kwantową, kwantując zarówno pole światła jak i ruch elektronów.

Mimo to, zarówno nasza teoria jak i teoria Lamba zawierały nieoczekiwaną wadę. Obydwie mogły wprawdzie wytłumaczyć pojawienie się światła lasera powyżej progu akcji laserowej, poniżej jednak nie dopuszczały istnienia promieniowania. Innymi słowy: teoria nasza nie obejmowała promieniowania zwykłych lamp. Brakowało jej więc jeszcze czegoś zupełnie podstawowego.

3. Kwantowa teoria lasera

Wiemy, że promieniowanie zwykłych lamp powstaje na skutek emisji spontanicznej, przy czym należałoby tu w szczególności przytoczyć podstawową pracę Weisskopfa i Wignera [7]. Ten efekt kwantowy nie został uwzględniony ani w naszej teorii ani w teorii Lamba. W 1964 r. sformułowałem więc taką teorię opierając się na następującym rozważaniu: proces pompowania nie jest w żadnym wypadku procesem ciągłym, a poszczególne atomy są stale wzbudzone na skutek absorp-

cji fotonów i mogą albo same spontanicznie wypromieniować światło albo wziąć udział w akcji laserowej. W ten sposób zostałem zmuszony do wprowadzenia nowego wyrazu do podstawowego równania dla elektronu w atomie [8]. Po eliminacji odpowiednich zmiennych otrzymałem następujące rozszerzenie równania (3)

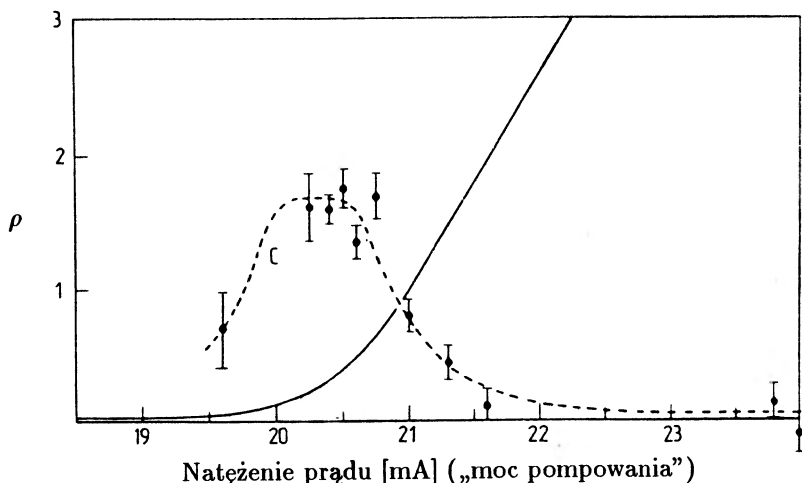
$$db/dt = gb - C |b|^2 b + F(t). \quad (4)$$

Jest to kwantowy odpowiednik równania Langevina opisującego ruchy Browna. W tego rodzaju równaniu występują nie tylko systematyczne siły tłumienia ale również fluktuacje, opisane przez siłę $F(t)$. Stało się więc jasne, czego tym półklasycznym teoriom brakowało: zawierały wprawdzie efekty tłumienia ale nie uwzględniały fluktuacji kwantowych. W przeciwieństwie do klasycznego równania Langevina, moje równanie lasera było nieliniowe. Zawierało ono wyrazy $bb^\dagger b$ i odnosiło się do operatorów pola elektromagnetycznego b i b^\dagger , było więc równaniem kwantowym.

Mimo to, udało nam się rozwiązać to równanie poniżej i powyżej progu. Okazało się, że wypromieniowywane światło poniżej progu składa się z oddzielnych, rozłożonych statystycznie ciągów falowych. Przy wzroście doprowadzanej mocy ciągi fal światła stają się coraz dłuższe i z uwagi na podstawowe prawa optyki odpowiednie szerokości linii stają się coraz mniejsze. To zgadzało się z ideami rozwiniętymi przez odkrywców działania masera i lasera, w szczególności przez Schawlowa i Townesa [9].

To jednak nie były właściwe warunki, w których wg teorii półklasycznej powinno pojawić się światło laserowe. Powyżej poprzednio określonego progu, zachowanie się światła, jak to wtedy pokazałem, jest całkowicie inne [8]. Składa się ono z ustabilizowanej amplitudowo fali z pewną klasyczną amplitudą, na którą nakładają się kwantowe fluktuacje amplitudowe; do tego dochodzi jeszcze kwantowa dyfuzja fazy światła. Miało to ważną, eksperymentalnie sprawdzalną konsekwencję: różnicy pomiędzy światłem laserowym a światłem zwykłej lampy nie można było stwierdzić przy pomocy pomiaru szerokości linii. Wraz ze wzrostem mocy pompowania zmniejszają się szerokości linii zarówno powyżej jak i poniżej progu. Kryterium istnienia akcji laserowej polega o wiele bardziej na określeniu fluktuacji amplitudy, ewentualnie natężenia. Przeprowadzone później doświadczenia Armstronga i Smitha [10] w całości potwierdziły moje przewidywania (rys. 1). Poniżej progu światło lasera zachowuje się tak samo jak światło zwykłej lampy o silnych fluktuacjach natężenia. Powyżej progu względne fluktuacje natężenia są coraz silniej wygaszane tak, że światło uzyskuje coraz bardziej stabilną amplitudę.

Przy tej okazji ukazuje się bardzo pięknie dwoisty charakter światła: traktując światło jako falę możemy mówić o amplitudzie, a przez to o pewnej stabilnej

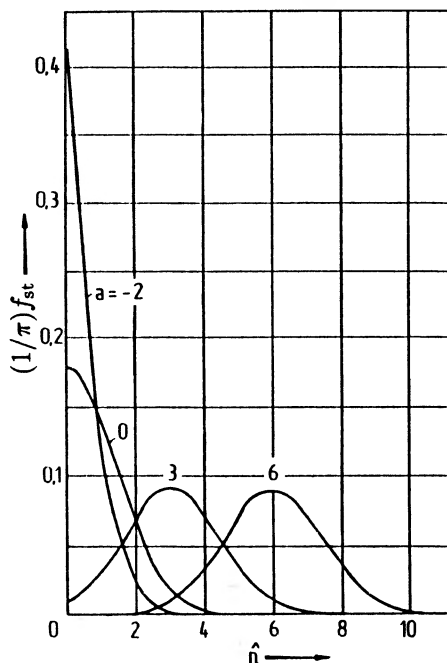


Rys. 1. Pierwszy doświadczalny dowód drastycznych zmian unormowanych fluktuacji natężenia $\rho = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2)^{1/2} / \langle I \rangle$ przy przejściu przez obszar progowy lasera. Poniżej progu fluktuacje silnie wzrastają ze wzrostem mocy pompowania, podczas gdy powyżej progu gwałtownie zanikają. Linia przerywana oznacza zachowanie się fluktuacji, a linia ciągła – zachowanie natężenia wypromieniowanego światła (wg [10])

amplitudowo fali. Jeśli natomiast interpretujemy światło w sensie kwantowym jako fotony, to możemy określić jego natężenie za pomocą detektora fotonów. Ponieważ fotony podlegają statystyce Bosego-Einsteina poruszają się więc głównie w paczkach, co wywołuje duże fluktuacje natężenia w zwykłych lampach, opisywanych w idealnym przypadku przez prawo promieniowania Plancka. Jeśli natomiast mamy do czynienia z akcją laserową, fotony zachowują pewien średni odstęp. Fluktuacje natężenia są więc tłumione. To, że fotony muszą utrzymywać stały odstęp wynika z wewnętrznej dynamiki lasera: jeśli liczba fotonów jest za duża to zaczyna przeważać emisja wymuszona. Liczba wzbudzonych stanów elektronowych ulega wtedy zmniejszeniu, nie ma już wystarczającej liczby stanów zdolnych do emisji i w ten sposób liczba wypromieniowanych fotonów zmniejsza się. Jak widać dochodzi do pewnej stabilizacji natężenia.

Mimo tego sukcesu, moja teoria zawierała dosłownie jeszcze jedną lukę. Nie potrafiłem mianowicie uwzględnić zakresu bezpośrednio wokół progu. Ten problem był dlatego tak trudny, ponieważ równania były nieliniowe jak również zawierały fluktuacje kwantowe. Mój ówczesny współpracownik Hannes Risken przeciął ten węzeł gordyjski interpretując równania jako klasyczne i wspomniane nieliniowe równanie Langevina zastąpił równaniem Fokkera-Plancka i je rozwiązał [11]. Dało to w rezultacie funkcję rozkładu fotonów wypromieniowywanych

poniżej, powyżej jak i na samym progu (rys. 2). Ta statystyka fotonów w laserze została później doświadczalnie sprawdzona i potwierdzona w wielu laboratoriach we wszystkich częściach świata.



Rys. 2. Stacjonarny rozkład liczby fotonów w laserze w zależności od unormowanego natężenia \hat{n} , które może być interpretowane jako zmieniająca się w sposób ciągły liczba fotonów. Funkcja rozkładu f_{st} przedstawiona jest dla różnych wartości bezwymiarowego parametru pompowania a . Poniżej progu akcji laserowej funkcja ta jest zlokalizowana wokół wartości $\hat{n} = 0$, natomiast powyżej progu następuje przesunięcie funkcji w kierunku większych wartości \hat{n} . Odpowiada to klasycznej interpretacji stabilnej amplitudy fali świetlnej, na którą nakładają się dodatkowe oscylacje (wg [11])

Otwartym naturalnie pozostało pytanie, dlaczego można było postać kwantową równania Langevina zastąpić klasycznym równaniem Fokkera-Plancka. Pierwszym i jak się wkrótce okazało ważnym krokiem w tym kierunku było podanie przez Wolfganga Weidlicha i Fritza Haake z naszej stuttgardzkiej grupy [12] równania M (master equation) dla lasera. W latach trzydziestych Eugene Wigner pokazał w swej fundamentalnej pracy jak można przypisać macierzy gęstości cząstki o współrzędnej x i pędzie p klasyczną funkcję rozkładu odnoszącą się do współrzędnej i pędu [13]. Tę myśl na początku lat sześćdziesiątych rozwinął Roy Glauber, który m.in. podał równanie Fokkera-Plancka dla liniowego, harmonicznego oscylatora kwantowego [14].

Aby to podejście przenieść na grunt laserów, tzn. aby z równania macierzy gęstości wyprowadzić uogólnione i dokładne równanie Fokkera-Plancka, należało pokonać jeszcze jedną ale istotną przeszkodę. Operatory elektronu spełniają bowiem relacje przemienności, które są zupełnie różne od tych, które obowiązują dla kwantów światła jak również dla p i x . Jednak we wspólnej pracy z Riskenem i Weidlichem, dzięki szczęśliwemu przypadkowi i intuicji, udało mi się pokonać i tę przeszkodę [15]. Ta procedura charakteryzuje się kwantowo-klasyczną odpowiedniością i została następnie istotnie rozszerzona w wielu kierunkach, głównie dzięki pracom Fritza Haakego [16], Arne Wunderlina [17] i moim [2].

Równoległe do tego rozwijana była spójna wewnętrznie kwantowa teoria sił fluktuacyjnych (patrz np. [18]). W ten sposób w połowie lat sześćdziesiątych doprowadzona została do pewnego punktu formalna kwantowa teoria statystyczna układów dalekich od równowagi termodynamicznej. Do naszej dyspozycji stały trzy, praktycznie równoważne sobie metody: kwantowe równanie Langevina, równanie dla macierzy gęstości, kwantowe równanie Fokkera-Plancka, przy czym wypracowaliśmy sposób przechodzenia od jednego do drugiego ujęcia. W zależności od rozważanego problemu, każda z tych metod miała swoje wady i zalety i mogliśmy teraz każdorazowo wybrać metodę najbardziej przydatną.

Istotny krok naprzód dokonany został przez mojego ówczesnego doktoranta Roberta Grahama, który wpierw wykazał, w jaki sposób poszczególne metody mogą być zastosowane w modelu optycznego generatora parametrycznego [19], a następnie uogólnił to na wiele problemów optyki nieliniowej [20].

Być może powinienem, jako osobiste wspomnienie, wtrącić tutaj, że te lata sześćdziesiąte były okresem zaciętego współzawodnictwa w dziedzinie teorii lasera pomiędzy moją stuttgardzką grupą a grupami Willisa Lamba i Melvina Laxa (patrz [2,3]). Dlatego jeszcze dzisiaj cieszę się, że w tym współzawodnictwie nasza grupa była ciągle na prowadzeniu.

4. Nierównowagowe przejścia fazowe i synergetyka

W końcu lat sześćdziesiątych powstał nowy kierunek, który przez długi czas miał wpływać na moje badania. Robert Graham i ja odkryliśmy wtedy, że przejście od światła zwykłej lampy do światła laserowego wykazuje pewną zdumiewającą i głęboką analogię do przejść fazowych w układach w równowadze termodynamicznej, jak np. nadprzewodnictwo i ferromagnetyzm, jeśli tylko wziąć pod uwagę teorię przejść fazowych Landaua [21]. (Analogiczne wyniki uzyskali również Vittorio Degiorgio i Marlan Scully.) Podczas gdy jednak teoria Landaua jest teorią fenomenologiczną, prowadzącą do modelowej funkcji rozkładu dla przejścia

fazowego, my mogliśmy wyprowadzić funkcję rozkładu w laserze z pierwszych zasad i to dla układu otwartego dalekiego od stanu równowagi. Ponadto istnieje tu istotna różnica w stosunku do przejść fazowych opisywanych przez teorię grupy renormalizacji [23]. Trzeba tam mianowicie obliczyć pewne osobliwości, przykładowo dla ciepła właściwego, których nie ujmuje teoria Landaua, podczas gdy takie podejście da się łatwo zastosować do przejścia fazowego w laserze.

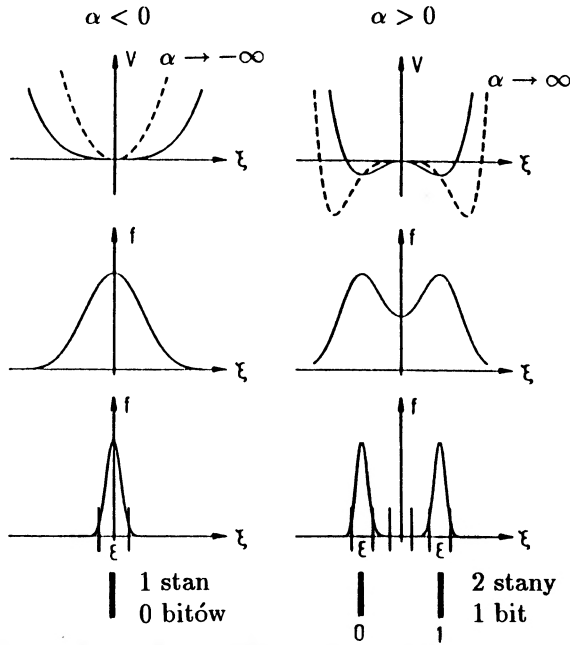
Laser okazał się więc bardzo interesującym układem, który pozwolił na określenie na podstawie pierwszych zasad jak zachowuje się układ daleko od stanu równowagi. Było przy tym jeszcze kilka niespodzianek. Mianowicie, przy *ciągłych* zmianach parametru kontrolnego, będącego w tym przypadku doprowadzaną mocą, zachowanie się układu może się jednak zmieniać w sposób *skokowy*, tj. z mikroskopowo chaotycznego światła lampy powstaje koherentny, wysoce zorganizowany stan pola elektromagnetycznego. Ponadto obecne są takie zjawiska jak łamanie symetrii, krytyczne spowalnianie i fluktuacje krytyczne, które znane są z układów pozostających w równowadze termodynamicznej. Powstało oczywiście pytanie, czy laser jest jedynym przypadkiem tego typu zachowań, czy też takie nierównowagowe przejścia fazowe są podobnie rozpowszechnione jak przejścia równowagowe. Było jasne jak na dłoni, że należy w sposób systematyczny szukać układów otwartych, które są w stanie spontanicznie tworzyć czasowe, przestrzenne lub przestrzenno-czasowe struktury. Takie (jak również inne) rozważania doprowadziły mnie do stworzenia interdyscyplinarnej dziedziny badań — synergetyki. Pierwsza, opublikowana wspólnie z Robertem Grahamem praca ukazała się w *Umschau* [24]. Ponieważ historię rozwoju tej dziedziny opisałem już wyczerpująco w innym miejscu [25], nie chciałbym więc tego tutaj powtarzać, chcę jedynie przytoczyć pewne wyniki, które wydają mi się powszechnie uznane i interesujące.

5. Entropia i informacja

Takim pierwszym zagadnieniem jest problem entropii, która odgrywa przecież centralną rolę zarówno w termodynamice równowagowej jak i w teorii układów bliskich równowagi termodynamicznej. Ze względu na niezwykłość układów dalekich od stanów równowagi, opłaca się wejść tutaj trochę w szczegóły. Jak wiadomo entropia S może być makroskopowo zdefiniowana w termodynamice, gdzie jej zmiany dS dane są równaniem

$$dS = dQ_{\text{rev}}/T,$$

gdzie dQ_{rev} oznacza odwracalnie doprowadzaną lub odprowadzaną ilość ciepła, a T jest temperaturą bezwzględną. Mam tutaj już pierwsze zastrzeżenie, mia-

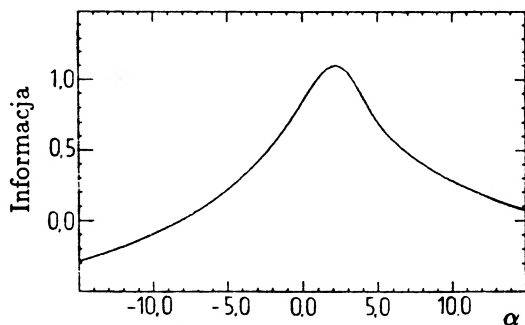


Rys. 3a. Rozkładu stanów atomowych w laserze można użyć do obliczenia informacji. Wiersz 1: Jeśli b w równaniu (4) przyjąć za zmienną rzeczywistą, to równanie to można zinterpretować jako przetłumione równanie ruchu cząstki opisywanej położeniem ξ poruszającej się w potencjale V . Potencjał V przedstawiony jest dla różnych wartości parametru pompowania $\alpha = g$. Przy przejściu od ujemnych do dodatnich wartości α (tzn. przy przejściu od lewej do prawej kolumny) zmienia się jakościowo kształt potencjału. W miejsce jednego minimum pojawia się jedno maksimum i dwa nowe minima, z których jasno wynika stabilizacja amplitudy. Fluktuująca siła F popycha cząstkę tam i z powrotem w obrębie każdej studni potencjału. Kształt prawdopodobieństwa $f(\xi)$ pokazany jest w wierszu drugim. Razem ze wzrostem wartości parametru α funkcja rozkładu lokalizuje się coraz bardziej w okolicach swoich maksimum (porównaj z linią przerywaną w wierszu pierwszym), aż do momentu gdy szerokość takiego maksimum osiągnie wartość ϵ odpowiadającą dokładności pomiaru położenia ξ (porównaj wiersze 2 i 3). W tym przypadku (wiersz 3) dla $\alpha < 0$ może być obsadzony tylko jeden stan, informacja wynosi więc 0 bitów. Dla $\alpha > 0$ możliwe są do obsadzenia 2 stany, tzn. informacja wynosi 1 bit

nowicie, że w układzie dalekim od stanu równowagi nie można w żaden sposób zdefiniować temperatury bezwzględnej T . Jeśli pomyślimy o układzie atomów, z których każdy posiada trzy poziomy, to na przykład dzięki pompowaniu optycznemu oraz procesom relaksacyjnym możemy wytworzyć taki rozkład, który z pewnością nie da się opisać przez funkcję Boltzmana dla określonej temperatury T . Będzie więc lepiej, gdy definiując entropię sięgnie się po statystyczną definicję Boltzmana. Równoważna definicja dana jest przez informację $i = -\sum_j p_j \ln p_j$.

Wielkość p_j oznacza tutaj funkcję rozkładu dla stanów j . Funkcję rozkładu p_j znamy jednak bardzo dokładnie z teorii lasera, ponadto funkcja ta została również zmierzona doświadczalnie i można ją łatwo obliczyć dla układów kwantowych z potencjałami bistabilnymi.

Tutaj spotkała nas następną niespodzianka. Kiedy bowiem używaliśmy tych funkcji rozkładu dla obliczenia informacji, to informacja wzrastała przy przejściu od stanu nieuporządkowanego do stanu uporządkowanego, przy czym dla potencjałów bistabilnych w obszarze progowym parametru kontrolnego przechodziła ona przez maksimum [26]. Jest to poglądowo przedstawione na rysunku 3. Jak widzimy, nie można utrzymać ogólnego mniemania, że wzrostowi nieuporządkowania towarzyszy również wzrost entropii i na odwrót. Także tutaj zachowanie układów nierównowagowych jest zupełnie inne. Przy tej okazji można zwrócić uwagę, że zasady produkcji entropii okazały się mało przydatne przy badaniu procesów nierównowagowych. Zasady te są albo prawdziwe jedynie w obszarze liniowym, gdzie i tak nie tworzą się żadne struktury, albo też zasady te nie wystarczają dla przewidzenia i wyjaśnienia procesów formowania struktur.



Rys. 3b. Zależność informacji od parametru pompowania α w obszarze przejściowym. Wykresy pokazane na rys. 3a i 3b odnoszą się do przypadku potencjału bistabilnego. W laserze, gdzie zmienna b jest zespolona, informacja wzrasta również z drugiej strony progu (wg [26], jak również Schnidel, praca dyplomowa, Stuttgart)

6. Parametr porządku i zasada „ujarzmiania”

Zamiast próbować opisywać tutaj bardzo obszerną teorię spontanicznego powstawania struktur w układach dalekich od stanu równowagi, chciałbym jedynie przedstawić bardzo poglądowy punkt widzenia na to, w jaki sposób dochodzi do tworzenia się takich struktur. Rozważmy pokazowy przypadek ogrzewanej od

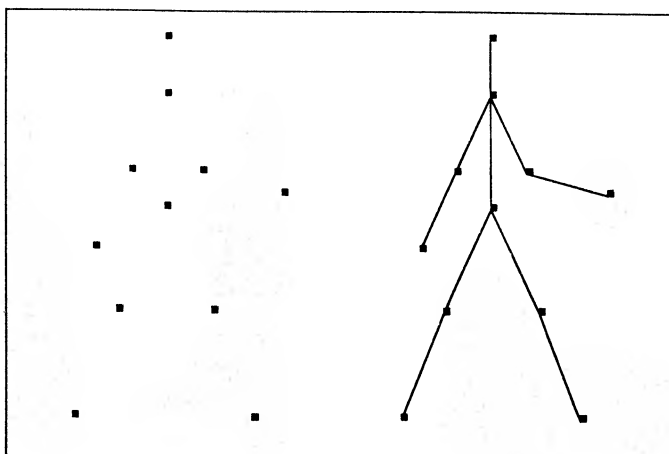
dołu cieczy. Jeśli ciecz jest jedynie nieznacznie ogrzewana, to ciepło może być przewodzone przez ciecz na poziomie mikroskopowym i w takim przypadku nie powstaje żaden wzór makroskopowy. Jeśli natomiast różnica temperatur między dolną i górną powierzchnią cieczy jest zbyt duża, to układ znajduje się w stanie niestabilnym. Poprzez fluktuacje ciecz cały czas sprawdza, które z ogólnych konfiguracji ruchu mogą wzrastać. W ten sposób pojawia się współzawodnictwo między różnymi formami ruchu, z których jedna zwycięża. Do tak wyłonionej formy ruchu wciągane są wszystkie części układu. Forma ruchu opisywana jest makroskopowo przez tzw. parametry porządku, które „ujarzmiają” poszczególne części. Jeśli do układu doprowadza się więcej energii, to dotychczasowy stan może okazać się niestabilny i jest on zastępowany przez inne, zazwyczaj bardziej skomplikowane, struktury. Pojawia się w ten sposób cała hierarchia różnych przestrzennych i czasowych struktur, przy czym struktury czasowe przedstawiają ostatecznie już nie stany statyczne lub czyste oscylacje lecz przechodzą do chaosu deterministycznego.

W kontekście tego wykładu jest istotne, że różnorodne układy występujące w różnych dziedzinach, od fizyki, chemii i biologii począwszy, a na problemach socjologicznych i nauce o gospodarce kończąc, opisywane są ciągle przez te same podstawowe zasady. Te zasady to: pojawianie się niestabilności, pojawianie się parametru porządku i zasada „ujarzmiania”. Wielowymiarową dynamikę złożonego układu można w wielu przypadkach sprowadzić do niskowymiarowej dynamiki parametrów porządku, przy czym ujawniają się głębokie analogie między różnymi układami, gdyż równania dla parametrów porządku pozostają ciągle te same [27]. Te analogie mogą być naturalnie niezmiernie użyteczne. I tak, opierając się na chaosie pojawiającym się w modelu Lorentza opisującym ciecz, przewidziałem chaos w laserze.

7. Komputer synergetyczny

Doszliśmy więc teraz do punktu, w którym możemy tak dopasowywać nowe układy, aby wypełniały określone funkcje. Można wskazać bardzo ściśle analogię między tworzeniem się wzorców w cieczach a działaniem pamięci asocjacyjnej w komputerze równoległym. Ponieważ opisywałem to niedawno w *Physikalische Blätter* [28], nie chcę więc tego tutaj powtarzać. W każdym razie można stwierdzić, że możliwe jest skonstruowanie *explicite* takiego układu dynamicznego, że zawsze będzie on ewoluował do jednego z całego kompletu pożądanых wzorców przestrzennych, jeśli tylko przygotujemy układ w takim stanie początkowym, że zawiera on część realizowanego wzorca końcowego.

Rozpatrzmy tutaj na przykład doświadczenia, które przeprowadzone zostały w latach siedemdziesiątych przez Johannsona [29]. Umieszczał on świecące diody na stawach ludzi poruszających się w ciemnym pokoju, tak że widoczne były jedynie lampki. Kiedy obserwatorowi pokazywano na ekranie odpowiedni statyczny wzorec, to nie mógł on rozpoznać na ekranie niczego sensownego. W chwili jednak, gdy uczestnicząca w eksperymencie osoba poruszała się, obserwator mógł natychmiast stwierdzić, że chodzi o człowieka, który na przykład biegnie lub idzie. Nasz algorytm komputerowy jest w stanie z „gwiazdzistego nieba” poruszających się lampek (patrz rys. 4), dla którego dany jest chwilowy obraz, zrekonstruować postać jak również zrekonstruować rodzaj ruchu danej osoby, na przykład bieg lub chód [30].



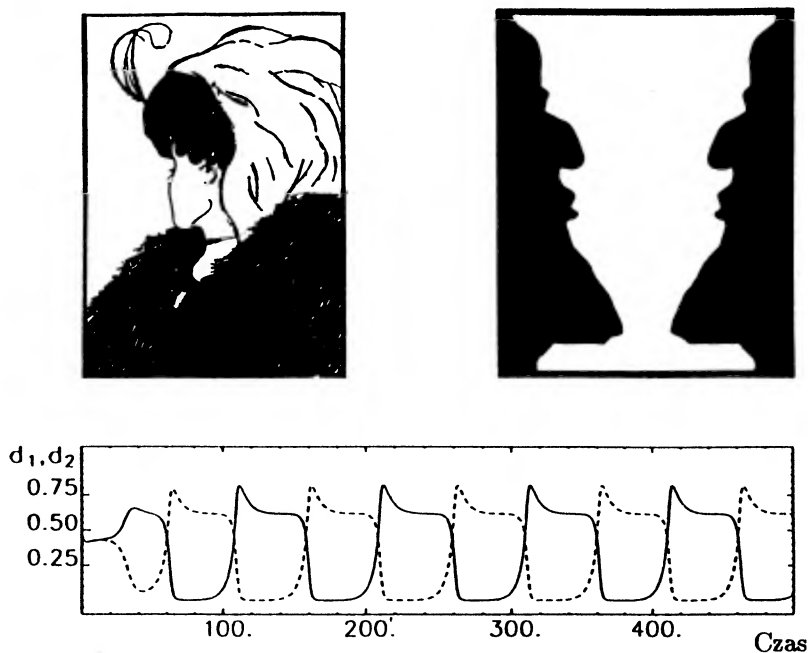
Rys. 4. Strona lewa: „gwiazdziste niebo” świecących punktów. Gdy punkty te poruszają się, komputer rozpoznaje pokazaną figurę i może również zidentyfikować rodzaj ruchu (w tym przypadku „chód”) (wg [28])

Synergetyczny komputer jest prawdziwą alternatywą znanych dotychczas sieci neuronowych i jestem pewny, że stoimy dopiero na początku wielce obiecującego procesu.

8. Perspektywy

Być może to, co przedstawiłem jako osobliwości układów dalekich od stanu równowagi, dla wielu naukowców nie wyda się tak niezwykle, jak to się nam wydawało w trakcie naszych odkryć. Sądzę też, że pokazuje to, iż w okresie ostatnich 20 lat nastąpiła zmiana poglądów nie tylko w fizyce lecz również w innych dziedzi-

nach, gdzie zbliżyliśmy się trochę do rozwiązania problemu spontanicznego formowania struktur poprzez samoorganizację. Jest przy tym zaskakujące dla mnie, że obecnie dostaliśmy również do ręki zasady budowy modeli, które pozwolą nam rozwijać samoorganizujące się układy, które mogą naśladować nie tylko wzorce lecz również procesy dynamiczne. W jakim stopniu procesy rozpoznawania, które zachodzą np. przy rozpoznawaniu wzrokowym w komputerze synergetycznym, mogą być ekstrapolowane do wyższych zdolności umysłowych, jest jeszcze niewiadomą. Mimo wszystko, komputery synergetyczne pozwalają na odtworzenie z zadziwiającą dokładnością procesów oscylacyjnych pojawiających się przy rozpoznawaniu ambiwalentnych wzorców [31] (rys. 5). Być może przyjdzie kiedyś taki dzień, że zamknie się koło i nowy typ komputerów wykorzystujących synergetykę będzie stworzony dzięki określonym stanom uporządkowania lasera.



Rys. 5. Góra, strona lewa: ambiwalentny rysunek, który można interpretować albo jako młodą albo jako starą kobietę. Strona prawa: „rysunek wazonu”. Widoczny jest wazon lub dwie twarze. Jak pokazują eksperymenty psychofizyczne, postrzeganie oscyluje między obydwoma interpretacjami. Dół: Zależność od czasu postrzegania wazy (linia przerywana) i twarzy (linia ciągła) obliczona za pomocą teorii komputera synergetycznego (wg [30]). Wielkości d_1 i d_2 są parametrami porządku dla każdego z rozpoznawanych wzorców (d_1 – linia ciągła, d_2 – linia przerywana). $d_i > 0.5$ oznacza rozpoznanie. Okres na osi czasu odpowiada około dwóm sekundom

Jestem pewny, że koncepcja układów otwartych nie została również wystarczająco wykorzystana w fizyce, np. w kosmologii, w badaniach rozwoju gwiazd lub materii kwarkowej. Czeka nas tutaj jeszcze wiele niespodzianek.

*

Jestem jeszcze dzisiaj wdzięczny mojemu przyjacielowi Wolfgangowi Kaiserowi z Politechniki w Monachium, że dzięki niemu w 1960 r. zapoznałem się z problemem lasera.

Tłumaczyli z języka niemieckiego

Janusz Hołyst i Adam Kujawski

Instytut Fizyki PW

Warszawa

Literatura

- [1] T.H. Maiman, *Brit. Comm. Electr.* **7**, 764 (1960).
- [2] H. Haken, „Laser Theorie”, *Handbuch der Physik*, tom XXV/2c (Springer, Heidelberg 1970).
- [3] M. Sargent III, M.O. Scully, W.E. Lamb, Jr., *Laser Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA. 1974).
- [4] H. Haken, Wykład na Konferencji Pompowania Optycznego, Heidelberg 1962.
- [5] H. Haken, H. Saueremann, *Z. Physik* **173**, 261 (1963); **176**, 47 (1963).
- [6] W.E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **134**, 1429 (1964).
- [7] V. Weisskopf, E. Wigner, *Z. Phys.* **63**, 54 (1930); **65**, 18 (1930).
- [8] H. Haken, *Z. Phys.* **181**, 96 (1964).
- [9] A.L. Schawlow, C.H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [10] J.A. Armstrong, A.W. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 68 (1965).
- [11] H. Risken, *Z. Phys.* **186**, 85 (1965).
- [12] W. Weidlich, F. Haake, *Z. Phys.* **185**, 30 (1965); **186**, 203 (1965).
- [13] E.P. Wigner, *Phys. Rev.* **40**, 749 (1932).
- [14] R.Y. Glauber, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963).
- [15] H. Haken, H. Risken, W. Weidlich, *Z. Phys.* **206**, 355 (1967).
- [16] F. Haake, *Springer Tracts in Modern Physics* **66**, 98 (1973).
- [17] A. Wunderlin, praca doktorska, Uniwersytet w Stuttgarcie 1975.
- [18] H. Haken, W. Weidlich, *Z. Phys.* **189**, 1 (1966).
- [19] R. Graham, H. Haken, *Z. Phys.* **210**, 276 (1968); R. Graham, *Z. Phys.* **210**, 319, 469 (1968).
- [20] R. Graham, *Springer Tracts in Modern Physics* **66**, 1 (1973).
- [21] R. Graham, H. Haken, *Z. Phys.* **213**, 240 (1968); **235**, 166 (1970); **237**, 31 (1970).

- [22] V. Degiorgio, M.O. Scully, *Phys. Rev.* **A2**, 1170 (1970).
- [23] K.G. Wilson, *Phys. Rev.* **B4**, 3174, 3184 (1971).
- [24] H. Haken, R. Graham, *Umschau* **6**, 191 (1971).
- [25] H. Haken, *Naturwissenschaften* **75**, 163 (1988), **75**, 225 (1988).
- [26] H. Haken, *Information and Self-organization* (Springer-Verlag, Heidelberg 1988).
- [27] H. Haken, *Synergetik. Eine Einführung* (Springer-Verlag, Heidelberg 1990).
- [28] H. Haken, *Phys. Bl.* **45**, 168 (1989).
- [29] G. Johansson, *Perception and Psychophysics* **14**, 201 (1973).
- [30] R. Haas, H. Haken, A. Fuchs, S.J. Kelso, (nieopublikowane 1990).
- [31] T. Ditzinger, H. Haken, *Biol. Cyb.* **61**, 279 (1989).

RÓŻNE

Konrad Banaszek

*Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Prosta metoda rozwiązywania jednowymiarowego równania Schrödingera*

A simple method for solving one-dimensional Schrödinger equation

Abstract: A great utility of the Fourier transform for solving both time-dependent and time-independent Schrödinger equations is shown. The discussion is based on some exemplary methods for one-dimensional systems. In particular, a special method for calculating the time-evolution of systems with constant potential is presented.

1. Wprowadzenie

W nierelatywistycznej mechanice kwantowej zachowaniem układu fizycznego rządzi równanie Schrödingera. Jego rozwiązanie dla konkretnego problemu dostarcza pełnego, możliwego w teorii kwantowej, opisu układu fizycznego.

Rozważając taki układ, można zazwyczaj rozwiązywać dwa zagadnienia: pierwszym z nich jest szukanie jego stanów stacjonarnych, tj. takich, które nie

* Artykuł stanowi rozszerzoną wersję pracy nagrodzonej w I Ogólnopolskim Konkursie Uczniowskich Prac Naukowych z Fizyki [patrz *Postępy Fizyki* **43**, 471 (1992)]. Autor jest obecnie studentem I roku Wydz. Fizyki UW (przypr. Red.).

zmieniają się w czasie, drugim natomiast — obliczanie ewolucji czasowej układu z założoną początkową funkcją stanu. Zagadnienia te nie zawsze dają się rozwiązać analitycznie; częściej można w ten sposób znaleźć stany stacjonarne jakiegoś układu, a zupełnie rzadko istnieje ścisły, analityczny opis zachowania się układu w czasie.

Dla przeważającej większości problemów kwantowych pozostają więc rachunki metodami przybliżonymi lub obliczenia numeryczne. Właśnie numeryczna droga rozwiązywania tych zagadnień, dzięki wykorzystaniu komputerów, okazuje się często najskuteczniejsza, o ile dysponujemy dostatecznie szybkimi i dokładnymi metodami. Analiza numeryczna zna wiele sposobów rozwiązywania równań różniczkowych, do których zalicza się równanie Schrödingera. Można jednak, korzystając ze szczególnej postaci matematycznej tego równania, znaleźć dużo efektywniejsze metody obliczania jego rozwiązań. Metody takie wykorzystują rozmaite środki matematyczne; w szczególności bardzo przydatne okazuje się tutaj przekształcenie Fouriera. Odpowiada ono bowiem w formalizmie mechaniki kwantowej przejściu pomiędzy reprezentacjami położenia i pędu, które ma istotne znaczenie w obliczaniu macierzy hamiltonianu. Jednocześnie metody Fouriera są ogromnie ważnym działem analizy numerycznej, mającym rozległe zastosowania w obliczeniach komputerowych. Ta swoista kariera rozpoczęła się w latach sześćdziesiątych po znalezieniu algorytmów szybkiej transformacji Fouriera (zwanej w skrócie FFT — *Fast Fourier Transform*). Wcześniej bowiem sądzono, że obliczenie transformaty musi przebiegać dość czasochłonną, standardową drogą mnożenia macierzy. Odkrycie algorytmów FFT pokazało jednak, że rachunki te dają się wykonać dużo szybciej, co otworzyło przed metodami Fouriera różnorakie możliwości zastosowań. Z tych też powodów transformacja Fouriera może być bardzo wygodnym narzędziem rachunkowym w mechanice kwantowej.

W obliczeniach numerycznych niezbędnym jest ponadto zastąpienie ciągłych zmiennych, występujących we wzorach analitycznych, wielkościami dyskretnymi, na których możliwe jest wykonywanie rachunków numerycznych. Tę konieczną procedurę *dyskretyzacji zmiennych* można również starać się przeprowadzić tak, by maksymalnie upraszczała ona obliczenia.

Przykładowo realizacji powyższych idei poświęcona jest niniejsza praca. Za pomocą opisanych tu metod można rozwiązywać jednowymiarowe równanie Schrödingera bez dużego nakładu obliczeń numerycznych. W rachunkach tych wystarcza nawet komputer typu PC/XT. Część 2 przedstawia sposób obliczenia elementów macierzy hamiltonianu, który w części 3 posłuży, po dyskretyzacji zmiennych, do przybliżenia hamiltonianu skończoną macierzą. Diagonalizując numerycznie taką macierz otrzymuje się bezpośrednio przybliżone stany własne układu. Metoda ta została pierwotnie pokazana w [1]. Część 4 dyskutuje zastoso-

zmieniają się w czasie, drugim natomiast — obliczanie ewolucji czasowej układu z założoną początkową funkcją stanu. Zagadnienia te nie zawsze dają się rozwiązać analitycznie; częściej można w ten sposób znaleźć stany stacjonarne jakiegoś układu, a zupełnie rzadko istnieje ścisły, analityczny opis zachowania się układu w czasie.

Dla przeważającej większości problemów kwantowych pozostają więc rachunki metodami przybliżonymi lub obliczenia numeryczne. Właśnie numeryczna droga rozwiązywania tych zagadnień, dzięki wykorzystaniu komputerów, okazuje się często najskuteczniejsza, o ile dysponujemy dostatecznie szybkimi i dokładnymi metodami. Analiza numeryczna zna wiele sposobów rozwiązywania równań różniczkowych, do których zalicza się równanie Schrödingera. Można jednak, korzystając ze szczególnej postaci matematycznej tego równania, znaleźć dużo efektywniejsze metody obliczania jego rozwiązań. Metody takie wykorzystują rozmaite środki matematyczne; w szczególności bardzo przydatne okazuje się tutaj przekształcenie Fouriera. Odpowiada ono bowiem w formalizmie mechaniki kwantowej przejściu pomiędzy reprezentacjami położenia i pędu, które ma istotne znaczenie w obliczaniu macierzy hamiltonianu. Jednocześnie metody Fouriera są ogromnie ważnym działem analizy numerycznej, mającym rozległe zastosowania w obliczeniach komputerowych. Ta swoista kariera rozpoczęła się w latach sześćdziesiątych po znalezieniu algorytmów szybkiej transformacji Fouriera (zwanej w skrócie FFT — *Fast Fourier Transform*). Wcześniej bowiem sądzono, że obliczenie transformaty musi przebiegać dość czasochłonną, standardową drogą mnożenia macierzy. Odkrycie algorytmów FFT pokazało jednak, że rachunki te dają się wykonać dużo szybciej, co otworzyło przed metodami Fouriera różnorakie możliwości zastosowań. Z tych też powodów transformacja Fouriera może być bardzo wygodnym narzędziem rachunkowym w mechanice kwantowej.

W obliczeniach numerycznych niezbędnym jest ponadto zastąpienie ciągłych zmiennych, występujących we wzorach analitycznych, wielkościami dyskretnymi, na których możliwe jest wykonywanie rachunków numerycznych. Tę konieczną procedurę *dyskretyzacji zmiennych* można również starać się przeprowadzić tak, by maksymalnie upraszczała ona obliczenia.

Przykładom realizacji powyższych idei poświęcona jest niniejsza praca. Za pomocą opisanych tu metod można rozwiązywać jednowymiarowe równanie Schrödingera bez dużego nakładu obliczeń numerycznych. W rachunkach tych wystarcza nawet komputer typu PC/XT. Część 2 przedstawia sposób obliczenia elementów macierzy hamiltonianu, który w części 3 posłuży, po dyskretyzacji zmiennych, do przybliżenia hamiltonianu skończoną macierzą. Diagonalizując numerycznie taką macierz otrzymuje się bezpośrednio przybliżone stany własne układu. Metoda ta została pierwotnie pokazana w [1]. Część 4 dyskutuje zastoso-

wanie tego wyniku do obliczania ewolucji czasowej stanu układu, wreszcie część 5 przedstawia parę przykładowych wyników otrzymanych opisaną metodą.

2. Macierz hamiltonianu

Rozważać będziemy jednowymiarowy ruch cząstki o masie m pod wpływem potencjału $V(x)$. Hamiltonian tego układu ma postać

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(\hat{x}). \quad (1)$$

Operator ten należy przedstawić w reprezentacji położeniowej, w której będziemy następnie obliczać stany własne. Reprezentacja położeniowa składa się z wektorów własnych operatora położenia

$$\hat{x}|x\rangle = x|x\rangle. \quad (2)$$

W reprezentacji tej operator energii potencjalnej jest diagonalny, dzięki czemu daje się on łatwo zapisać wzorem

$$\langle x'|\hat{V}|x\rangle = V(x)\delta(x - x'). \quad (3)$$

Podobnie prosto nie można jednak zapisać drugiego składnika hamiltonianu, operatora energii kinetycznej. Jest on diagonalny w bazie wektorów własnych operatora pędu, określonych równością

$$\hat{p}|k\rangle = \hbar k|k\rangle \quad (4)$$

i ma tam postać

$$\langle k'|\hat{T}|k\rangle = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}\delta(k - k') \equiv T_k\delta(k - k'). \quad (5)$$

Znamy jednak elementy macierzy przejścia między bazami wektorów własnych położenia i pędu. Wynoszą one

$$\langle k|x\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-ikx} \quad (6)$$

i dzięki ich znajomości możemy z wektorem własnym położenia przejść do reprezentacji pędowej i tam skorzystać z diagonalnej postaci operatora energii kinetycznej (5):

$$\begin{aligned}\langle x'|\hat{T}|x\rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle x'|k\rangle \langle k|\hat{T}|k\rangle \langle k|x\rangle dk \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik(x-x')} T_k dk.\end{aligned}\quad (7)$$

Ostatnia równość pozwala nam już zapisać macierz hamiltonianu w reprezentacji położeniowej

$$\begin{aligned}\langle x'|\hat{H}|x\rangle &= \langle x'|\hat{T}|x\rangle + \langle x'|\hat{V}|x\rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik(x-x')} T_k dk + V(x)\delta(x-x').\end{aligned}\quad (8)$$

Spróbujmy zinterpretować ten wynik w sensie przekształcenia Fouriera. Zauważmy najpierw, że dla dowolnego wektora stanu $|\psi\rangle$ w reprezentacji położeniowej $\psi(x) = \langle x|\psi\rangle$ przejście z nim do reprezentacji pędowej polega na obliczeniu całki

$$\langle k|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \langle k|x\rangle \langle x|\psi\rangle dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx} \psi(x) dx, \quad (9)$$

która jest po prostu transformatą Fouriera funkcji $\psi(x)$. Całkę występującą we wzorze (8) można zatem traktować jako rezultat transformacji Fouriera wektora położenia, pomnożenia wyniku przez wartości własne operatora energii kinetycznej, a następnie obliczenia odwrotnej transformaty Fouriera tego iloczynu. Fakt ten okaże się przydatny w obliczaniu ewolucji czasowej układu.

3. Dyskretyzacja

Wprowadźmy teraz zamiast ciągłej zmiennej położenia skończony ciąg dyskretnych wartości, czyli *sieć*. Oczywiście, nie może ona pokrywać całej prostej, wzdłuż której porusza się rozważana cząstka. Musimy zatem ograniczyć wprawdzie ruch cząstki do pewnego odcinka, za który przyjmijmy przedział $[0, L]$. Postępując za [1] wybierzmy sieć w postaci ciągu N równoodległych punktów

$$x_i = i\Delta x \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (10)$$

gdzie $\Delta x = L/N$. Operator położenia ma zatem N wektorów własnych danych równością

$$\hat{x}|x_i\rangle = x_i|x_i\rangle \quad (11)$$

i spełniających warunek ortonormalności

$$\langle x_i|x_j\rangle = \delta_{ij}. \quad (12)$$

Wektory te tworzą bazę w pewnej przestrzeni, która posiada nadal pełną strukturę matematyczną przestrzeni Hilberta, tyle, że jest skończenie wymiarowa. Dowolny wektor stanu $|\psi\rangle$ w tej przestrzeni ma w reprezentacji położeniowej postać

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^N |x_i\rangle \langle x_i|\psi\rangle \equiv \sum_{i=1}^N \psi_i |x_i\rangle, \quad (13)$$

dzięki czemu daje się zapisać w postaci wektora o N składowych

$$\psi = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_N \end{bmatrix}.$$

Warunek normalizacji takiego wektora dany jest równaniem

$$|\langle \psi|\psi\rangle|^2 = \sum_{i=1}^N |\psi_i|^2 = 1. \quad (14)$$

Podobnie, każdy operator w rozważanej przestrzeni dany jest macierzą $N \times N$ o elementach określonych jako

$$A_{ij} = \langle x_i|\hat{A}|x_j\rangle.$$

Postarajmy się teraz wyrazić w postaci takiej macierzy hamiltonian jednowymiarowej cząstki. Operator energii potencjalnej jest, rzecz jasna, diagonalny również w dyskretnej reprezentacji położenia

$$\langle x_i|\hat{V}|x_j\rangle = V(x_i)\delta_{ij}, \quad (15)$$

natomiast do obliczenia macierzy operatora energii kinetycznej potrzebna jest znajomość bazy wektorów własnych pędu w rozważanej przestrzeni. Sieć wartości pędu okazuje się określona przez przyjętą sieć położeń (10). Długość przedziału położeń L równa jest bowiem największej możliwej długości fali λ_{\max} . Ponieważ λ_{\max} musi być wielokrotnością innych długości fali w tym przedziale, to po uwzględnieniu związku $|k|\lambda = 2\pi$ otrzymujemy wartość różnicy między dwiema kolejnymi wartościami wektora falowego

$$\Delta k = 2\pi/\lambda_{\max} = 2\pi/L. \quad (16)$$

Sieć wartości pędu położona jest symetrycznie względem punktu $k = 0$. Załóżmy teraz, że liczba punktów sieci N jest nieparzysta, dzięki czemu postać ostatecznych wzorów będzie nieco prostsza, i zdefiniujmy n równością

$$2n = N - 1. \quad (17)$$

Pamiętając, że najkrótsza długość fali jest dwukrotnie większa od odległości między punktami sieci możemy zapisać dyskretne wartości pędu w postaci

$$k_l = l\Delta k \quad l = -n, -n + 1, \dots, 0, \dots, n - 1, n. \quad (18)$$

W przestrzeni dyskretnej zmieni się ponadto współczynnik normalizacyjny we wzorze (6). Z warunku

$$\sum_{i=1}^N |\langle k_l | x_i \rangle|^2 = 1, \quad (19)$$

otrzymujemy

$$\langle k_l | x_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{-ik_l x_i}. \quad (20)$$

Uzyskawszy wszystkie potrzebne równości możemy wreszcie obliczyć macierz hamiltonianu w przypadku dyskretnym. Rachunek ten będzie analogiczny do wprowadzenia wzoru (8), jedynie zamiast całki pojawi się suma skończona, zaś deltę Diraca zastąpi symbol Kroneckera

$$\begin{aligned}
 H_{ij} &= \langle x_i | \hat{H} | x_j \rangle = \langle x_i | \hat{T} | x_j \rangle + \langle x_i | \hat{V} | x_j \rangle \\
 &= \sum_{l=-n}^n \langle x_i | k_l \rangle \langle k_l | \hat{T} | k_l \rangle \langle k_l | x_j \rangle + V(x_i) \delta_{ij} \\
 &= \frac{1}{N} \sum_{l=-n}^n e^{ik_l(x_i - x_j)} T_l + V(x_i) \delta_{ij}, \tag{21}
 \end{aligned}$$

co po zastosowaniu wzorów na sieć położeń (10) i pędu (11) daje

$$H_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{l=-n}^n e^{il2\pi(i-j)/N} T_l + V(x_i) \delta_{ij}. \tag{22}$$

Zsumowanie parami ujemnych i dodatnich wartości l oraz spostrzeżenie, że $T_0 = 0$ upraszcza ją powyższe wyrażenie do ostatecznej postaci

$$H_{ij} = \frac{2}{N} \sum_{l=1}^n \cos[l2\pi(i-j)/N] T_l + V(x_i) \delta_{ij}, \tag{23}$$

gdzie

$$T_l = \frac{2}{m} \left(\frac{\hbar \pi l}{N \Delta x} \right)^2. \tag{24}$$

Dyskretna sieć położeń jest przybliżeniem ciągłej zmiennej występującej w równaniu Schrödingera. Przybliżenie to ma sens, jeśli cząstka zlokalizowana jest w przedziale $[0, L]$, co oznacza, że funkcja stanu poza tym przedziałem jest z dobrą dokładnością równa zero. Wtedy, dla dostatecznie dużej liczby punktów sieci, dyskretna macierz hamiltonianu (23) winna w przybliżeniu opisywać wyjściowy układ. Wynika stąd, że wartości i wektory własne tej macierzy określają stany własne układu, czyli że wartości własne są przybliżonymi energiami własnymi układu, natomiast wektory własne odpowiadają wartościom funkcji własnych w punktach sieci.

Spostrzeżenie to pozwala na sformułowanie metody rozwiązywania zagadnienia stanów własnych układu, polegającej na znalezieniu wartości i wektorów własnych macierzy (23). Numerycznie procedura ta polega na diagonalizacji tej macierzy i daje się wykonać stosunkowo efektywnie. Warto zauważyć, że najbardziej bezpośrednim sposobem rozwiązywania niezależnego od czasu równania

Schrödingera jest jego numeryczne scałkowanie z danymi warunkami brzegowymi. W przedstawionej wyżej metodzie bardziej skomplikowane są rachunki formalne służące do jej wyprowadzenia, lecz później ułatwia to znacznie wykonywanie obliczeń numerycznych.

Metoda ta została przetestowana dla potencjału Morse'a przez autorów pracy [1], którzy przyjąwszy liczbę punktów sieci $N = 65$ i $N = 129$ otrzymali wyniki bardzo zbliżone do rozwiązania analitycznego.

4. Stany zależne od czasu

Wprowadzenie dyskretnej zmiennej położenia umożliwiło w poprzednim rozdziale przedstawienie hamiltonianu w postaci skończonej macierzy, bardzo dogodnej do rachunków numerycznych. Ponieważ operator Hamiltona decyduje o ewolucji czasowej układu, to należy oczekiwać, że dotychczas opisane wyniki będą pomocne w znalezieniu efektywnych metod badania zachowania układu w czasie.

Zależne od czasu równanie Schrödingera ma postać

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle. \quad (25)$$

W przypadku dyskretnych zmiennych położenia i pędu lewa strona równości oczywiście będzie pochodną skończonego wektora. Dzięki temu równanie (25) daje się w bezpośredni sposób przenieść w dyskutowaną powyżej skończenie wymiarową przestrzeń Hilberta. W przestrzeni tej nie pojawiają się już numeryczne kłopoty z ciągłą zmienną położenia, zastąpioną siecią. Dla zagadnień zależnych od czasu pozostaje jednak problem z uwzględnieniem zmiennej czasu. Może on być rozwiązany różnie, przy czym wybór konkretnej metody zależy od rodzaju układu.

Najprostszym sposobem obliczania rozwoju funkcji stanu jest przybliżenie pochodnej funkcji stanu po czasie symetrycznym ilorazem różnicowym

$$\frac{d}{dt} \psi(t) \approx \frac{\psi(t + \Delta t) - \psi(t - \Delta t)}{2\Delta t}, \quad (26)$$

gdzie Δt jest założonym z góry niewielkim przyrostem czasu. Jest to metoda najogólniejsza, gdyż pozwala na uwzględnienie potencjałów zależnych od czasu. Została ona szczegółowo rozważona w pracy [2]. Korzystając z takiego przybliżenia można rozwiązywać równanie Schrödingera krok po kroku, zgodnie z równością

$$\psi(t + \Delta t) = \psi(t - \Delta t) - 2\Delta t \frac{i}{\hbar} \hat{H}(t) \psi(t), \quad (27)$$

potrzebny jest tylko możliwie najefektywniejszy sposób obliczania iloczynu $\hat{H}(t)\psi(t)$. Posiadając wyprowadzony wzór na macierz hamiltonianu moglibyśmy po prostu pomnożyć przez nią wektor $\psi(t)$. Od tej procedury okazuje się jednak szybsze wykorzystanie przekształcenia Fouriera. Jeśli bowiem dla wektora $\psi(t)$ weźmiemy jego transformatę $\mathcal{F}\psi(t)$, co jest równoważne przejściu do reprezentacji pędowej, to działanie operatora energii kinetycznej \hat{T} polega na pomnożeniu jej składowych przez odpowiednie wartości własne \hat{T} . Policzenie odwrotnej transformaty Fouriera tego iloczynu $\mathcal{F}^{-1}(\hat{T}\mathcal{F}\psi(t))$ daje wartość $\hat{T}\psi(t)$ w reprezentacji położeniowej. Algorytmy szybkiej transformacji Fouriera sprawiają, że dokonanie tych przekształceń jest znacznie szybsze niż mnożenie wektora stanu przez macierz operatora \hat{T} w reprezentacji położenia. Z kolei do obliczenia wyrażenia $\hat{V}(t)\psi(t)$ wystarczy jedynie pomnożenie składowych wektora $\psi(t)$ przez wartości potencjału w chwili t w punktach sieci. Wzór na i -tą składową iloczynu $\hat{H}(t)\psi(t)$ możemy zatem zapisać jako

$$\left(\hat{H}(t)\psi(t)\right)_i = \left[\mathcal{F}^{-1}(\hat{T}\mathcal{F}\psi(t))\right]_i + V(x_i, t)\psi_i \quad (28)$$

i zastosować do rachunków numerycznych wykonywanych wg wzoru (27).

Jak zauważyliśmy wyżej, można w ten sposób scałkować równanie Schrödingera dla dowolnego układu, również z potencjałem zmieniającym się w czasie. W mechanice kwantowej rozważa się jednak często węższą klasę potencjałów niezależnych od czasu, ponieważ można dla niej podać analitycznie ogólne rozwiązanie równania Schrödingera. Przeniesienie tego rozwiązania w przestrzeń dyskretnej zmiennej położenia znacznie upraszcza badanie ewolucji układu.

Przypomnijmy zatem, że założenie niezmienności potencjału w czasie pozwala łatwo znaleźć jawny wzór na operator ewolucji czasowej układu

$$\hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}t/\hbar}, \quad (29)$$

dzięki czemu można zapisać ogólne rozwiązanie równania Schrödingera jako

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\psi(0)\rangle. \quad (30)$$

Wzory te w oczywisty sposób zachowują ważność w przestrzeni Hilberta skonstruowanej przez dyskretyzację położenia cząstki, możemy więc zająć się sposobami ich numerycznego wykorzystania.

Wektor stanu w chwili $t = 0$ składa się z wartości początkowych funkcji stanu $\psi^{(0)}$ w punktach sieci

$$\psi_i^{(0)} = \psi^{(0)}(x_i). \quad (31)$$

By znaleźć stan układu po pewnym czasie t , należy poddać początkowy wektor stanu działaniu operatora ewolucji $\hat{U}(t)$. Bezpośrednią drogą dokonania tego jest obliczenie macierzy operatora $\hat{U}(t)$, a następnie pomnożenie przez nią wektora stanu. Operator ewolucji czasowej jest, zgodnie ze wzorem (29), funkcją wykładniczą hamiltonianu, pomnożonego przez $-it/\hbar$. Wyrażenie takie najłatwiej oblicza się w reprezentacji diagonalnej. W naszym przypadku potrzebną reprezentacją jest baza wektorów własnych hamiltonianu

$$\hat{H}|E_\nu\rangle = E_\nu|E_\nu\rangle, \quad (32)$$

gdzie $\nu = 0, 1, \dots, N - 1$. Baza ta składa się z wektorów opisujących stany własne układu. Sposób ich otrzymania przez diagonalizację macierzy hamiltonianu został już omówiony w poprzednim punkcie, dzięki czemu możemy przyjąć, że jest ona nam znana. Pozwala to podać diagonalną postać operatora ewolucji w reprezentacji energetycznej

$$\langle E_\nu|\hat{U}(t)|E_\mu\rangle = e^{-iE_\nu t/\hbar}\delta_{\nu\mu}, \quad (33)$$

z której nietrudno znaleźć macierz operatora w bazie wektorów własnych położenia

$$\begin{aligned} \langle x_i|\hat{U}(t)|x_j\rangle &= \sum_{\nu=0}^{N-1} \langle x_i|E_\nu\rangle \langle E_\nu|\hat{U}(t)|E_\nu\rangle \langle E_\nu|x_j\rangle \\ &= \sum_{\nu=0}^{N-1} \langle x_i|E_\nu\rangle e^{-iE_\nu t/\hbar} \langle E_\nu|x_j\rangle. \end{aligned} \quad (34)$$

Wzór ten umożliwia już łatwe obliczenie wektora stanu w chwili t .

Przedstawiona wyżej metoda wymaga jednak dość dużego nakładu obliczeń numerycznych. Konieczna jest bowiem najpierw diagonalizacja macierzy hamiltonianu, następnie w każdym kroku wymagane jest mnożenie macierzy przez wektor. Są to procedury czasochłonne i warto poszukać szybszego sposobu obliczania wyrażenia (30). W jego znalezieniu, jak można się domyślać, z pomocą przychodzi algorytm szybkiej transformacji Fouriera.

Zajmijmy się na początek niewielkim przyrostem czasu Δt . Operator $\hat{U}(\Delta t)$ możemy wtedy przybliżyć iloczynem

$$\hat{U}(\Delta t) = e^{-i(\hat{T}+\hat{V})\Delta t/\hbar} \approx e^{-i\hat{T}\Delta t/\hbar} e^{-i\hat{V}\Delta t/\hbar}. \quad (35)$$

Przesunięcie wektora stanu $|\psi(t_0)\rangle$ w chwili t_0 o niewielki odcinek czasu Δt wynosi zatem w przybliżeniu

$$|\psi(t_0 + \Delta t)\rangle \approx e^{-i\hat{T}\Delta t/\hbar} e^{-i\hat{V}\Delta t/\hbar} |\psi(t_0)\rangle. \quad (36)$$

Jak nietrudno zauważyć, jeden czynnik powyższego wyrażenia jest diagonalny w reprezentacji położeniowej:

$$\langle x_i | e^{-i\hat{V}\Delta t/\hbar} | x_j \rangle = e^{-iV(x_i)\Delta t/\hbar} \delta_{ij}, \quad (37)$$

natomiast drugi — w reprezentacji pędowej:

$$\langle k_l | e^{-i\hat{T}\Delta t/\hbar} | k_m \rangle = e^{-iT_l\Delta t/\hbar} \delta_{lm}. \quad (38)$$

Ponieważ dyskutowaliśmy już wcześniej możliwość efektywnego numerycznie przechodzenia pomiędzy reprezentacjami położenia i pędu, to powyższe spostrzeżenie łatwo prowadzi do sformułowania sposobu obliczania iloczynu (36). Składowe wektora $\psi(t_0)$ należy więc pomnożyć przez diagonalne elementy operatora $e^{-i\hat{V}\Delta t/\hbar}$, a następnie obliczyć transformatę Fouriera tego wyniku. Dokonane w ten sposób przejście do reprezentacji pędowej umożliwia skorzystanie z diagonalnej postaci operatora $e^{-i\hat{T}\Delta t/\hbar}$, wreszcie policzenie odwrotnej transformaty daje już wektor $\psi(t_0 + \Delta t)$. Symbolicznie możemy tę procedurę zapisać wzorem

$$\psi(t_0 + \Delta t) = \mathcal{F}^{-1} [e^{-i\hat{T}\Delta t/\hbar} \mathcal{F}(e^{-i\hat{V}\Delta t/\hbar} \psi(t_0))]. \quad (39)$$

Wielokrotne powtórzenie takiego kroku pozwala na obliczenie ewolucji układu w potrzebnym przedziale czasu. Nie jest przy tym wymagana znajomość wektorów własnych hamiltonianu.

Łatwo zauważyć, że metodę tę można by również stosować dla potencjałów zależnych od czasu; wtedy jednak konieczność obliczania funkcji wykładniczej z wartości potencjału w każdym kroku czyniłaby ją znacznie mniej efektywną od metody przybliżenia pochodnej ilorazem różnicowym, przedstawionej na początku tego punktu.

5. Obliczenia numeryczne

Poprzednia część poświęcona została metodom obliczania ewolucji czasowej układu w przybliżeniu dyskretnej zmiennej położenia. Sformułowaliśmy tam

szczególną metodę dla układów z potencjałami niezależnymi od czasu. Zajmijmy się teraz wykorzystaniem jej do badania konkretnych zagadnień.

Jednym z najczęściej rozważanych w podręcznikach mechaniki kwantowej problemów jest ruch cząstki w potencjale harmonicznym

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega^2(x - x_c)^2, \quad (40)$$

gdzie x_c odpowiada minimum potencjału, a ω jest częstością kołową klasycznego oscylatora harmonicznego. Jeżeli stan początkowy cząstki założymy w postaci gaussowskiej paczki falowej, scharakteryzowanej oczekiwanym położeniem $\langle x \rangle$, nieoznaczonością położenia σ oraz oczekiwanym pędem $\langle p \rangle$

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[- \left(\frac{x - \langle x \rangle}{2\sigma} \right)^2 + i\langle p \rangle x / \hbar \right], \quad (41)$$

to okazuje się, że ewolucję czasową cząstki możemy obliczyć analitycznie. Odpowiednie rachunki zawarte są np. w podręczniku [3]; ponadto w książce [4] można znaleźć obszerniejszą dyskusję tego problemu, ilustrowaną szeregiem rysunków. Znając rozwiązanie analityczne możemy ocenić dokładność naszej metody przez porównanie otrzymanych za jej pomocą wyników z wartościami analitycznymi.

Przed wykonaniem obliczeń potrzebne jest ponadto dobranie długości L przedziału, w którym zlokalizowana jest cząstka. Zgodnie z wcześniejszymi rozważaniami, długość ta winna być na tyle duża, by potencjał w obszarze poza siecią nie wpływał na ruch cząstki. W prezentowanych niżej rachunkach L założono około sześciokrotnie większe od odległości między punktami zwrotnymi klasycznego oscylatora o energii $\langle p \rangle^2/2m + V(\langle x \rangle)$.

Program komputerowy obliczający ewolucję układu napisany został z użyciem biblioteki procedur numerycznych *Numerical Recipes* [5]. Przykładowa procedura w języku C wykonująca krok czasowy według wzoru (39) zamieszczona jest w dodatku.

Nasze rachunki najwygodniej przeprowadza się w układzie jednostek atomowych. Układ ten otrzymuje się z założenia, że trzy charakterystyczne dla mikroświata stałe: \hbar , masa elektronu oraz promień pierwszej orbity Bohra są równe jedności. Wszystkie wartości liczbowe występujące w niniejszej pracy podane są właśnie w jednostkach atomowych. W obliczeniach przyjęty został potencjał (40) o parametrach:

$$m = 1000, \quad \omega = 0.02, \quad x_c = 6.046512.$$

Rachunki wykonano dla trzech różnych paczek falowych określonych wartościami liczbowymi z tab. 1. Dwie pierwsze paczki mają nieoznaczoność położenia równą szerokości stanu podstawowego oscylatora, ale różnią się oczekiwanymi wartościami położenia i pędu: pierwsza z nich umieszczona jest w minimum potencjału z dodatnim pędem, druga znajduje się na zboczu potencjału i posiada pęd zerowy. Z kolei trzecia paczka ma to samo położenie i pęd co pierwsza, lecz nieco większą szerokość.

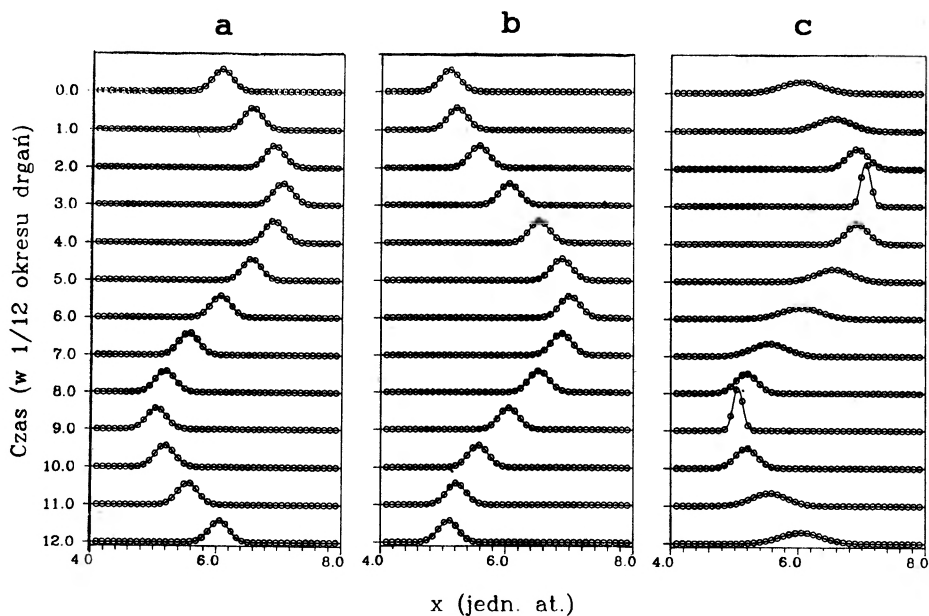
Tabela 1. Wartości liczbowe paczek z rys. 1

| rys. | $\langle x \rangle$ | $\langle p \rangle$ | σ |
|------|---------------------|---------------------|-----------|
| 1a | 6.046517 | 20.0 | 0.1581139 |
| 1b | 5.093023 | 0.0 | 0.1581139 |
| 1c | 6.046517 | 20.0 | 0.3162278 |

Rezultaty obliczeń pokazane są na rys. 1, obrazującym zmiany rozkładu prawdopodobieństwa w czasie. Kropki otoczone kółkami przedstawiają funkcje stanu otrzymane z rachunków numerycznych, natomiast linie ciągłe odpowiadają rozwiązaniom analitycznym. Nietrudno zauważyć, że paczki z rys. 1a i 1b wykonują identyczne drgania, różniące się jedynie fazą. Co więcej, oscylacje oczekiwanego położenia tych paczek są takie same, jak klasycznej cząstki. Na rys. 1c widzimy dodatkowo oscylacje szerokości paczki o częstości dwukrotnie większej od częstości ruchu całej paczki. Są one spowodowane tym, że początkowa szerokość paczki jest różna od szerokości stanu podstawowego oscylatora.

Przedstawione rysunki służyć mogą porównaniu wykonanych obliczeń z rozwiązaniami analitycznymi. Łatwo spostrzec, że z dokładnością do rozdzielczości rysunków wyniki numeryczne nigdzie nie różnią się od wartości analitycznych. Rozważana przez nas metoda skutecznie radzi sobie zatem z obliczaniem ewolucji układu.

Po tym numerycznym teście zajmijmy się pewnym problemem, który nie posiada rozwiązania analitycznego. Będzie nim modelowanie przejść inwersyjnych we wzbudzonej cząsteczce amoniaku. Zjawisko to polega na cyklicznym przechodzeniu atomu azotu przez płaszczyznę trzech atomów wodoru. Cząsteczka amoniaku jest niezwykle skomplikowanym układem kwantowym i ściśle jej rozważenie nie wchodzi w rachubę. Ponieważ jednak interesuje nas konkretne zjawisko, to możemy poczynić odpowiednie założenia upraszczające. Przede wszystkim chcemy zbadać ruch względny atomów w molekuale, dlatego też nieistotny jest dla nas

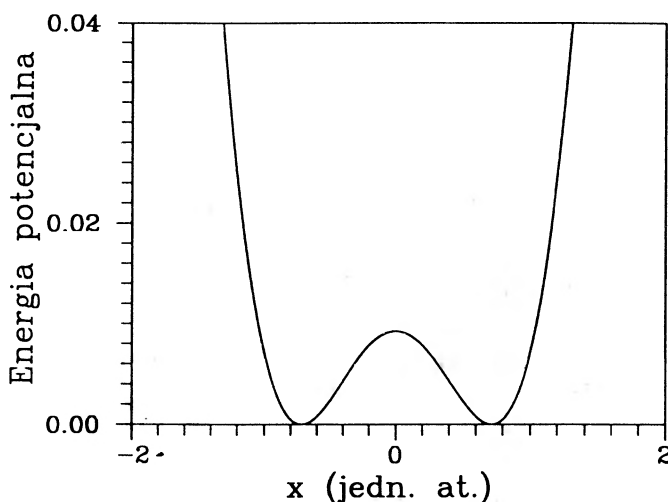


Rys. 1. Zmiany rozkładu prawdopodobieństwa w czasie dla cząstki poruszającej się w potencjale harmonicznym o parametrach podanych w tekście i trzech różnych wartościach liczbowych paczek falowych podanych w tab. 1

ruch postępowy całej cząsteczki. Dalej, przyjmijmy, że atomy wodoru pozostają względem siebie w spoczynku, a atom azotu porusza się wzdłuż ustalonej prostej prostopadłej do płaszczyzny atomów wodoru. Założenia te nie są, rzecz jasna, spełnione w rzeczywistej cząsteczce i pozwalają jedynie na jakościowe wyjaśnienie stanów inwersyjnych, ale za to redukują problem do bardzo łatwego do rozwiązania ruchu jednowymiarowego. Musimy tylko wprowadzić pewną zależność energii potencjalnej atomu azotu od jego położenia. Prosty model tego potencjału możemy otrzymać z przyjęcia, że atomy „połączone są” liniowymi sprężynkami. Model ten pochodzi z podręcznika [6]. Z krótkich rachunków otrzymuje się wtedy gotowy wzór

$$V(x) = k \left(\sqrt{x^2 + d^2} - l \right)^2, \quad (42)$$

gdzie k , d i l są pewnymi parametrami charakteryzującymi owe „sprężynki” oraz określającymi położenia równowagi układu. Wykres tego potencjału pokazany jest na rys. 2. Widać tam dwa minima, odpowiadające klasycznym punktom spoczynku cząstki, przedzielone barierą. Na podstawie danych doświadczalnych, które można zaczerpnąć np. z książki [7], do wzoru (42) zostały dobrane stałe tak,



Rys. 2. Model zależności energii potencjalnej atomu azotu od położenia w cząsteczce amoniaku

by zgadzało się położenie minimów oraz wysokość bariery. Wartości tych stałych wynoszą:

$$k = 0.4746374,$$

$$d = 1.772147,$$

$$l = 1.9116730,$$

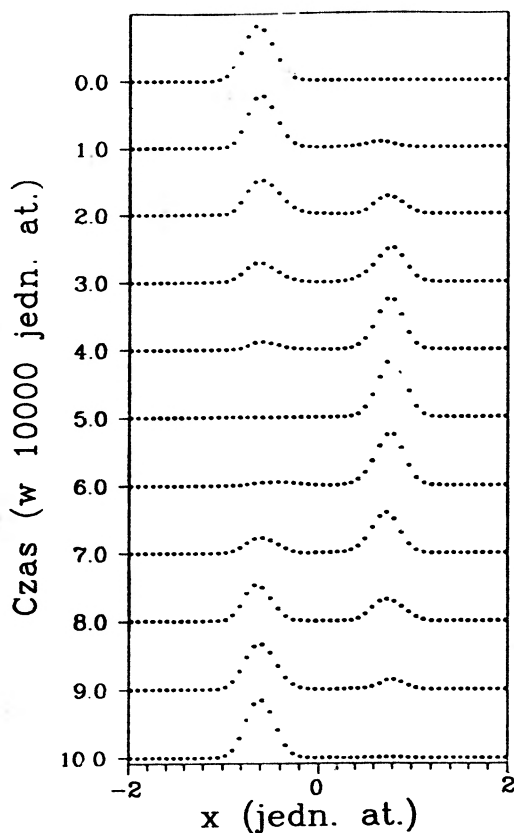
$$m = 4536.0,$$

$$\langle x \rangle = -0.7162954,$$

$$\langle p \rangle = 0,$$

$$\sigma = 0.1521234.$$

Jeżeli teraz założymy stan początkowy cząsteczki w postaci paczki falowej zlokalizowanej w jednym z minimów, to po wykonaniu obliczeń, których wyniki pokazane są na rys. 3, zaobserwujemy okresowe „przelewanie się” atomu azotu z jednego minimum do drugiego. Efekt ten jest zgodny z doświadczeniem. Otrzymany w naszych rachunkach okres oscylacji znacznie różni się od danych eksperymentalnych; nie jest to jednak dziwne, zważywszy na jakościowy charakter naszego modelu.



Rys. 3. Zależność od czasu położenia paczki falowej obrazującej atom azotu przemieszczający się z jednego minimum energii potencjalnej do drugiego w cząsteczce amoniaku

6. Podsumowanie

Przedstawione na poprzednich stronach rachunki ukazały nam bogaty formalizm matematyczny mechaniki kwantowej. Wielokrotnie korzystaliśmy z możliwości wyboru takiej reprezentacji, w której rozważane operatory miały najprostszą, diagonalną postać. Z kolei posiadanie macierzy transformacji między bazami pozwalało na łatwą zmianę reprezentacji. Z tych powodów nasze rachunki były stosunkowo proste.

Przekonaliśmy się również, że znajomość szybkich algorytmów przekształcania Fouriera, odpowiadającego przejściu między dwiema podstawowymi reprezentacjami w problemach mechanicznych, prowadzi do otrzymania bardzo efektyw-

nych metod rachunkowych. Ponadto metody te sprowadzają się w praktycznej realizacji do prostych programów komputerowych, co dodatkowo ułatwia ich stosowanie. Dzięki temu transformacja Fouriera okazuje się niezwykle przydatnym narzędziem w obliczeniach mechaniki kwantowej.

Serdecznie dziękuję prof. Janowi Mostowskiemu z Instytutu Fizyki PAN za życzliwą pomoc w pisaniu tego artykułu. Jego cenne uwagi pozwoliły znacznie udoskonalić tekst. Niniejsza praca nie mogłaby powstać bez mgrów Roberta Mozyńskiego i Krzysztofa Olszewskiego z Pracowni Chemii Kwantowej Wydziału Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Chciałbym wyrazić im swoją wdzięczność za wieloletnią opiekę.

Dodatek

Procedura w języku C do obliczania kroku czasowego

```
#include <math.h>

#include "complex.h"
#include "nrlib.h"

#define hbar 1.0 /* stała Plancka dzielona przez 2π */
#define MAXN 129 /* maksymalna liczba punktów sieci + 1 */

tevol(psi, dt, n, pot, l, m)

/* Funkcja oblicza ewolucję wektora stanu psi w czasie dt cząstki o masie m
znajdującej się w potencjale określonym funkcją pot. Liczba punktów sieci
dana jest liczbą całkowitą n, a długość przedziału parametrem l. Uwaga:
wywoływana tutaj procedura FFT wymaga, by n było potęgą dwójki. */

fcomplex psi[];
float dt, (*pot)(), l, m;
int n;
{
    static fcomplex eit[MAXN], eiv[MAXN];
    static int init = 1;
    static int ln;
    static float ldt, (*lpot)(), ll, lm;

    float fi, f1, f2;
    int i;
```

```

if (init || dt!=ldt || pot!=lpot || l!=ll || n!=ln || m!=lm)
{
    f1 = 1/n;
    f2 = dt/hbar;
    for(i=1; i<=n; i++)
    {
        fi = (*pot)(i*f1)*f2;
        eiv[i].r = cos(fi);
        eiv[i].i = -sin(fi);
    }
    eit[1].r = 1.0;
    eit[1].i = 0.0;
    f1 = 2.0*M_PI*M_PI*dt/(hbar*1*1*m);
    for (i=1; i<=n/2; i++)
    {
        fi = (float)i*(float)i*f1;
        eit[i+1].r = eit[n+1-i].r = cos(fi);
        eit[i+1].i = eit[n+1-i].i = -sin(fi);
    }
    init = 0;
    lpot = pot;
    ldt = dt;
    ln = n;
    ll = 1;
    lm = m;
}
for (i=1; i<=n; i++) psi[i] = Cmul(psi[i], eiv[i]);
fourl(psi, n, 1);
for (i=1; i<=n; i++) psi[i] = Cmul(psi[i], eit[i]);
fourl(psi, n, -1);
}

```

Literatura

- [1] C.C. Marston, G.G. Balint-Kurti, *J. Chem. Phys.* **91**, 3571 (1989).
- [2] D. Kosloff, R. Kosloff, *J. Comput. Phys.* **52**, 35 (1983).
- [3] L. Schiff, *Mechanika kwantowa* (PWN, Warszawa 1987).
- [4] S. Brandt, H.D. Dahmen, *Mechanika kwantowa w obrazach* (PWN, Warszawa 1986).
- [5] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, *Numerical Recipes* (Cambridge University, Cambridge 1986).
- [6] J. Ginter, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczek i ciał stałego* (PWN, Warszawa 1986).
- [7] W. Kołos, *Chemia kwantowa* (PWN, Warszawa 1986).

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Janusz A. Zakrzewski

*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Hiperjądra: czterdzieści lat później*

Hypernuclei: forty years later

Abstract: After a brief introduction and recollection of the discovery of the first hypernucleus by Danysz and Pniewski, the problem of double hypernuclei is discussed. The discovery of the first event and the ensuing searches for further events are described. The observation of a new event in a hybrid emulsion-counter experiment is discussed in some detail.

1. Wprowadzenie

Przyjmuje się, że fizyka cząstek elementarnych jako oddzielna dziedzina badawcza narodziła się czterdzieści pięć lat temu, w 1947 r. W tym właśnie roku zaszły trzy ważne wydarzenia: stwierdzono, że *mezotrony* (zwane obecnie *mionami*) nie są przewidzianymi przez Yukawę kwantami pola sił jądrowych [1]; odkryto *mezony* π – cząstki Yukawy – rozpadające się na miony i neutrina [2]; wreszcie zaobserwowano *cząstki* V^0 [3] – *cząstki dziwne*. Te z nich, które rozpadały się na nukleon i mezon π nazwano wkrótce *hiperonami* Λ . Opis roli, jaką odgrywają one w budowie jąder atomowych, będzie tematem niniejszego artykułu.

* Odczyt wygłoszony w ramach Wszechnicy Polskiej Akademii Nauk na posiedzeniu Oddziału PAN w Gdańsku 13 maja 1992 r.

2. Odkrycie hiperjader

W tym czasie było wiadomo, że jądro atomowe składa się z protonów i neutronów związanych siłami jądrowymi, których nośnikami były cząstki Yukawy – nowo odkryte mezony π . Głównym źródłem informacji o nowych cząstkach były wciąż obserwacje promieni kosmicznych, których oddziaływania rejestrowano w emulsjach fotograficznych wysyłanych na duże wysokości w lotach balonowych. Tak naświetloną emulsję przywiózł w 1952 r. do Warszawy Marian Danysz wracając z dłuższego pobytu w Bristolu. W owych latach Bristol stanowił najważniejszy ośrodek badawczy w nowo narodzonej dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. Tu właśnie Cecil Powell rozwijał technikę emulsyjną [4], czego ukoronowaniem było wspomniane wyżej odkrycie mezonów π . Za osiągnięcie to otrzymał w 1950 r. nagrodę Nobla z fizyki; rok wcześniej nagrodę Nobla przyznano Yukawie za teoretyczne przewidzenie istnienia mezonów – nośników oddziaływania jądrowego. Atmosferę panującą w Bristolu w tych latach dobrze odtwarzają wspomnienia przedstawione na specjalnej konferencji upamiętniającej czterdziestolecie odkrycia mezonu π [5].

Po powrocie do Polski Danysz postanowił stworzyć w Warszawie zespół mający zająć się badaniami w dziedzinie cząstek elementarnych. Do współpracy namówił Jerzego Pniewskiego (fot. 1), z którym zaprzyjaźnił się podczas ich pobytu w Anglii; Pniewski przebywał w Liverpoolu prowadząc prace z zakresu spektroskopii beta – do Polski wrócił w 1950 r. [6,7]. Ich współpraca doprowadziła wkrótce do największego odkrycia w powojennej fizyce polskiej.

Pod koniec 1952 r., przeglądając pod mikroskopem przywiezioną z Bristolu emulsję, Danysz zaobserwował zaskakujący przypadek (fot. 2): dwie „gwiazdy” połączone grubym torem („gwiazdą” nazywano zarejestrowaną w emulsji fotograficznej eksplozję jądra). Wraz z Pniewskim przystąpili do analizy tego przypadku proponując wkrótce interpretację, zgodnie z którą wytworzony w pierwszej gwiazdzie (A) hiperon Λ ulega związaniu we fragmencie jądrowym znaczącym swój ślad w emulsji jako gruby tor (f). Fragment ten jest nietrwały i rozpada się w oddziaływaniu słabym, co zostało zarejestrowane w postaci drugiej gwiazdy (B). „Nasza interpretacja czyniła właściwie tę cząstkę trzecim składnikiem jądra atomowego obok protonu i neutronu” – napisze później Pniewski w swoich „Wspomnieniach autobiograficznych” [8]. Odkrycie to, opublikowane w *Biuletynie Polskiej Akademii Nauk* [9] i w *Philosophical Magazine* [10], wpisało na zawsze ich nazwiska w historię fizyki. Stanowiło zasadnicze rozszerzenie pojęcia materii jądrowej i przez wiele lat było specjalnością fizyków warszawskich.

Fragmencie jądrowy zawierający związany hiperon Λ nazywa się *hiperfragmentem* albo *hiperjądrem* i oznacza się symbolem A_Z . Najlżejszym hiperjądrem jest

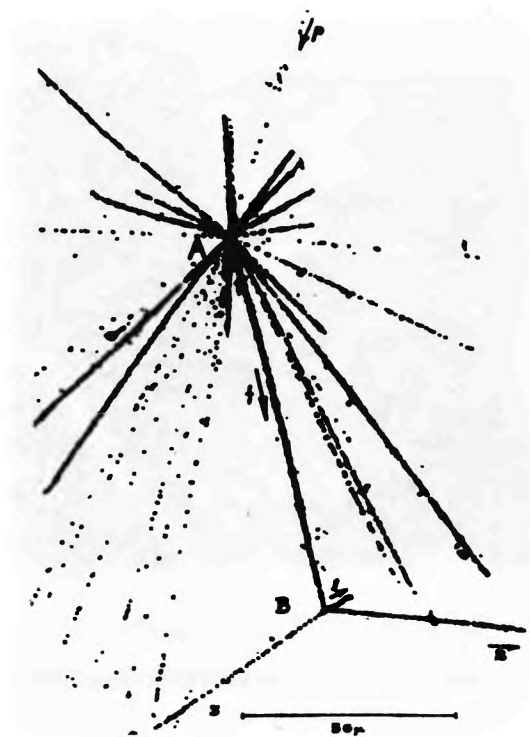


Fot. 1. Odkrywczy hiperjąder – Marian Danysz (z prawej) i Jerzy Pniewski (1963)

hiperwodór $3, {}^3_{\Lambda}\text{H}$, rozpadający się w oddziaływaniu słabym np. z emisją mezonu π^- : ${}^3_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ ze średnim czasem życia porównywalnym ze średnim czasem życia swobodnego hiperonu Λ , 2.6×10^{-10} s. Rozpad mezonowy jest więc swoistym pionowym procesem promieniotwórczym (w rozpadzie niemezonowym, takim jak w przypadku pierwszego hiperjądra, proces zachodzi bez emisji mezonu π).

Wielkością charakterystyczną dla hiperjądra jest energia wiązania w nim hiperonu Λ , B_{Λ} , wynosząca dla naszego przykładu $B_{\Lambda} = (0.13 \pm 0.05)$ MeV. Pomiar energii wiązania dla ciężkich hiperjąder, o masach porównywalnych z masami ciężkich jąder emulsji jądrowej Br i Ag, pozwoliły wyznaczyć głębokość jamy potencjalnej hiperonu Λ w materii jądrowej, $D_{\Lambda} = (27.2 \pm 1.3)$ MeV, mniejszą niż dla nukleonu. Nie będę tu jednak omawiał szczegółowo wyników wieloletnich badań nad hiperjądrami,¹ prowadzonych w dużej mierze z udziałem fizyków warszawskich, przejdę natomiast do głównego tematu niniejszego artykułu: hiperjąder podwójnych.

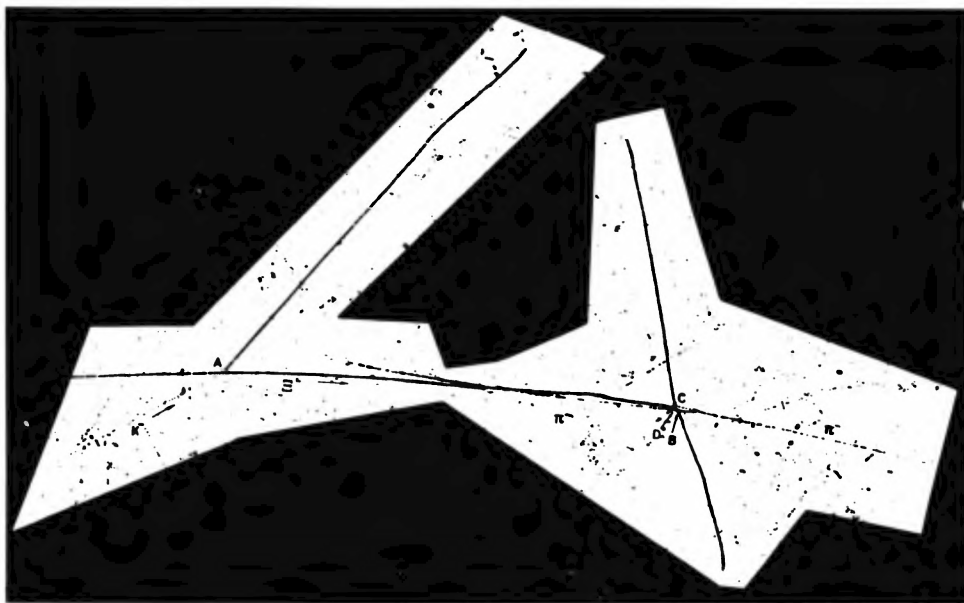
¹ Czytelnika zainteresowanego tą tematyką odsyłam do artykułów przeglądowych J. Pniewskiego [11], D.H. Davisa i J. Pniewskiego [12] oraz J. Dąbrowskiego [13] w *Postęпах Fizyki* oraz do referatu D.H. Davisa [14] na konferencji w Krakowie w 1992 r.



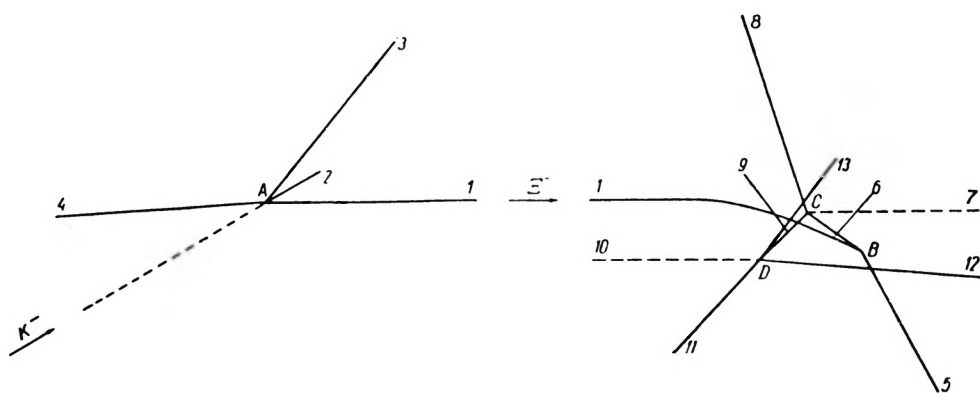
Fot. 2. Mikrofotografia pierwszego hiperjądra

3. Hiperjądra podwójne

Badania hiperjąder z jednym związanym hiperonem Λ spowodowały wysunięcie naturalnego pytania o możliwość istnienia hiperjąder zawierających dwa takie hiperony, nazwanych hiperjądrami *dwulambdowymi* albo *podwójnymi*. Pierwsze takie hiperjądro zostało zidentyfikowane w 1962 r. w Warszawie. Podczas przeglądu emulsji naświetlonych w Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN) w Genewie wiązką mezonów K^- o pędzie $1.5 \text{ GeV}/c$, prowadzonego w ramach Europejskiej Współpracy K obejmującej m.in. ośrodek warszawski, zaobserwowano w Warszawie niezwykle przypadek (fot. 3, rys. 1) o bardzo złożonej strukturze [15]. Z gwiazdy (A), wywołanej oddziaływaniem mezonu K^- z jądrem emulsji, wybiegał tor cząstki pojedynczo naładowanej, dochodzący do nałożonych na siebie w objętości $30 \mu\text{m}^3$ kilku gwiazd (B, C, D). Spośród torów wybiegających z tego kłębowiska, dwa pochodziły od mezonów π^- . Autor niniej-



Fot. 3. Pierwsze hiperjądro podwójne (nie publikowana mikrofotografia wykonana w Uniwersytecie Brukselskim)



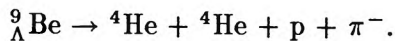
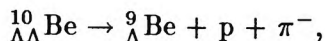
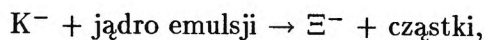
Rys. 1. Pierwsze hiperjądro podwójne (szkic)

szego artykułu przyczynił się do prawidłowej interpretacji tego przypadku jako kaskadowego rozpadu hiperjądra podwójnego (C, D) spowodowanego wychwytem hiperonu Ξ^- (B) wytworzonego w oddziaływaniu mezonu K^- (A). Szczegółowa analiza, przeprowadzona przez zespół warszawski (fot. 4) z udziałem Danysza i Pniewskiego, doprowadziła do wniosku, że mamy tu do czynienia z wytworzeniem



Fot. 4. Grupa warszawska analizująca pierwsze hiperjądro podwójne. Tyłem: Marian Danysz, Jerzy Pniewski (z prawej). Przodem (od lewej): Tadeusz Pniewski, Janusz Zakrzewski, Krystyna Garbowska (1963)

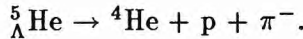
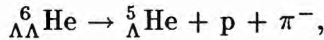
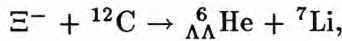
(B) podwójnego hiperberylu $10, {}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, rozpadającego się (C) z emisją mezonu π^- na pojedynczy hiperberyl $9, {}_{\Lambda}^9\text{Be}$, który następnie rozpada się (D) – ponownie z emisją mezonu π^- ! – na dwie cząstki α i proton. Cały ciąg wydarzeń można zatem zapisać następująco:



Dzięki temu, że rozpady obu hiperjąder mają charakter mezonowy, można je jednoznacznie zidentyfikować oraz wyznaczyć energię wiązania obu hiperonów Λ w dwulambdowym hiperberylu 10: $B_{\Lambda\Lambda} = (17.4 \pm 0.4)$ MeV. Znając energię wiązania jednolambdowego hiperberylu 9, $B_{\Lambda} = (6.71 \pm 0.04)$ MeV, można stąd dalej obliczyć przyczynk $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ do energii wiązania pochodzący od wzajemnego oddziaływania dwóch hiperonów lambda, który nie da się wyznaczyć na innej drodze. Wynosi on $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = (4.3 \pm 0.4)$ MeV [16], co świadczy, że oddziaływanie

między dwoma hiperonami Λ ma charakter *przyciągający*. Jest to ważny parametr dla teorii wiązania hiperonów Λ w jądrach atomowych [16].

Intensywne, niezmiernie czasochłonne poszukiwania dalszych przypadków hiperjąderek podwójnych rozpadających się mezonowo (tylko takie można identyfikować jednoznacznie), prowadzone przez Europejską Współpracę K z udziałem ośrodka warszawskiego, nie zostały uwiecznione powodzeniem. Dopiero po kilku latach, w 1966 r., opublikowano informację o drugim przypadku hiperjądra podwójnego rozpadającego się kaskadowo z emisją dwóch mezonów π^- [17]. W bloku emulsji, umieszczonym za komorą pęcherzykową i naświetlonym w Brookhaven National Laboratory wiązką mezonów K^- o pędzie 4–5 GeV/c, znaleziono ciąg wydarzeń wywołanych przez wchodzący do emulsji z zewnątrz hiperon Ξ^- . Można je opisać za pomocą następujących procesów:



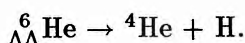
Dla energii wiązania dwóch hiperonów Λ w ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, wyznaczonej jako $B_{\Lambda\Lambda} = (10.9 \pm 0.5)$ MeV, wartość energii wzajemnego oddziaływania dwóch hiperonów Λ dla tego przypadku okazała się równa $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = (4.7 \pm 0.5)$ MeV.

Przez następne prawie trzydzieści lat były to jedyne jednoznacznie zidentyfikowane przypadki produkcji i rozpadu hiperjąderek podwójnych.

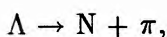
4. Hiperjądra podwójne a cząstka H

Interpretacja obu przypadków jako hiperjąderek podwójnych została zakwestionowana pod koniec lat siedemdziesiątych w związku z wysunięciem sugestii istnienia nietrwałego dibarionu – cząstki H [18]. Cząstka ta miałaby symetryczną strukturę kwarkową składającą się z trzech par kwarków u, d i s, (uuddss), o zerowym spinie oraz izospinie i dziwności równej -2 . Przypomnijmy, że w modelu kwarków barion jest złożony z trzech kwarków walencyjnych; na przykład hiperon Λ składa się z kwarków u, d, s (uds), a proton – z kwarków u, u, d (uud). Kwark s ma dziwność $S = -1$, pozostałe kwarki są niedziwne. Masa cząstki H, m_H , wiąże się z masą hiperonu Λ : $m_H = 2m_\Lambda - B_H(\Lambda\Lambda)$, gdzie ostatni symbol oznacza energię wiązania dwóch hiperonów Λ w cząstce H. Jeśli $B_H(\Lambda\Lambda)$ jest większe od ok. 20 MeV, hiperony Λ mogą – w obecności nukleonów – ulec szybkiemu, w czasie rzędu 10^{-23} s, oddziaływaniu silnemu przechodząc w cząstkę H: $\Lambda + \Lambda + N \rightarrow H + N$. Przykładowo, jeśli dla ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$: $B_H(\Lambda\Lambda) > B_{\Lambda\Lambda}$, wówczas byłyby możliwe

szybki proces, zachodzący za pośrednictwem oddziaływania silnego, prowadzący do powstania w stanie końcowym cząstki H:



Proces ten całkowicie zdominowałby rozpad hiperjądra spowodowany przez słabe procesy:



zachodzące w czasie – jak wspomnieliśmy wyżej – rzędu 10^{-10} s. Hiperjądro podwójne nie mogłoby więc być zaobserwowane! Istnienie hiperjąder podwójnych wprowadzałoby zatem poważne ograniczenie na masę hipotetycznej cząstki H.

Z tych względów – po niemal trzydziestu latach (!) – przeprowadzono krytyczną analizę danych dotyczących obu przypadków hiperjąder podwójnych [16].

Przypadek ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, znaleziony i zidentyfikowany w Warszawie, został wkrótce potem starannie zbadany przez innych członków Współpracy K. Emulsje, w których został on zarejestrowany, zawieziono do St. Cergue w Szwajcarii, gdzie w 1963 r. odbyła się pierwsza konferencja międzynarodowa poświęcona fizyce hiperjądrowej. Jej uczestnicy mogli sami obejrzeć przypadek pod mikroskopem i przekonać się o słuszności proponowanej interpretacji [19]. Emulsje zabrano później dla dalszej analizy do Brukseli i w końcu do Bristolu, gdzie przeprowadzono dalsze, niezależne badania [16].

Jednym z powodów utrudniających obserwację przypadku było to, że został on zarejestrowany w emulsji przy samym szkłe w pobliżu naniesionej metodą fotograficzną siatki współrzędnych.² W Bristolu odklejono od szkła warstwę emulsji zawierającą przypadek i przyklejono ponownie po odwróceniu jej o 180° . Można wówczas było obejrzeć przypadek z odwrotnej strony i dokonać ponownych pomiarów w znacznie korzystniejszych warunkach optycznych.

Następnym krokiem było uzyskanie lepszej głębokościowej rozdzielczości przestrzennej (emulsja po wywołaniu kurczy się ok. dwukrotnie). W tym celu umieszczono warstwę emulsji w odpowiednim roztworze cukru (mieszanie syropu – Golden Syrup – z wodą w odpowiedniej proporcji dla uzyskania współczynnika załamania jak najbardziej zbliżonego do współczynnika załamania emulsji) i przetrzymano ją w nim przez niemal trzy tygodnie. Po wysuszeniu, grubość emulsji znacznie wzrosła (3.5 raza w porównaniu z jej grubością przed zastosowaniem

² Poszczególne warstwy emulsji naklejano po wywołaniu na szybkę szklaną; naniesiona fotograficzna siatka współrzędnych umożliwiała lokalizację znalezionych zdarzeń.

tej procedury), co umożliwiło przeprowadzenie ponownych pomiarów w znacznie korzystniejszych warunkach geometrycznych. Wyniki tych pomiarów były ponownie zgodne – w granicach błędów – z pomiarami wykonanymi w Warszawie i zawartymi w oryginalnych publikacjach [15]. Wykonano wreszcie szereg zdjęć pod mikroskopem na różnych głębokościach w emulsji, dokumentujących kaskadowy charakter zdarzeń; całość przeprowadzonej analizy w zupełności potwierdziła interpretację warszawską przypadku. Należy dodać, że opisaną tu dodatkową analizę przeprowadzoną w Bristolu, wraz z mikrografiami, opublikowano po raz pierwszy dopiero w 1989 r. [16].

Na temat przypadku znalezionej w Stanach Zjednoczonych nie udało się uzyskać dodatkowych informacji.

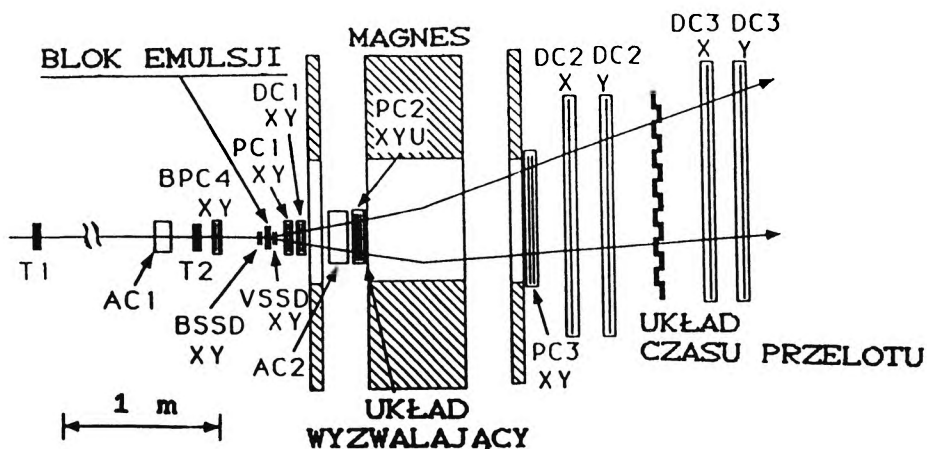
Rzadkość obserwacji hiperjąder podwójnych, mimo wieloletnich wysiłków, można wytłumaczyć koniecznością równoczesnego wystąpienia szeregu mało prawdopodobnych procesów umożliwiających ich jednoznaczny identyfikację (w tym ich rozpadu mezonowego) [16].

W tej sytuacji jedyną nadzieją na znalezienie dalszych przypadków hiperjąder podwójnych stały się eksperymenty hybrydowe, łączące technikę emulsji fotograficznych z techniką liczników elektronicznych, umożliwiającą wybór rzadkich przypadków o określonej charakterystyce.

5. Nowa obserwacja

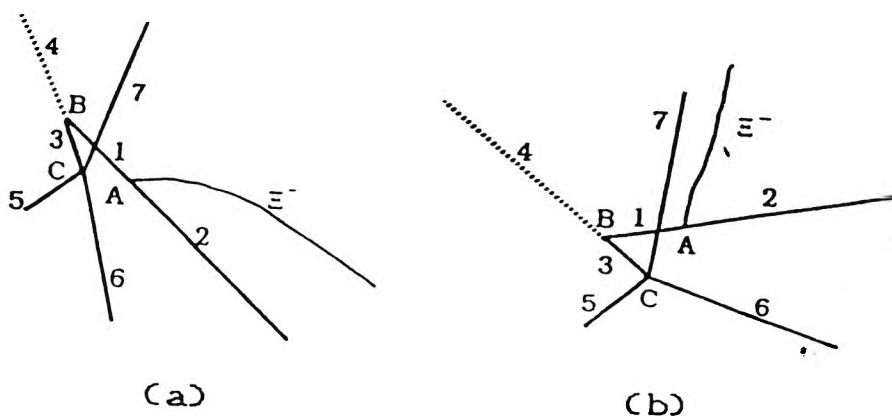
Pierwszy emulsyjno-licznikowy eksperyment hybrydowy – uwieńczony sukcesem – przeprowadzono w 1991 r. w Tokio, przy synchrotronie protonowym KEK [20]. Najważniejszym wynikiem tego eksperymentu była obserwacja (po niemal trzydziestu latach od odkrycia!) następnego, jednoznacznie zidentyfikowanego hiperjądra podwójnego. To ważne wydarzenie spowodowało, że niniejszy, rocznicowy artykuł poświęciłem tym właśnie hiperjądom.

Blok emulsji naświetlono padającą nań prostopadle wiązką mezonów K^- o pędzie $1.66 \text{ GeV}/c$ (rys. 2). Mezony K^- identyfikowano przy użyciu licznika Czerenkowa oraz liczników czasu przelotu. Powstające w reakcji (K^-, K^+) z jądrami emulsji mezony K^+ identyfikowano za pomocą spektrometru magnetycznego, złożonego z magnesu dipolowego, komór wielodrutowych, licznika Czerenkowa i układu czasu przelotu. Paskowe detektory krzemowe, umieszczone zaraz za blokiem emulsji, ułatwiały znalezienie w niej torów mezonów K^+ zidentyfikowanych przez spektrometr; śledzono je wstecz pod mikroskopem, aż do wierzchołka reakcji (K^-, K^+). Tory powstające w takich reakcjach, które mogły być spowodowane przez hiperony Ξ^- , śledzono aż do ich końca.



Rys. 2. Schematyczny rysunek układu doświadczalnego w hybrydowym eksperymencie emulsyjno-licznikowym

W sumie znaleziono 497 przypadków, w których mógł występować hiperon Ξ^- ; dla 80 z nich tor kandydata na taki hiperon kończył się gwiazdą zawierającą co najmniej jeden tor wtórny. Dziesięć gwiazd wykazywało cechy charakterystyczne dla tworzenia i rozpadu hiperjąderek; kilku z nich nie dało się jednak zinterpretować jako hiperjąderek pojedynczych. Jeden przypadek, o bardzo skomplikowanej strukturze, mógł być przykładem utworzenia i kaskadowego rozpadu hiperjądra podwójnego z emisją mezonu π^- (rys. 3).

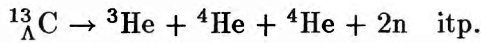
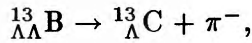
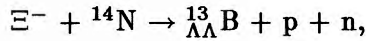


Rys. 3. Szkic hiperjądra podwójnego znalezione w eksperymencie tokijskim: a) widok „z góry”; b) widok „z boku”

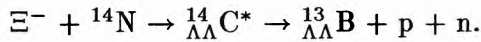
Przypadek ten poddano szczegółowej analizie; dla uzyskania możliwości ob-

serwacji pod mikroskopem nie tylko „z góry” ale i „z boku”, wycięto z emulsji maleńki kawałek, o wymiarach $0.5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, zawierający gwiazdę spowodowaną przez wychwyty hiperonu Ξ^- oraz gwiazdy założonego rozpadu kaskadowego hiperjądra. Kawałeczek ten namoczono w wodnym roztworze cukru celem uzyskania grubości takiej, jak przed wywołaniem, co ułatwiło przeprowadzenie obserwacji mikroskopowych i rozszyfrowanie kłębowiska torów.

W wyniku analizy ustalono, że rozważany przypadek można zidentyfikować jako kaskadowy rozpad hiperjądra podwójnego ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ lub ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$; ten ostatni zachodzi według schematu:



Schemat ten wydaje się bardziej prawdopodobny w świetle niezależnej analizy [21] sugerującej, że pierwszy proces przebiega za pośrednictwem stanu wzbudzonego ${}_{\Lambda\Lambda}^{14}\text{C}^*$:



Wartości parametrów charakterystycznych wynoszą w tym przypadku: $B_{\Lambda\Lambda} = (27.5 \pm 0.7) \text{ MeV}$, $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = (4.8 \pm 0.7) \text{ MeV}$ [20,21], w pełnej zgodności z wartościami uzyskanymi z analizy poprzednich dwóch hiperjader podwójnych [16]. Przyjęcie interpretacji przypadku jako ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ prowadzi do *ujemnej* wartości parametru $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = -(4.9 \pm 0.7) \text{ MeV}$ sugerującej oddziaływanie *odpychające* między dwoma hiperonami Λ , w sprzeczności z wynikami dotychczasowych badań.

Założenie, że ma się do czynienia z ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$, pozwala na oszacowanie dolnej granicy dla masy cząstki H: $m_{\text{H}} > (2203.7 \pm 0.7) \text{ MeV}$ [20]; wartość ta stanowi poważne ograniczenie dla dalszych rozważań teoretycznych.

6. Wnioski

W trzydzieści lat po odkryciu hiperjader podwójnych, ich istnienie zostało potwierdzone w spektakularny sposób w pierwszym hybrydowym eksperymencie emulsyjno-licznikowym [20]. Jest to zarazem potwierdzenie, w warunkach laboratoryjnych, istnienia stanu materii jądrowej złożonego nie tylko z nukleonów – protonów i neutronów – lecz także z więcej niż jednego hiperonu Λ .

Pojawiła się nowa, obiecująca technika eksperymentalna dalszych badań nad hiperjądrami podwójnymi. Możliwość przeprowadzenia doświadczeń hybrydowych, w których badanoby hiperjądra podwójne przy okazji poszukiwania hipotetycznej cząstki H, została przedyskutowana w publikacji [16]. Planowane eksperymenty muszą jednak uwzględnić istnienie dolnej granicy masy takiej cząstki, uzyskanej dzięki pięknemu eksperymentowi tokijskiemu [20].

Literatura

- [1] M. Conversi, E. Pancini, O. Piccioni, *Phys. Rev.* **71**, 209 (1947).
- [2] C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini, C.F. Powell, *Nature* **159**, 203 (1947).
- [3] G.D. Rochester, C.C. Butler, *Nature* **160**, 219 (1947).
- [4] C.F. Powell, P.H. Fowler, D.H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method* (Pergamon Press, London 1959).
- [5] *40 Years of Particle Physics*, red. B. Foster i P.H. Fowler (Adam Hilger, Bristol i Philadelphia 1988).
- [6] J.A. Zakrzewski, „Wspomnienie o Marianie Danysz”, *Postępy Fizyki* **38**, 59 (1987).
- [7] J.A. Zakrzewski, „Wspomnienie o Jerzym Pniewskim”, *Postępy Fizyki* **43**, 279 (1992).
- [8] J. Pniewski, „Wspomnienia autobiograficzne”, *Kwartalnik Historii Nauki i Techniki* **33**, 325 (1988).
- [9] M. Danysz, J. Pniewski, *Bull. Acad. Pol. Sci.* III **1**, 42 (1953).
- [10] M. Danysz, J. Pniewski, *Phil. Mag.* **44**, 348 (1953).
- [11] J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **30**, 517 (1979); **37**, 113 (1986).
- [12] D.H. Davis, J. Pniewski, *Postępy Fizyki* **39**, 199 (1988); **41**, 3 (1990).
- [13] J. Dąbrowski, *Postępy Fizyki* **44**, 3 (1993).
- [14] D.H. Davis, *International Symposium on Strangeness in Nuclei*, Kraków 1992 (w druku).
- [15] M. Danysz i in., *Phys. Rev. Lett.* **11**, 29 (1963); *Nucl. Phys.* **49**, 121 (1963).
- [16] R.H. Dalitz, D.H. Davis, P.H. Fowler, A. Montwill, J. Pniewski, J.A. Zakrzewski, *Proc. R. Soc. Lond. A* **426**, 1 (1989).
- [17] D.J. Prowse, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 782 (1966).
- [18] R.L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 195 (1977).
- [19] J. Pniewski, *Proc. Int. Conf. on Hyperfragments*, St. Cergue 1963, Rep. CERN 64-1 (1964), s. 117.
- [20] S. Aoki i in., *Prog. Theor. Phys.* **85**, 1287 (1991).
- [21] C.B. Dover, D.J. Millener, A. Gal, D.H. Davis, *Phys. Rev. C* **44**, 1905 (1991).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Układy odniesienia od Kopernika do Einsteina:

Międzynarodowa Konferencja GIREP-u (Toruń 1991)

oraz

Ogólnopolska Konferencja Przedmiotowo-Metodyczna (Toruń 1992)

Konferencja GIREP '91

Na mocy decyzji władz GIREP-u (Międzynarodowej Grupy Badawczej ds. Nauczania Fizyki – Groupe International de Recherche sur l'Enseignement de la Physique), organizacji zajmującej się podnoszeniem efektywności nauczania fizyki na wszystkich poziomach, byliśmy w Polsce w 1991 r. (19-24 sierpnia) po raz pierwszy w ponad trzydziestoletniej tradycji tej Grupy, organizatorami kolejnej międzynarodowej konferencji GIREP-u.

Konferencja poświęcona była dwu ważnym zagadnieniom w historii rozwoju myśli ludzkiej: układom odniesienia i teorii względności, trudnym poznawczo problemom, których rangę uświadomili nam dwaj wielcy: Mikołaj Kopernik oraz Albert Einstein i dlatego tytuł konferencji brzmiał: „Układy odniesienia od Kopernika do Einsteina w nauczaniu fizyki”.

Obok GIREP-u, konferencję wspierały: UNESCO, Europejskie Towarzystwo Fizyczne, Międzynarodowa Komisja Nauczania Fizyki przy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), Ministerstwo Edukacji Narodowej i Uniwersytet Mikołaja Kopernika.

Funkcję przewodniczącego Międzynarodowego Komitetu Naukowego pełnił prof. Janusz Zakrzewski – ówczesny prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego, przewodniczącym Lokalnego Komitetu Organizacyjnego był prorektor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu prof. Andrzej Jamiołkowski, wiceprzewodniczącym – dyrektor Instytutu Fizyki prof. Józef Szudy, a sekretarzami: Józefina Turło (UMK) oraz Magdalena Staszal (UW).

Ponieważ swój udział w konferencji zgłosiło wielu wybitnych fizyków i astronomów, a jednocześnie wyróżniających się dydaktyków z całego świata, staraliśmy się, aby uczestniczyło w niej również jak najwięcej polskich nauczycieli szkół wyższych i średnich. Jest tradycją konferencji GIREP-u organizowanych w różnych krajach świata, iż popiera się udział w nich miejscowych nauczycieli. Dla nas była to wyjątkowa okazja przedyskutowania bardzo trudnych dydaktycznie zagadnień z najwybitniejszymi specjalistami w tej dziedzinie.

W konferencji udział wzięło ponad 200 uczestników, nauczycieli uniwersyteckich i szkolnych ze wszystkich kontynentów, w tym z takich krajów jak Indie, Meksyk, Japonia,

Chiny, Botswana, Egipt, Brazylia, Wenezuela, Argentyna, Nowa Zelandia, Izrael, nie mówiąc o USA, Rosji, czy prawie wszystkich krajach europejskich.

Uroczystego otwarcia Konferencji dokonali: Rektor UMK – prof. S. Kalemka, Minister Edukacji Narodowej – prof. R. Głębocki, prezydent miasta Torunia – fizyk dr Jerzy Wieczorek, prezes UPAP/ICPE – prof. L.E. Jossem, przedstawiciel UNESCO – prof. R. Ferreyra oraz przewodniczący GIREP-u prof. P.J. Black, który w swym przemówieniu powiedział m.in.: „Czy mogłoby być lepsze miejsce na Ziemi dla zorganizowania tego typu konferencji? Mamy ogromne szczęście przebywać zarówno w mieście urodzenia geniusza – Mikołaja Kopernika, jak i obradować na terenie Uniwersytetu, noszącego Jego imię (...)”

Uczestnicy konferencji mieli okazję zwiedzić Muzeum i Dom Kopernika, obejrzeć zorganizowaną przez Bibliotekę Uniwersytecką wystawę wszystkich wydań dzieła Kopernika *De Revolutionibus Orbium Coelestium*, w tym pierwszego wydania z 1453 r. oraz zebranych pozycji na temat teorii Kopernika do chwili obecnej, jak również zapoznać się z aktualną tematyką badawczą największych w Polsce Obserwatoriów – Astronomicznego i Radioastronomicznego w Piwnicach pod Toruniem.

Konferencję rozpoczął wykład twórczyni toruńskiej astronomii prof. Wilheminy Iwanowskiej „Wszechświat Mikołaja Kopernika”. Był to doskonały wstęp do tematyki Konferencji. Pani Profesor w swym fascynującym wszystkich wykładzie często odwoływała się do słów zawartych w specjalnie z okazji Konferencji wydanej w języku angielskim I Księdze Kopernika *On the Revolutions*, stwierdzając np., że „Wszechświat był dla Kopernika ograniczony przez sferę gwiazd, jako takie miejsce całości, żeby doń można było odnieść ruch i położenie wszystkich pozostałych ciał niebieskich” (*O obrotach*, Księga Pierwsza, rozdz. X).

Kolejne referaty plenarne wygłosili: M. Demiański (Polska) – „Wszechświat – układ podstawowy”; M. Kugler (Izrael) – „Ruch w układach nieinercjalnych – teoria i demonstracje” (tłum. *Postępy Fizyki* 43, 189, 1992); G. Marx (Węgry) – „Jak długo trwa jedna sekunda?” (tłum. *Postępy Fizyki* 43, 565, 1992); J. Narlikar (Indie) – „Układy odniesienia w kosmologii”; J. Ogborn (Anglia) – „Podstawowe pojęcia niezbędne w pojmowaniu rzeczywistości: działanie, przyczyna, ruch, przestrzeń i czas”; A. Pflug (Austria) – „Przygodowe gry w czasoprzestrzeni Einsteina – badanie teorii względności przy pomocy komputera”; C. Swartz (USA) – „Układy odniesienia we wstępnym kursie fizyki”; E. Taylor (USA) – „Spojrzenie na układy odniesienia z zewnątrz”; A. Tiberghien (Francja) – „Modelowanie i rozwiązywanie problemów w fizyce na przykładzie zagadnienia energii w szkole średniej”; A. Trautman (Polska) – „Nauczanie ogólnej teorii względności w sposób elementarny”; A.K. Wróblewski (Polska) – „Dzieci Arystotelesa” (tłum. *Postępy Fizyki* 43, 431, 1992).

Odbyły się ponadto dwa wykłady otwarte dla mieszkańców Torunia i okolic, które wygłosili: Ralph Alpher (USA) – współtwórca modelu Wielkiego Wybuchu „Model Wielkiego Wybuchu – jego powstanie i historia akceptacji”, Michał Heller (Polska) – członek Akademii Papieskiej „Teoria względności, układy odniesienia, a istnienie fizyki”.

Warto chyba dodać, iż prawie wszyscy spośród wymienionych powyżej wykładowców bardzo aktywnie pracują w dziedzinie nauczania i popularyzacji wiedzy fizycznej. I tak np. Clifford Swartz jest redaktorem naczelnym amerykańskiego czasopisma *The Physics Teacher*, a autor znanej w Polsce książki *Fizyka Czasoprzestrzeni*, której drugie wydanie

ukazało się w 1992 r. – Edwin F. Taylor za swój program komputerowy wspomagający nauczanie szczególnej teorii względności otrzymał w USA nagrodę roku (1988) za najlepszy program dydaktyczny (program ten jest obecnie dostępny dla zainteresowanych dzięki międzynarodowej sieci komputerowej).

Obok wykładów plenarnych, w czasie trwania Konferencji odbywały się następujące sesje plakatowe i robocze, poświęcone nauczaniu o układach odniesienia: 1. Aspekty historyczne i filozoficzne, 2. Wprowadzanie elementów szczególnej i ogólnej teorii względności, 3. Badanie rozumienia podstawowych pojęć z tej dziedziny, 4. Eksperymenty szkolne i uniwersyteckie, 5. Symulacje komputerowe, 6. Wykorzystanie różnorodnych środków nauczania, w tym komputerowo wspomaganych eksperymentów fizycznych.

Zainteresowanych informujemy, iż Lokalny Komitet Organizacyjny Konferencji dysponuje jeszcze pewną liczbą egzemplarzy materiałów z tej konferencji w jęz. angielskim.

Konferencji towarzyszyły różnego typu wystawy (łącznie 13), w tym wystawy pomocy dydaktycznych. Swoje zestawy doświadczalne przedstawiała m.in. jedna z największych w Europie firm produkujących pomoce dydaktyczne – firma PHYWE z Getyngi. Brian Davies z Anglii zorganizował bardzo interesującą wystawę zdjęć i przezroczy pt. „Piękno fizyki”, Falk Riess z Uniwersytetu w Oldenburgu – wystawę historycznych eksperymentów fizycznych, a Ryszard Kutner z Warszawy oraz gospodarze Konferencji – pokazy symulacyjnych dydaktycznych programów komputerowych. Przedstawiane były również prace uczniów, m.in. z Pałacu Młodzieży w Katowicach (opiekun – U. Woźnikowska-Bezak) oraz z Technikum Budowlanego w Toruniu (opiekun – J. Wesołowski).

Przy okazji Konferencji GIREP-u, do Torunia przyjechali wszyscy członkowie Międzynarodowej Komisji Nauczania Fizyki wraz z jej przewodniczącym L.E. Jossemem. Przedstawicielem Polski w Komisji jest obecnie F. Kaczmarek z Uniwersytetu A. Mickiewicza w Poznaniu. Komisja ta obradowała nad udoskonaleniem i ujednoczeniem formy egzaminów wstępnych na wyższe uczelnie we wszystkich krajach świata.

Prof. Black w swym końcowym przemówieniu na Konferencji stwierdził: „Nauczanie jest dla studentów, uczniów, nie dla wykładowców czy nauczycieli, którzy być może zbyt często zadowoleni są ze swoich wykładów, prezentacji, lekcji. To nasi uczniowie są i powinni być naszymi nauczycielami tego jak uczyć (wykładać), by osiągnąć pożądane efekty, to ich właśnie powinniśmy przede wszystkim słuchać (...).” Podkreślając w innym miejscu konieczność zaangażowania się w sprawy nauczania nie tylko nauczycieli szkół podstawowych i średnich powiedział: (...) „znaczenie naszego (tzn. nauczycieli akademickich) zadania w tym względzie jest oczywiste – jeżeli nie będzie się rozwijać umiejętności nauczycieli, ani wspierać ich poświęcenia, wówczas fizyka nie ma przyszłości, po prostu zabraknie jej młodych adeptów(...).”

Konferencja Ogólnopolska

Biorąc pod uwagę powyższą konkluzję Konferencji GIREP-u oraz wykorzystując dorobek tej Konferencji, a jednocześnie wychodząc naprzeciw potrzebom doradców metodycznych i nauczycieli fizyki, Pracownia Dydaktyki Fizyki UMK wspólnie z Centralnym Ośrodkiem Doskonalenia Nauczycieli w Warszawie zorganizowała w Toruniu w dniach 9-11 września 1992 r. Ogólnopolską Konferencję Przedmiotowo-Metodyczną na temat układów odniesienia.

W konferencji udział wzięło ponad 100 osób z całej Polski, wielu pracowników Wydziału Mat-Fiz-Chem Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz nauczycieli fizyki z Torunia i województwa toruńskiego.

Tematyka tego spotkania skupiała się głównie wokół zagadnienia: „Układy odniesienia – od Kopernika do Einsteina – w nauczaniu fizyki”. Ponadto o wykłady na aktualne w nauczaniu fizyki tematy poproszono pracowników Instytutu Fizyki UMK oraz nauczyciela – doradcę metodycznego z Torunia – J. Domańskiego.

Wygłoszono następujące referaty: Wilhelmina Iwanowska – Wszechświat Mikołaja Kopernika; Marek Demiański – Wszechświat, układ podstawowy; Mirosław Panek – Model Wielkiego Wybuchu; Cecylia Iwaniszewska – Jak długo trwa jedna sekunda? (oparty na wykl. G. Marxa); Józefina Turło – Komputer i inne środki w nauczaniu o układach odniesienia; Magdalena Staszal – Rozumienie pojęć dotyczących układów odniesienia; Peter Heering, Albert Beneke – Eksperymenty historyczne w nauczaniu fizyki; Józef Szudy – Ciekawe zjawiska optyczne obserwowane w przyrodzie; Stanisław Orzeszko – Węgiel – nowym materiałem; J. Domański – Nauczanie elementów grawitacji i astronomii.

Dyskusję nad referatami w czasie konferencji prowadził prof. Jerzy Ginter.

Konferencji towarzyszyło zwiedzanie Muzeum i Domu Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz zwiedzanie Obserwatoriów Astronomicznych w Piwnicach pod Toruniem. W programie znalazła się również demonstracja przykładowych programów symulacyjnych (F. Taylor – Spacetime Physics), komputerowo wspomaganym eksperymentów fizycznych (Zygmunt Turło, ultradźwiękowy detektor ruchu) oraz eksperymentów historycznych (P. Heering, A. Beneke, maszyna elektrostatyczna, proste ogniwo galwaniczne).

Wszyscy wykładowcy i obecni nauczyciele otrzymali następujące materiały metodyczne:

- Pozycja książkowa pt. *Układy odniesienia od Kopernika do Einsteina w nauczaniu fizyki*, s. 302 (koordynator wydania – J. Turło, red. M. Staszal, J. Turło, M. Berndt, UMK, Toruń 1992);
- Kasetę wideo z nagraniami filmu dydaktycznego z programu PSSC (Physics Science Study Committee) autorów P. Hume'a i D. Ivey (Kanada) pt. „Układy odniesienia” oraz filmu „Siły dośrodkowe i odśrodkowe” L. Beerdena (Belgia);
- Dyskietka (do komputera IBM PC) z nagraniem programami dydaktycznymi i opisem w postaci instrukcji merytoryczno-metodycznej do programów:
 - EINSTEIN – do wspomaganie nauczania elementów szczególnej teorii względności (aut. J. Turło i P. Macikowski);
 - SETEST – do przeprowadzania, oceniania i analizy wyników testów do badania rozumienia elementów szczególnej teorii względności w szkole średniej.

Powyższe materiały są dostępne po skontaktowaniu się z Pracownią Dydaktyki Fizyki UMK.

Józefina Turło

Instytut Fizyki UMK
Toruń

RECENZJE

Informacja obrazowa,
praca zbiorowa, koordynator: Marek Ostrowski,
WNT, Warszawa 1992, s. 530 + 4, wyd. I

Wysublimowane dziedziny nauk „czystych” tworzą hermetyczne światy oddzielone od siebie barierami terminologii, metod opisu i zakresem problemów. Sama przyroda i niektórzy badacze to jednak żywioł, który nie uznaje barier. Pojawienie się recenzowanej książki jest przejawem interdyscyplinarnej współpracy w nauce. Książka składa się aż z dziewięciu części napisanych przez specjalistów z fizyki, chemii, biologii, psychologii i nauk numerycznych.

Z Przedmowy wynika, że treść książki odzwierciedla program wykładów Podyplomowego Studium Informacji Obrazowej Wydziału Biologii Uniwersytetu Warszawskiego, prowadzonych już od ponad dziesięciu lat. Notka Wydawcy oparta, jak przypuszczam, na recenzjach sześciu opiniodawców, specjalistów różnych dyscyplin nauki, przeznaczona jest do użytku studentów nauk technicznych, przyrodniczych i humanistycznych, zainteresowanych przetwarzaniem obrazów. Przyjąłem to jako wstępne kryterium wymagań względem poziomu recenzowanej książki.

Autorką pierwszej części książki, „Promieniowanie elektromagnetyczne”, jest A. Kopystyńska. Wprowadzeniem do tematu jest przegląd układu równań Maxwella i własności równania falowego. Treść dalszych rozdziałów stanowi zwięzły opis własności falowych i korpuskularnych promieniowania. Od fal radiowych do promieniowania jądrowego przedstawione zostają źródła promieniowania, propagacja i oddziaływanie z materią. Poziom wykładu odpowiada uproszczonemu wykładowi akademickiemu z podstaw fizyki, a jego celem jest przegląd fundamentalnych pojęć wykorzystywanych w dalszych częściach książki. Obszerny spis literatury umożliwia zainteresowanym samodzielne pogłębianie wybranych zagadnień.

Część II, napisana przez J. Petykiewicza i M. Mikołajczyk jest poświęcona zagadnieniom optyki falowej. Ujawnia ona podstawową trudność interdyscyplinarnej tematyki. Zagadnienia optyki falowej wymagają narzędzi matematycznych. Sądzę, że ta część książki nie jest w jej obecnej postaci dostępna humanistom, chyba że klasy Leonarda da Vinci.

W tej części książki, po krótkim wprowadzeniu w metody opisu fal elektromagnetycznych (EM), omówiono skrótowo oddziaływanie fal EM z materią (niepotrzebnie rezygnując z zespolonego współczynnika załamania). Następnie przedstawiono przybliżenia optyki geometrycznej i opis koherencji światła do macierzy koherencji włącznie. Wprowadzenie do zjawisk dyfrakcji ma nieco mniejsze tempo wykładu. Opierając się na zasadzie Huygensa-Fresnela i strefach Fresnela przedyskutowano dyfrakcję fal EM na szczelinie, otworze prostokątnym i siatce dyfrakcyjnej.

Podstawę do dalszej pogłębionej analizy zjawisk falowych stanowi teoria dyfrakcji Kirchhoffa. Wyprowadzone zostają formuły opisujące pole falowe w przypadku dyfrakcji Fraunhofera i Fresnela. Interpretacja tych formuł jako transformata Fouriera pola falowego oraz model izoplanarnych, liniowych i pozbawionych aberracji układów obrazujących służy Autorom do wprowadzenia czytelnika w fourierowski opis tworzenia obrazu. Dla tych celów zdefiniowano wybrane pojęcia takie jak: funkcja rozmycia, koherentna funkcja przenoszenia częstotliwości lub optyczna i modulacyjna funkcja przenoszenia. Krótko przedstawiono zasady holografii. Końcowe rozważania dotyczą filtracji amplitudowej, fazowej i zespolonej.

Ogólna idea wykładu jest elegancka. Wyczuwa się jednak narzucone ograniczenia objętości, które zmuszają Autorów do ograniczeń w tekście kosztem jasności wykładu. W książce przeznaczony dla tak szerokiego kręgu czytelników jest to błędne. Dodatkowym utrudnieniem są liczne usterki w tekście i wzorach. W tej części pracy jest m.in. kuriozum korektorskie. Cytuję (s. 101): „...w ośrodku o mniejszym współczynniku załamania (rzadnym optycznie)...”. Ważnym elementem wykładu w tej dziedzinie jest dobór odpowiedniego materiału ilustracyjnego, który poprzez przykłady mógłby czytelnikom o słabszym warsztacie matematycznym przybliżyć walory fourierowskiej filtracji sygnału. W tym zakresie, przykładem pięknego opracowania graficznego jest podręcznik akademicki E. Hechta i A. Zajaca *Optics* oraz książki A. Piekary.

Część III („Rola detektorów w układach obrazujących i analizatorach promieniowania” – K. Rosiński) wprowadza czytelnika w świat parametrów i zależności spektralnych charakteryzujących własności detektorów jak np. bezwzględna czułość, moc równoważna szumom, stosunek sygnału do szumu, detektywność, zakres liniowości, czułość widmowa, stałe czasowe. W dalszej części omówiono pobieżnie pomiarowe metody tłumienia szumów z zastosowaniem detekcji fazowej, filtracji pasmowej, całkowania, dyskryminacji. Wspomniano także o metodach specyficznych dla sygnałów koherentnych. Rozważania kończy przegląd źródeł i mechanizmów szumu. Styl tej części książki znacznie odbiega od nasyconego matematyką, skrajnie zwięzłego opisu zagadnień optyki falowej.

Zasady działania detektorów promieniowania (Cz. IV – „Detektory fizyczne”, K. Rosiński) omówiono w sposób przeglądowy i popularny, szczególnie w zakresie fizycznych podstaw działania urządzeń. Do przeglądu włączono detektory stosowane głównie w fizyce jądrowej (jonizacyjne, scyntylicyjne, półprzewodnikowe). Materiał ilustracyjny ma tradycyjny charakter i wykazuje pewne uchybienia (np. brak poziomu próżni). Zrezygnowano z wprowadzenia czytelnika w zagadnienie statystyki elektronów i kinetyki rekombinacji w półprzewodnikach. W tekście i skorowidzu nie znalazłem terminu poziom Fermiego. Sugeruję, aby cytowane parametry i charakterystyki dotyczyły aktualnie najwyższych osiągnięć technicznych.

Celem nadrzędnym, który realizuje Autor, jest maksymalnie krótki opis działania urządzeń, na tyle jednak zręczny, że bez wnikania w złożoność procesów fizycznych, do końcowych zależności zostają wprowadzone parametry stosowane w katalogowej praktyce. Amator rozumie, a zawodowiec może podziwiać zręczność wywodu i snuć rozważania o złożoności sprawy.

Część V („Detektory chemiczne” A. Zaleskiego i S. Jabłonki) jest pasjonującą lekturą o jednej z najstarszych, a wciąż żywej technologii fotografii. Korzystając z modelu Motta dla obrazu utajonego, Autorzy ukazują różnicę pomiędzy sztuką (art) a wiedzą

naukową (science). Przypadek fotografii zmusza najbardziej aroganckich uczonych do pokory wobec rzemiosła. Rozumiemy już dużo, ale dalece nie wszystko.

W opracowaniu przedstawiono naszą wiedzę na temat wywoływania fizycznego i chemicznego, aż do wywoływania infekcyjnego włącznie. Przedyskutowano znaczenie składu wywoływacza (reduktory, regeneratory, związki alkalizujące). Omówiono definicje wielkości charakteryzujących właściwości warstw światłoczułych, kontrast, ziarnistość, rozdzielczość z funkcją przenoszenia modulacji i granice prawa odwrotnej proporcjonalności Bunsena i Roscoe. Dokonano także przeglądu bezsrebrowych metod reprodukcji (diazoniowa, wezikularna, fotopolimery, termografia). Część V kończą rozdziały poświęcone fotografii barwnej. Klarownie przedstawiono ogólną zasadę fotografii subtraktywnej opartej na własnościach $AgHal$ i barwników tworzących obrazy cząstkowe. Czytelnik znajdzie dobrze zredagowany przegląd metody syntezy barwników lub ich odbarwiania, stosowany w rozpowszechnionych technikach fotografii.

Część VI („Barwa i metody wyrażania bodźców barwowych”, opracowana przez A. Jabłonkę) wprowadza czytelnika w zobiektywizowane dla celów praktycznych sposoby opisu barwy oparte na syntezie addytywnej (monitory, TV) i subtraktywnej (druk). Przedstawiono założenia addytywnej kolorimetrii trójkromatycznej i układów CIE (Commission Internationale d’Eclairage – Międzynarodowa Komisja Oświetleniowa), w szczególności historycznie pierwszego układu RGB, a następnie układów XYZ i UVW. Na zakończenie omówiono metodę oceny jakości reprodukcji w układzie $U^*V^*W^*$, zaleconym przez CIE w 1964 r. Uważam, że wstępne rozdziały części VI mogą być znacznie skrócone bez szkody dla istoty zagadnienia.

We wstępie do części VII („Detektory biologiczne” autorstwa M. Ostrowskiego) przedstawiono zadziwiające przykłady budowy i działania narządów wzroku ze światażywionego – zbudowanych ze światłowodów, zwierciadeł lub wreszcie wykorzystujących odczyt skaningowy. Niektóre organizmy wykazują nieprawdopodobne zdolności detekcji promieniowania pod względem zakresu spektralnego, polaryzacji, czy też cech obrazu takich jak np. kontrast lub jego kinetyka.

Rozdziały poświęcone mechanizmowi widzenia człowieka, a w szczególności pogłębione omówienie procesów odpowiedzialnych za przekształcenie energii fotonów w potencjał elektrochemiczny i w końcu w informację przetwarzaną w mózgu, daje Autorowi okazję do wielowątkowej analizy. Szczególnie interesujący jest opis dotyczący fototransdukcji w pręcikach ludzkiego oka i rola rodopsyny w tych procesach. Wyniki tych badań stanowią podstawę naszej wiedzy o tworzeniu i przesyłaniu informacji w całym układzie nerwowym. Wykazane w badaniach podobieństwo kodującego rodopsynę DNA u różnych gatunków, wskazuje na zdumiewające pokrewieństwo materii żywej i konsekwencję w ewolucji systemu nerwowego organizmów, począwszy już od poziomu bakterii.

Z problematyką VIII części książki („Psychologiczne aspekty przetwarzania informacji wizualnej”, autorstwa J. Młodkowskiego) zapoznawałem się jako amator nieskażony własnym, naukowym poglądem w tej dziedzinie. Interesujący wydał mi się rozdział poświęcony przetwarzaniu sygnałów optycznych w korze mózgowej w procesie widzenia. Jako ciekawe i przekonujące odebrałem szczególnie dotyczące badań ruchu oczu w trakcie rozpoznawania obiektów, widzenia przestrzennego, wrażenia głębi obrazu i złudzeń wzrokowych. Przyznam jednak, że rozdział „Wpływ procesów psychicznych na wyższych poziomach regulacji percepcji wzrokowej” czytałem z narastającym znużeniem. Pod wpły-

157, wzór (2.5.30): j. d_1 , pb. d_2 ;

158: drugi wzór jest błędnie zapisany;

158₉: j. $/\lambda^2$, pb. $/\lambda f$;

163₂: j. ε_1 , pb. ε_2 ;

174, wzór (2.6.13): opuszczony kwadrat w drugim składniku drugiego przekształcenia;

174⁸: j. rys. 2.42, pb. rys. 2.43;

233, wzór (4.4.6a): j. $E/1$, pb. E/l ;

267, rys. 5.1b: niektóre wiązania tetraedrów są błędne lub nie są w ogóle narysowane.

Książka poświęcona informacji obrazowej powinna ją sama w sobie zawierać. Materiał fotograficzny jest jednak liczebnie ubogi, ścieśniony w tekście i smutny jak ten koń na Rys. 9.26. Kolor skrajnie skąpy i wyrzucony na peryferie książki. Oprawa zbyt miękka dla tego typu i objętości książki, która dość szybko rozpada się na luźne kartki. Druk, chociaż ciasny, jest czytelny. Na szczęście, bo przecież wiedzieć to przede wszystkim widzieć. Uważam, że temat i wysiłek Autorów jest wyzwaniem, któremu Sponsor oraz Wydawca nie sprostali. Sponsorze, potrząśnij kiesę. Zróbmy coś chociaż raz perfekcyjnie.

Znaczny krąg czytelników to także efekt finansowy. Sugeruję, aby przeanalizować przyszłe wydanie tej książki w dwóch częściach, np. matematyczno-fizycznej i biologicznej z psychologią, co może poszerzyć krąg kupujących oraz ułatwić korzystanie z niej. W obecnej formie książka jest ciężka i nieporęczna. Byłoby także pożądane, aby Autorzy dokonali drobnych korekt, eliminujących nawet najdrobniejsze powtórzenia treści wykładu, a wygospodarowaną przestrzeń oddali optyce falowej, w szczególności na materiał fotograficzny.

Główną zaletą tej nowej książki jest pomysł związany z interdyscyplinarnym tematem, ciekawym dla wielu profesjonalistów i amatorów. W kręgu zainteresowanych, oprócz już wymienionych, znajdują się również ludzie sztuki drukarskiej i plastycy, a w szczególności graficy i fotograficy. Widzieć, przetwarzać i pokazywać to przecież ich powołanie. Ktoś z nich powinien, być może, napisać kolejną część tego dzieła. To jest jednak sprawa przyszłości. Na razie, witamy cię książko z przekonaniem, że *habent sua fata libelli*.

Hubert L. Oczkowski

Instytut Fizyki UMK
Toruń

LISTY DO REDAKCJI

Jak odczytać szczególną teorię względności?

Zgadając się z zawartą w niedawno opublikowanym artykule Andrzeja Szymachy [1] krytyką tradycyjnego ujęcia wstępu do szczególnej teorii względności, mam jednak wątpliwości, czy proponowane lekarstwo nie jest gorsze od choroby. Autor słusznie kwestionuje uzależnienie uzasadnienia teorii względności od specyficznej cechy rozchodzenia się światła i konsekwentnie dystansuje się od poglądów konwencjonalistycznych. W swoim wywodzie jednak stosuje szereg nie nazbyt celnych chwytów dydaktycznych.

Punktem wyjścia przedstawionego wyprowadzenia relatywistycznego prawa składania prędkości jest zasada względności, której Autor stara się nadać pozory oczywistości. Tymczasem postulowane przez tę zasadę fizyczne równouprawnienie wszystkich układów inercjalnych bynajmniej nie narzuca się *a priori*; przeciwnie, naturalne byłoby raczej oczekiwać istnienia wyróżnionego układu odniesienia (np. układu środka masy Wszechświata, czy też w jakimś innym sensie „absolutnie spoczywającego”), w którym prawa przyrody wyrażałyby się prościej niż w innych. Obowiązki zasady względności jest konsekwencją niezmienniczości postaci wszystkich praw przyrody względem pewnej grupy przekształceń kinematycznych; nikomu zaś nie udało się jeszcze udowodnić, że w każdym możliwym świecie prawa przyrody musiałyby tę bardzo szczególną własność posiadać.

Proponowana w celu uwypuklenia zakładanego równouprawnienia układów umowa, by o tworzących układy odniesienia zegarach nie mówić jako o „nieruchomych” czy „poruszających się”, lecz jako o „okrągłych” i „kwadratowych”, niewiele pomaga, gdyż na diagramie czasoprzestrzennym zawsze tylko jeden spośród układów współrzędnych wprowadzonych w układach odniesienia zegarów „okrągłych” i „kwadratowych” przedstawić można jako kartezjański. Autor apeluje więc o nieuleganie „pozorem wizualnym”, stwierdzając, że „sytuacja jest tu trochę analogiczna jak przy przedstawianiu sześcienu na płaszczyźnie”. Sugerowana analogia jednak cokolwiek kuleje, gdyż tam przedstawia się obiekt trójwymiarowy na płaszczyźnie dwuwymiarowej, podczas gdy tu ilość wymiarów obiektu i obrazu jest ta sama (rozważany jest tylko jeden wymiar przestrzenny i czas).

Rozważanie, zamiast ruchu, statycznego diagramu ułatwić ma zgodę na dopuszczenie możliwości rozbieżności wskazań poruszających się względem siebie zegarów. Jest to jednak unik wobec ważnej bariery pojęciowej związanej z łączoną często z zasadą względności intuicją, że ruch (jako z istoty swej względny) nie może mieć skutków fizycznych, w szczególności zaś – nie może wpływać na chód zegarów. Można więc w ten sposób narazić się na zarzut omijania istoty problemu.

Autor, chociaż się od tego stanowczo odżegnuje, faktycznie „przemycza znany mu skądinąd rezultat”, gdy *implicite* zakłada, że wyrażający rozbieżność wskazań zegarów czynnik γ nie może być mniejszy od jedności. Przedstawiona na poparcie tego założenia heureka, że „okrągły” zegar „jest już na miejscu i »do roboty« ma tylko tykanie”, a „kwadratowy” (...) musi i tykać i przemieszczać się”, nie musi przekonywać, kłócąc

się przy tym z duchem „symetrycznego” podejścia do obu układów. Co gorsza, rozumiany dosłownie diagram czasoprzestrzenny zasugerować mógłby raczej rozstrzygnięcie przeciwnie (przekątna jest wszak dłuższa od boków prostokąta).

W dalszych wywodach Autor stara się sprawić wrażenie, że z założenia tego nie korzysta, zakładając tylko, „że γ *jakiś jest*”. Faktycznie można je wyprowadzić z zasady względności [2]; Autor jednak poprzestaje na jego przemyceniu. Bez niego zaś niemożliwe jest uzasadnienie dodatniości stałej C , a co za tym idzie, istnienia granicznej prędkości i nierówności „ $V + U$ ” $<$ $V + U$, jakościowo tłumaczącej wynik eksperymentu Fizeau.

W efekcie, obawiam się, że omawiany artykuł [1] może doprowadzić czytelnika do przekonania, że teoria względności to wyższa mistyka, której nie sposób zrozumieć, lecz można tylko w nią uwierzyć na zasadzie *credo, quia absurdum*.

Jan Czerniawski

Instytut Filozofii UJ
Kraków

Literatura

- [1] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **43**, 381 (1992).
[2] J. Czerniawski, w: *Physical Interpretations of Relativity Theory – Proc. of the Third Int. BSPS Conf.* (London 1992).

Odpowiedź na list dra Czerniawskiego

Z prawdziwą przykrością przeczytałem list Pana Czerniawskiego. Wszystkie moje argumenty pozostały kompletnie niezrozumiane, a chyba wręcz zignorowane. Czyż mam namawiać Autora do ich ponownego przeczytania i przemyślenia? Nie na wiele by to się zdało! Rzecz chyba w tym, że Autorowi listu nie tyle chodzi o aspekty dydaktyczne nauczania teorii względności, czemu poświęcony był mój artykuł, co o samą teorię. Jego stwierdzenie, trochę zagmatwane: „... ważnej bariery pojęciowej związanej z łączoną często z zasadą względności intuicją, że ruch (jako z istoty swej względny) nie może mieć skutków fizycznych, ...” interpretuję w ten sposób, że On się z tą intuicją nie zgadza! Jest to nawiązanie do predeinsteinowskich prób interpretacji praw elektrodynamiki. Mój artykuł adresowany był do tych, którzy teorię Einsteina znają i uznają, ale miewają (dość powszechne) trudności z przekazaniem tej wiedzy swoim uczniom. Skoro Pan Czerniawski nie akceptuje filozofii Einsteina, to nie akceptuje też próby trochę innego – po latach – spojrzenia na tę samą, niezmienną w niczym przez ostatnie 87 lat szczególną teorię względności. W tej sytuacji polemika z Jego zarzutami wydaje mi się zajęciem całkowicie jałowym.

Andrzej Szymacha

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

K R O N I K A

P T F

Oddział Kielecki

W dniu 1 kwietnia 1993 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Kieleckiego PTF. Podsumowano działalność ustępującego Zarządu i wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodniczący – Marek Pajek, z-ca przewodniczącego – Stanisław Kałuża, sekretarz – Jacek Semaniak, skarbnik – Roman Suchanek, członek Zarządu – Zbigniew Włodarczyk. Wybrano również Komisję Rewizyjną i delegatów na Walne Zgromadzenie PTF.

Oddział Kielecki liczy obecnie 42 członków, którzy w większości są pracownikami Wyższej Szkoły Pedagogicznej oraz Politechniki Świętokrzyskiej. Główne zainteresowania naukowe członków Oddziału skupiają się wokół fizyki zderzeń atomowych, fizyki ciała stałego, zastosowań metod jądrowych w ochronie środowiska, biofizyki. W minionej kadencji Oddział zorganizował 13 seminariów naukowych, w tym 5 z udziałem gości zagranicznych.

W czasie dyskusji zwrócono uwagę na małe zainteresowanie działalnością Towarzystwa wśród nauczycieli fizyki szkół podstawowych i średnich naszego regionu. Nowy Zarząd, w celu większego zaktywizowania środowiska nauczycielskiego, planuje zorganizowanie cyklu odczytów popularyzujących najnowsze osiągnięcia fizyki.

Małgorzata Suchańska

XXVI Turniej Fizyczny w Opolu

Międzyszkolny Turniej Wiedzy Fizycznej dla uczniów szkół średnich Opolsz-

czyzny rozgrywany był już po raz dwudziesty szósty. Tradycyjnie przebiegał on kilku-etapowo: etap I i II rozegrany został w dziewięciu okręgach naszego województwa. W I etapie (rozwiązywanie zadań testowych) uczestniczyło 395 uczniów z liceów ogólnokształcących i techników. Do etapu drugiego przeszło 86 uczestników, którzy musieli wykazać się umiejętnością rozwiązywania zadań obliczeniowych i jakościowych. Spośród nich 21 zakwalifikowało się do rozgrywek finałowych. Reprezentowali oni 9 szkół województwa.

Finałowe zmagania odbyły się 17 kwietnia 1993 r., tradycyjnie w dużej sali audytoryjnej Instytutu Fizyki WSP w Opolu. Tu, wszyscy w jednakowych warunkach, rozwiązywali zadania doświadczalne. Na podstawie uzyskanych rezultatów wyłoniona została grupa 6 uczniów, która wzięła udział w ostatniej fazie turnieju, ścisłym finale. Finał ten pomyślany został przez nas jako impreza, którą wykorzystać można jednocześnie do popularyzowania fizyki, do ukazania zagadnień ciekawych i aktualnych. Dlatego rozgrywany jest przed publicznością i wzbogacony o elementy widowiskowe (ciekawe doświadczenia). Rozgrywki ścisłego finału poprzedza, tradycyjnie już, referat wygłaszany przez pracownika naszego Instytutu. Tym razem dr Jan Pajak mówił o energetyce jądrowej i skażeniach środowiska leśnego. Przedstawione przez niego wyniki badań Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie oraz wyniki uzyskane przez naszych magistrantów wzbudziły duże zainteresowanie, bowiem dotyczyły spraw bardzo bliskich mieszkańcom Opolszczyzny – pozostałości po katastrofie

czarnobylskiej w grzybach i drzewach naszego regionu.

Podczas ścisłego finału uczestnicy musieli wykazać się bardzo szeroką wiedzą. Pytania finałowe sprawdzały bowiem nie tylko wiedzę z zakresu programu fizyki szkoły średniej, ale i znajomość najważniejszych najnowszych wydarzeń ze świata fizyki, o których donosi prasa popularno-naukowa, znajomość historii fizyki oraz umiejętność zastosowania wiedzy do rozwiązywania problemów eksperymentalnych. Z tej wielostronnej próby zwycięsko wyszedł uczeń Technikum Elektrycznego z Opola R. Wencel. Dalsze miejsca zajęli R. Sordoń (LO Strzelce Opolskie), M. Gruszecki (II LO Opole), J. Królak (LO Nysa), M. Skotnicka (LO Strzelce Opolskie), M. Łasocha (I LO Opole). Drużynowo zwyciężyli uczniowie Technikum Elektrycznego z Opola i oni wywalczyli dla swej szkoły Puchar Zarządu Głównego PTF. Drugą była drużyna reprezentująca LO ze Strzelc Opolskich, a trzecią – drużyna z II LO w Kędzierzynie-Koźlu.

XXVI Turniej Fizyczny zorganizowany został przez Oddział Opolski PTF przy wydatnej współpracy Wojewódzkiego Ośrodka Metodycznego w Opolu oraz zaangażowaniu i wsparciu Opolskiego Kuratorium Oświaty.

Bożena Pędzisz

EPS

Europejskie Towarzystwo Fizyczne przyjęło pięciu nowych członków. Są to towarzystwa fizyczne Armenii, Białorusi, Czech, Słowenii i Słowacji.

Phys. World 6, nr 5 (1993)

Nowy sekretarz generalny ESF

Nowym sekretarzem generalnym Europejskiej Fundacji Nauki (European

Science Foundation) został od 1 kwietnia 1993 r. prof. Peter Fricker, dotychczasowy sekretarz generalny Szwajcarskiej Narodowej Fundacji Nauki.

Fricker jest geologiem, specjalistą w zakresie geologii planet.

Naturwissenschaften 80, nr 2 (1993) *B. W.*

Doradcy Europejskiej Komisji Badań

Carlo Rubbia (dyrektor generalny CERN-u), François Gros (dyrektor Instytutu Pasteura w Paryżu) i Ilya Prigogine (Université Libre de Bruxelles) zostali powołani na doradców Europejskiej Komisji Polityki Badań Naukowych i Kształcenia.

CERN Courier 33, nr 4 (1993)

Cabibbo prezesem Akademii Papieskiej

Papież Jan Paweł II mianował Nicola Cabibbo, wybitnego włoskiego fizyka (cząstki elementarne) prezesem Papieskiej Akademii Nauk na nową czteroletnią kadencję.

Papieska Akademia Nauk ma ok. 80 członków (wcale niekoniecznie katolików), których zadaniem jest organizować konferencje naukowe nt. etyki, zasobów światowych i ich wykorzystania, ochrony środowiska i kosmologii. Nowych członków wybierają sami akademicy, natomiast prezesa mianuje papież.

Nature 362, nr 6422 (1993)

B. W.

Order dla Zichichiego

Prezydent Rzeczypospolitej Polskiej na wniosek Ministra Spraw Zagranicznych odznaczył Antonia Zichichiego Krzyżem Komandorskim Orderu Zasługi Rzeczypospolitej Polski „za wybitne zasługi w rozwoju współpracy naukowej w dziedzinie fizyki między Rzeczpospolitą Polską i Re-

publiką Włoską”.

Prof. Zichichi jest specjalistą w dziedzinie fizyki jądrowej. Przez wiele lat działał w Europejskim Towarzystwie Fizycznym, w latach 1979-81 był jego prezesem.

Monitor Polski, nr 15 (1993)

Nagroda Króla Faisala

Międzynarodową Nagrodę Króla Faisala za rok 1993 otrzymali Herbert Walther i Steven Chu za ich badania w dziedzinie optyki kwantowej. Nagroda w wysokości 93 tys. USD przyznawana jest co roku kolejno za badania w zakresie biologii, fizyki, matematyki i chemii.

Herbert Walther, który jest dyrektorem Instytutu Maxa Plancka Optyki Kwantowej i profesorem Uniwersytetu w Monachium ma pionierski wkład w dziedzinę optyki kwantowej, w szczególności przez swoje badania pułapkowanych pojedynczych atomów (patrz artykuł prof. Walthera w poprzednim zeszycie *Postępów Fizyki*).

Steven Chu, profesor Uniwersytetu Stanforda, rozwinął metodę chłodzenia optycznego i pułapkowania pojedynczych atomów pozytonium i mionium.

Phys. World 6, nr 4 (1993)

B. W.

Dalszy udział Wielkiej Brytanii w CERN-ie zapewniony

Od pewnego czasu pojawiały się wątpliwości co do dalszego udziału Wielkiej Brytanii w CERN-ie ze względu na ograniczenia budżetu nauki w tym kraju. Ostatnio Ministerstwo Nauki i Techniki zdecydowało wyłączyć opłatę składki CERN-owskiej z ogólnego budżetu nauki. Bez względu na aktualną wysokość funduszy przeznaczonych na naukę Wielka Brytania będzie płaciła przypadającą na nią składkę.

Nature 363, nr 6427 (1993)

B. W.

Royal Society o organizacji nauki

Towarzystwo Królewskie w Londynie ogłosiło jesienią 1992 r. wynik swoich przemyśleń pt. „The Future of the Science Base”. Dokument ten był już przygotowany nieco wcześniej, z ostateczną wersją czekano jednak na utworzenie przez rząd Majora Ministerstwa Nauki i Techniki (Office of Science and Technology – OST).

Dziewięcioosobowej Komisji opracowującej raport przewodniczył Michael Atiyah, wybitny matematyk, prezes Towarzystwa Królewskiego, dyrektor Instytutu Izaaka Newtona Uniwersytetu w Cambridge. Z fizyków w Komisji uczestniczył John Enderby z Uniwersytetu w Bristolu, astronomię reprezentował Arnold W. Wolfendale (Medal Smoluchowskiego 1992), posiadający tytuł Astronoma Królewskiego.

Wiele wniosków Komisji może być interesujących nie tylko w warunkach brytyjskich, przytoczymy więc najważniejsze punkty. W raporcie Towarzystwo Królewskie stara się wysuwać takie sugestie, które mają rzeczywiste szanse realizacji. Wobec utworzenia OST, Towarzystwo rekomenduje wzmocnienie i rozszerzenie centralnego aparatu rządowego doradzającego w sprawach nauki. Finansowanie nauki powinno, podobnie jak dotychczas, iść dwiema drogami: wyższe uczelnie powinny otrzymywać ustalone sumy budżetowe na pensje pracowników, koszty nauczania i wydatki ogólne, natomiast indywidualni pracownicy nauki – sumy przyznawane zależnie od przedstawianych projektów („granty”). Raport podkreśla konieczność powiązania badań z nauczaniem i przyznawanie grantów na podstawie kryteriów czysto naukowych.

Towarzystwo Królewskie jest za przyznaniem OST specjalnej pozycji budżeto-

wej na opłacanie udziału naukowców brytyjskich w przedsięwzięciach międzynarodowych (w CERN-ie, Europejskiej Agencji Kosmicznej, programach Wspólnoty Europejskiej itp.). Przede wszystkim zaleca się jednak popieranie indywidualnych badaczy, m.in. przez wprowadzenie pięcioletnich kontraktów badawczych dla specjalnie uzdolnionych młodych ludzi po doktoracie. Takie pięcioletnie kontrakty byłyby poprzedzone krótszymi (rok lub dwa) „próbnyymi” zleceniami. Oczywiście, konieczne byłoby bardzo rygorystyczne recenzowanie projektów.

Młodzi pracownicy nauki w Wielkiej Brytanii nadzwyczaj niechętnie opuszczają renomowane uniwersytety, skutkiem czego uczelnie nie ciesząc się tak dobrą opinią jak tamte mają kłopoty z uzupełnianiem młodej kadry naukowej. Komisja Towarzystwa Królewskiego chciałaby, aby młodzi badacze podejmowali pracę również w „mniej modnych” instytucjach.

Wydatki rządu brytyjskiego na badania i rozwój zmniejszyły się nieco w dekadzie 1981-91 (od 1.33% do 0.87% dochodu narodowego brutto). Jest to procent wyraźnie mniejszy niż w Niemczech, jednak zbliżony do Francji i większy niż we Włoszech (w Polsce wynosi ok. 0.66).

Komisja ostrzega przed nadmiernym zastępowaniem finansowania nauki przez państwo finansowaniem przez źródła pozarządowe. Finansowanie instytucji prowadzących badania podstawowe przez przemysł jest wyrazem zrozumienia i uznania wartości uzyskiwanych wyników. Zbytne jednak wypieranie finansowania rządowego może prowadzić do zniekształcania właściwych celów badań. Wzrost udziału środków finansowych pochodzących ze źródeł nierządowych Komisja wiąże ze wzrostem liczby krótkoterminowych kontraktów badawczych i przestrzega, że finansowanie badań podstawowych przez przemysł podlega

zawsze fluktuacjom związanym z aktualną koniunkturą gospodarki.

Phys. Today 45, nr 12 (1992)

B. W.

Wykład im. Aleksandra Jabłońskiego '93

Po raz szósty mieliśmy przyjemność wysłuchać w Instytucie Fizyki UMK w Toruniu wykładu zorganizowanego z okazji rocznicy urodzin (95-tej) Aleksandra Jabłońskiego, twórcy toruńskiej szkoły fizyki. Poprzednie wykłady wygłaszali profesorowie: Andrzej Trautman (1988), Andrzej Hrynkiewicz (1989), Łukasz Turski (1990), Roman Stanisław Ingarden (1991) i Janusz Zakrzewski (1992). W tym roku licznie zgromadzeni pracownicy i studenci UMK oraz goście spoza naszej uczelni wysłuchali niezwykle żywo prowadzonego wykładu „Natura boi się próżni” wygłoszonego przez prof. Andrzeja Białasa z Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Dziękując za zaproszenie do wygłoszenia tego wykładu, prof. Białas powiedział, że należy do młodszego pokolenia fizyków, którzy nie spotkali się bezpośrednio z prof. Jabłońskim i zna go tylko z opowiadań swoich profesorów, którzy sami byli uczniami lub współpracownikami Jabłońskiego.

Wykład rozpoczął się od przypomnienia pojęcia próżni w historii nauki. Arystoteles podał dwa dowody, dlaczego próżnia istnieć nie może. Dowody te, opierające się na rozumowaniu nie całkiem dla nas obecnie zrozumiałym, przetrwały aż do czasów Odrodzenia. Badania doświadczalne, rozpoczęte przez Galileusza, wkrótce dowiodły, że próżnia istnieje. Zjawiska elektromagnetyczne, które w próżni zachodziły (rozchodzenie się światła, oddziaływanie magnetyczne i elektrostatyczne) zapewniły wkrótce próżnię eterem. Teoria względności i mechanika kwantowa na początku XX w. znowu uwolniły próżnię od substancji.

Po tym krótkim przeglądzie historycznym prof. Białas przedstawił drogę do unifikacji teorii fizycznych mówiąc o cząstkach elementarnych i oddziaływaniach, podkreślając piękno teorii sprowadzających całą różnorodność obserwowanych zjawisk do 4 oddziaływań i kilku cząstek elementarnych. Atmosferę wykładu oddaje dobrze następujący cytat:

„Jeśli ktoś się tym nie zachwycą, to ja jestem obrażony!”

Następnie prof. Białas wspomniął o trudnościach wielkiej unifikacji wszystkich oddziaływań, problemach z grawitacją i próbie stworzenia jednolitej teorii oddziaływań silnych i elektroślabych, wymagającej istnienia pola Higgsa i cząstek Higgsa. Istnienie takich cząstek wiąże się z łamaniem symetrii stanu próżni. W wyniku spontanicznego łamania symetrii próżnia przechodzi do stanu, w którym istnieje materia, z nicości powstaje więc stan o niższej energii. Chociaż jest to na razie czysto teoretyczny mechanizm, budowa nowych akceleratorów takich jak Nadprzewodzący Super Zderzacz (Superconducting Super Collider) pozwoli na jego doświadczalną weryfikację.

Profesor Białas, pełniący w obecnej kadencji obowiązki przewodniczącego Rady Głównej Szkolnictwa Wyższego, przy okazji swego pobytu w Toruniu udzielił wywiadu redakcji publikowanego na UMK miesięcznika *Głos Uczelni* podsumowując działalność Rady Głównej.

Włodzisław Duch

Tablica ku czci Nernsta

W Niwicy Śląskiej odsłonięto w listopadzie ub.r. tablicę w języku niemieckim i w języku polskim upamiętniającą Walthera Nernsta, który 18 listopada 1941 r. zmarł w tej miejscowości.

Nernst urodził się w 1864 r. w Wąbrzeźnie. Był profesorem uniwersytetów w Getyndze i w Berlinie, a w latach 1922-24 prezesem Physikalisch Technische Reichsanstalt. W 1920 r. otrzymał Nagrodę Nobla z chemii za prace termodynamiczne. Sformułował trzecią zasadę termodynamiki, odkrył występowanie efektów cieplnych w przewodniku z prądem umieszczonym w polu magnetycznym, badał przewodnictwo cieplne tlenków metali, skonstruował źródło promieniowania podczerwonego (palnik Nernsta). Po przejściu na emeryturę w 1933 r. wycofał się całkowicie z działalności naukowej i publicznej i zamieszkał w swojej posiadłości w Niwicy (wówczas – Zibelle).

Wykonanie tablicy finansowała niemiecka Fundacja Helmholtza, a w uroczystości odsłonięcia wziął udział burmistrz Niwicy.

Phys. Bl. 49, nr 3 (1993)

B. W.

IMP Fizyki Układów Złożonych

Towarzystwo Maxa Plancka postanowiło założyć na terenie dawnej NRD Instytut Maxa Plancka Fizyki Układów Złożonych (Max Planck Institut für Physik komplexer Systeme). Na dyrektora-założyciela został powołany prof. Peter Fulde (od 1974 r. dyrektor Instytutu Maxa Plancka Badań Ciała Stałego w Stuttgarcie). Lokalizacja nowego instytutu jeszcze nie została ustalona. W każdym razie ma on się znajdować w miejscu zapewniającym bliskie kontakty z uniwersytetem (uniwersytetami?). Będzie zatrudniał niewielu stałych pracowników, natomiast liczy się na duży udział naukowców wizytujących. Prowadzone będą przede wszystkim badania teoretyczne, planuje się jednak ścisłą współpracę z uniwersyteckimi grupami eksperymentatorów.

Naturwissenschaften 80, nr 2 (1993)

B. W.

Nadprzewodnictwo powyżej 130 K

Już od pewnego czasu wydawało się, że nadprzewodnictwo w temperaturze wyższej od temperatury ciekłego wodoru uda się uzyskać w strukturach zawierających rtęć. Istotnie, grupa z Politechniki Zurychskiej (ETH) doniosła w początkach maja, że wytworzyła nadprzewodzący materiał zawierający $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{1+x}$ (z trzema warstwami CuO_2 na komórkę elementarną), $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ (z dwoma warstwami CuO_2) i uporządkowaną nadstrukturę zawierającą określoną sekwencję komórek elementarnych tych faz.

Zarówno pomiary magnetyczne jak i pomiary oporu elektrycznego wykazały, że temperatura przejścia w tym materiale jest $T_c \cong 133$ K. Dla porównania: struktury zawierające tal zamiast rtęci mają $T_c = 125 - 127$ K.

Ten nowy materiał jest trudny do wytworzenia oraz silnie trujący, więc jego zastosowania praktyczne są mało prawdopodobne, natomiast uzyskanie materiału o temperaturze krytycznej wyższej niż nie dająca się od kilku lat przekroczyć $T_c = 127$ K ma ogromne znaczenie psychologiczne dla badaczy nadprzewodnictwa.

Nature 363, nr 6424 (1993)

B. W.

FELASOFI

FELASOFI – Federation Latino American de Sociedades de Fisica – utworzona przed ok. 8 laty ma za zadanie wspomagać współpracę między środowiskami fizyków latynoamerykańskich. Organizacja ta projektuje też opracowanie katalogu wyższych uczelni kształcących fizyków i instytutów, gdzie uprawiana jest fizyka w Ameryce Łacińskiej. Wydaje się, że jak dotychczas działalność tego stowarzyszenia jest jeszcze niezbyt żywa. Do FELASOFI należą: Argentyna, Brazylia, Chile, Kosta-

ryka, Ekwador, Honduras, Kuba, Meksyk, Nikaragua, Peru, Republika Dominikańska i Wenezuela.

Na jesieni 1992 r. Forum Międzynarodowej Fizyki Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego urządziło spotkanie z przedstawicielami FELASOFI. Oto parę informacji, jakie udzielili na tym zebraniu delegaci niektórych krajów Federacji:

Chile – jest ok. 60 aktywnych fizyków zaangażowanych głównie w badania teoretycznych. Współpracują przede wszystkim z Europą i większość z nich uzyskała stopnie doktorskie za granicą. Najsilniejszym ośrodkiem wydaje się Universidad Catolica, Casilla (koło Santiago).

Kolumbia – Towarzystwo Fizyczne liczy 300 członków, z których 60 ma stopnie doktorskie i prowadzi badania naukowe (reszta to prawdopodobnie nauczyciele i wykładowcy). Istnieje 6 wyższych uczelni nadających stopnie naukowe z fizyki równoważne naszemu magisterium i doktoratowi.

Kuba – jest ok. 1100 czynnych fizyków (połowa z nich to kobiety). Do Sociedad Cubana de Fisica należy 700 osób. Są 3 wyższe uczelnie nadające stopnie naukowe z fizyki i Szkoła Inżynierii Jądrowej.

Brazylia, Argentyna i Wenezuela nie przysłały przedstawicieli na zebranie. Informacje o Meksykańskim Towarzystwie Fizycznym, jako najobszerniejsze, podajemy w osobnej notatce.

Phys. in Canada 49, nr 1 (1993)

B. W.

Meksykańskie Towarzystwo Fizyczne

Meksykańskie Towarzystwo Fizyczne (Sociedad Mexicana de Fisica – SMF) zostało założone w 1950 r. dla popierania fizyki w Meksyku. Publikuje czasopismo naukowe – *Revista Mexicana de Fisica* oraz biuletyn – *Boletin de la SMF*; urządza do- roczny zjazd fizyków meksykańskich, orga-

nizuje udział Meksykan w Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej, popularyzuje fizykę i organizuje imprezy fizyczne dla studentów i uczniów; wydaje roczny katalog wyższych uczelni meksykańskich, które mogą nadawać niższe i wyższe stopnie naukowe z fizyki; opracowało program ulepszenia nauczania fizyki w szkołach średnich; co roku nadaje 2 medale wyróżniającym się fizykom meksykańskim.

W Meksyku jest ok. 3000 fizyków (ludność ok. 90 mln), do SMF należą ponad 1000 członków zwyczajnych i ok. 200 członków-studentów. Składka roczna członków zwyczajnych stanowi równowartość ok. 30 USD, studentów ok. 15 USD. Towarzystwo ma 7 sekcji przedmiotowych: fizyka atomowa i molekularna; cząstki elementarne i pola; dynamika płynów i fizyka plazmy; fizyka jądrowa; termodynamika i fizyka statystyczna; fizyka ciała stałego; aparatura i metrologia.

Największą grupę w Meksyku stanowią fizycy ciała stałego. Silna jest też optyka i astronomia, choć nie ma takich sekcji w SMF. W Meksyku działa jednak Academia Mexicana de Optica, która ma pewne powiązania z SMF i której zebrania są zapowiadane w biuletynach SMF. Wyposażenie aparaturowe nie jest w Meksyku na ogół zadowalające i główny nacisk kładzie się na teorię.

Niedawno zostało podpisane porozumienie z Amerykańskim Towarzystwem Fizycznym o wspólnym członkostwie. Prowadzone są też starania o bliższe związki z Japońskim Towarzystwem Fizycznym.

W Meksyku istnieje 20 uniwersytetów, które mają wydziały fizyki, z tego 10 to tzw. Autonomia – są one finansowane przez państwo, ale mają znaczną swobodę w zarządzaniu finansami i same wybierają swoje władze. Największym z tych autonomicznych (270 000 studentów) jest Universidad Nacional Autónoma de México, który

ma 15 oddziałów (campusów) z głównym w mieście Meksyk. Ostatnio zainstalowano tam komputer Cray Y-MP4/432, pierwszy superkomputer w Ameryce Łacińskiej. Wielu jednak studentów obiera fizykę za główny przedmiot studiów i MSF usiłuje zmienić tę sytuację.

Uniwersytety nie-Autonomia są finansowane i kierowane przez Ministerstwo Edukacji.

Phys. in Canada 49, nr 1 (1993)

B. W.

Wykłady z fizyki w IF PAN

W maju 1993 r. zakończyła się czwarta seria (trwająca od 1 marca) wykładów organizowanych przez Instytut Fizyki PAN, a przeznaczonych dla uczniów szkół średnich oraz nauczycieli. Obejmowała ona 6 wykładów: Adam Witek „Diament”, Przemysław Byszewski „Fullereny (węgiel C₆₀)”, Marian Grynberg (IFD UW) „Cywilizacja bez półprzewodników?”, Andrzej Wiśniewski „Nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe”, Łukasz Turski (CTF PAN) „Fizyka wielu samochodów”, Waldemar Gorzkowski „Podstępy fizyki”.

Oprócz wykładów, we wspomnianym okresie Instytut Fizyki PAN prowadził jeszcze dwie akcje popularyzujące fizykę. Były to: zwiedzanie pracowni naukowych Instytutu oraz lekcje pokazowe na wybrane tematy. Ze względu na ogromną frekwencję w poprzednim semestrze, tym razem nie można było zwiedzać Instytutu indywidualnie. Zarówno zwiedzanie jak i lekcje pokazowe odbywały się po uprzednim uzgodnieniu terminu (a w przypadku lekcji pokazowych – także tematu lekcji) z odpowiedzialnym za tę część działalności drem Andrzejem Nadolnym. Ogłoszenia o wykładach, zwiedzaniu i lekcjach zostały rozesłane do wszystkich szkół średnich województwa warszawskiego. Dodatkowo dzięki uprzejmości Redakcji *Wiedzy*

i Życia pełna informacja o wykładach została opublikowana w tym poczytnym miesięczniku, dzięki czemu mieliśmy okazję gościć uczniów i nauczycieli z miejscowości nieraz bardzo odległych od Warszawy. Nieoceniona była też pomoc i współpraca w propagowaniu naszych działań przez Panię: mgr Zuzannę Suwald i mgr Zenobię Mróz, dwie nauczycielki wyróżniające się zaangażowaniem w pracę z młodzieżą i współpracujące z nami od wielu lat.

Tak jak poprzednio, frekwencja na wykładach była bardzo duża. Zazwyczaj niełatwo było znaleźć miejsce na sali. Jedynie w czasie strajku nauczycieli słuchaczy było o ok. 30% mniej niż zwykle. Z reguły po każdym wykładzie grupka uczniów i nauczycieli zostawała jeszcze w sali wypytując wykładowców o różne interesujące ich sprawy, co stwarzało szczególnie sympatyczną atmosferę. Nierzadko dyskusje takie trwały dłużej niż sam wykład.

Jesienią odbędzie się następna, piąta z kolei seria wykładów. Szczegółowa informacja zostanie przesłana do szkół z odpowiednim wyprzedzeniem. Będzie również kontynuowana akcja zwiedzania i lekcji pokazowych.

Waldemar Gorzkowski

REVTeX

Autorzy przygotowujący komputerowo swoje prace do publikacji w czasopiśmie amerykańskich mogą teraz korzystać z nowej wersji pakietu REVTeX, który został opracowany przez Amerykański Instytut Fizyki (American Institute of Physics – AIP), Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne i Towarzystwo Optyczne Ameryki, a także przy współpracy innych towarzystw członków AIP.

Bardzo wielu autorów używa teraz programu TeX przygotowując swoje publikacje, każde jednak czasopismo ma nieco

odmienne wymagania. REVTeX pozwala formatować tekst, pisać równania, odnośniki do literatury itp. tak aby było to zgodne z wymaganiami AIP.

REVTeX 3.0 (26 plików) można uzyskać za darmo wysyłając pocztą elektroniczną polecenie „SENDME REVTEX” pod adresem: fileserv@shsu.edu lub fileserv@shsu.bitnet.

Phys. Today 46, nr 4 (1993)

B. W.

Ku standardowi przygotowywania elektronicznych artykułów z fizyki

W obecnej chwili wiele osób korzysta z możliwości nadsyłania do wydawnictw artykułów w formie elektronicznej. W większości przypadków do ich przygotowywania używany jest program TeX wraz z dostarczonym przez wydawcę zestawem makrodefinicji pozwalających na uzyskanie formy artykułu zgodnej ze standardem wydawnictwa. Przykładem takiego zestawu jest REVTeX, o którym mowa w poprzedniej notatce. Problem powstaje gdy chcemy ten sam artykuł przesłać do innego wydawcy lub jego fragment umieścić w innej publikacji. Najczęściej wymaga to przeredagowania dokumentu, aby dostosować go do nowych wymagań. Inne problemy powstają przy „składowaniu” artykułów w bazach danych, gdzie pożądanym jest aby wyodrębienie pewnych części artykułu, takich jak tytuł, autor czy streszczenie, mogło odbyć się automatycznie.

Wymienionych kłopotów da się uniknąć stosując się do pewnych standardów opisu struktury dokumentu. Jednym z najpowszechniej akceptowanych języków służących do tego celu jest język SGML (Standardized General Mark-Up Language). Opis struktury dokumentu w SGML nazywany jest DTD (Document Type Definition). Stworzeniem takiego opisu dla artykułów z fizyki zajęła się obecnie Grupa

Robocza do Spraw Elektronicznego Wydawnictwa Komitetu Publikacji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego.

Równolegle, tym samym problemem zajmuje się Amerykańskie Stowarzyszenie Wydawców, które zgłosiło wstępny projekt DTD do akceptacji przez ISO (International Standards Organization). Obecnie ISO opracowuje propozycje dotyczące wzorów i tabel. Pierwszy standard dotyczący DTD z fizyki jest oczekiwany w ciągu najbliższych dwóch lat. Grupa Robocza EPS planuje nadzór nad powstającym standardem DTD dla fizyki i ewentualną pomoc w jego promocji.

Na razie oczekuje się pojawienia na rynku programów zorientowanych na SGML, które pozwolą na wprowadzanie tekstów bez znajomości tego języka. Pierwsze programy zorientowane na SGML są spodziewane w przyszłym roku. Dla tych, którzy nie będą mieli takich programów, alternatywą będzie stosowanie się do standardowych formatów, które umożliwią automatyczne przetłumaczenie tekstu w razie potrzeby. Warto przy tym wspomnieć, że nowy \LaTeX 3, nad którym trwają obecnie intensywne prace, ma być przystosowany do łatwej współpracy z SGML-em.

Problemem, który pozostaje nadal nie rozwiązany jest sposób przesyłania ilustracji. Język Opisu Strony POSTSCRIPT, będący na razie *de facto* standardem opisu grafiki, daje się prosto łączyć z SGML-em. Ta para stanie się prawdopodobnie standardem przygotowywania, przesyłania i gromadzenia dokumentów w najbliższych latach.

Europhys. News 23, nr 8 (1992) *Mariusz Olko*

Karolina Grabowiecka (1900 – 1992)

Karolina z Chądzyńskich Grabowiecka urodziła się w dn. 17 listopada 1900 r. w Kijowie. Ukończyła tam w 1917 r. polskie

gimnazjum żeńskie, a następnie w 1920 r. Politechnikę Kijowską.

Po zawieszeniu przez Rzeczpospolitą działań wojennych, Grabowiecka udała się do Warszawy, gdzie podjęła pracę pedagogiczną. Za rektoratu prof. Pieńkowskiego rozpoczęła studia na Uniwersytecie Warszawskim. W r. 1933 przedstawiła pracę „Przesunięcie cząstek w ruchu Browna i jego związek z teorią dyfuzji”, która stanowiła podstawę nadania jej przez Wydział Matematyczno-Przyrodniczy stopnia magistra filozofii. Można mniemać, że w zamierzeniach Grabowieckiej leżała chęć uczestniczenia w pracach naukowych, gdyż do wybuchu wojny brała aktywny udział w sympozjach i zjazdach matematyków i fizyków. W czasie wojny pracowała w tajnym nauczaniu oraz w konspiracji. Jako żołnierz Armii Krajowej (ps. Żunia) ze Zgrupowaniem Żywiciel wzięła udział w walkach na Żoliborzu w 1944 r. Po wojnie uczyła fizyki w liceach im. B. Limanowskiego i F. Modrzewskiego w Warszawie. Śledziła cały czas, zgodnie z rzymskim powiedzeniem *felixit qui potuit rerum cognoscere causam* – szczęśliwy kto mógł poznać przyczynę zjawisk – imponujący rozwój fizyki, i przekazywała zdobytą wiedzę swoim wychowankom.



Karolina Grabowiecka

Zmarła w połowie listopada 1992 r. w Warszawie, w suwerennej Rzeczypospolitej, traktując odzyskaną wolność jako dar od młodszej generacji.

Andrzej Grabowiecki

Ludwik Natanson (1905 – 1992)

Dnia 30 listopada 1992 r. zmarł w Warszawie prof. dr Ludwik Natanson, emerytowany profesor zwyczajny Uniwersytetu Łódzkiego, zasłużony nauczyciel akademicki i uczony o uznanym autorytecie. Droga życiowa prof. Natansona była związana z nauką polską i szkolnictwem akademickim. Urodzony 16 sierpnia 1905 r. w Warszawie, tamże ukończył szkołę średnią i w 1923 r. rozpoczął studia na kierunku fizyki w Uniwersytecie Warszawskim. Po ukończeniu studiów w 1930 r. pracował aż do wybuchu wojny w przemyśle cukrowniczym. W czasie wolnym od zajęć zawodowych brał udział w badaniach naukowych w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW u prof. Stefana Pieńkowskiego. Doktorat uzyskał w 1933 r. Utrzymywał także kontakty z Pracownią Radiologiczną Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, kierowaną przez prof. Ludwika Wertensteina. Pasją życiową Natansona stała się wtedy praca badawcza. Ukształtowały się także wówczas jego zainteresowania badawcze, którym pozostał wierny do końca. Były to początkowo zagadnienia fizyki atomowej, a później fizyki jądrowej niskich energii. Z tych lat, tj. 1930-39, pozostawił Natanson 5 prac opublikowanych w czasopiśmie naukowych polskich i zagranicznych.

W kampanii wrześniowej 1939 r. wziął udział jako oficer rezerwy, dostał się do niewoli niemieckiej i pozostały okres wojny spędził w obozie jenieckim w Woldenbergu. Po wyzwoleniu w 1945 r. wraca natychmiast do kraju i rozpoczyna pracę w Uniwersytecie Warszawskim, w Katedrze Fi-

zyki Doświadczalnej, początkowo jako starszy asystent, a później adiunkt. W 1950 r. został mianowany zastępcą profesora. W 1951 r. rozpoczyna pracę jako profesor kontraktowy w Uniwersytecie Łódzkim, obejmując kierownictwo Katedry Fizyki Doświadczalnej. W Katedrze tej panowała wówczas trudna sytuacja organizacyjna, która powstała po śmierci prof. Mariana Grotowskiego, organizatora i pierwszego kierownika Katedry. Także późniejsza reorganizacja Katedry na skutek przyłączenia do niej Zakładu Fizyki Państwowej Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Łodzi była wyzwaniem dla prof. Natansona.



Ludwik Natanson

W tym trudnym okresie Natanson potrafił dzięki swemu autorytetowi osobistemu, wielkiej kulturze w obcowaniu ze współpracownikami i szlachetnej i życzliwej postawie wobec otoczenia wytworzyć w kierowanej przezeń Katedrze atmosferę wzajemnego zaufania, twórczych poszukiwań naukowych i rzetelnego wypełniania obowiązków dydaktycznych. W r. 1954 otrzymuje tytuł profesora nadzwyczajnego, zaś w r. 1967 tytuł profesora zwyczajnego. Kieruje katedrą do r. 1969. Jednocześnie, w latach 1956-58, zatrudniony jest w Instytucie

Fizyki PAN jako wicedyrektor ds. naukowych, a w latach 1958-68 w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku. Przechodzi na emeryturę w 1975 r.

Profesor Natanson położył duże zasługi w rozwoju Katedry Fizyki Doświadczalnej UŁ, zarówno pod względem osiągnięć dydaktycznych jak i naukowych. Wypromował 12 doktorów fizyki i był opiekunem ponad 100 prac magisterskich z fizyki. Opublikował w okresie powojennym 10 prac naukowych (większość wspólnie ze współpracownikami). Był także autorem artykułów popularnonaukowych w *Postępkach Fizyki* i innych czasopismach.

Działał również w licznych organizacjach naukowych, krajowych i zagranicznych. Pełnił m.in. przez wiele lat funkcję sekretarza Polskiego Komitetu Narodowego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, był redaktorem naczelnym *Postępów Fizyki* (1955-1960). W latach 1947-49 był sekretarzem Zarządu Głównego

PTF, a w okresie 1957-59 wiceprezesem PTF. W Łódzkim Towarzystwie Naukowym był od 1959 r. członkiem zwyczajnym Komisji Matematyczno-Fizycznej III Wydziału.

Profesor Natanson położył ogromne zasługi w kształtowaniu profilu naukowego ośrodka uniwersyteckiego fizyki w Łodzi, jako jeden z jego organizatorów i wieloletni kierownik Katedry Fizyki Doświadczalnej. Badania naukowe prowadzone wspólnie z młodszymi kolegami były podstawą tworzenia szkoły naukowej, uczyły etosu uczonego, stanowiły poważny przyczynek do rozwoju ośrodka, wykształcenia wielu doktorów i później doktorów habilitowanych. Wrodzony takt i dar współtworzenia zjednały mu wielkie uznanie wśród jego uczniów. Wspomnienia jego przykładu będą dla nich zawsze stanowić źródło najlepszych wzorców.

Stanisław Michalak, Leszek Wojtczak

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski).

1993

18 – 28 sierpnia 1993, Piaski

23rd Mazurian Lakes Summer School on Nuclear Physics

Inst. Problemów Jądrowych, Uniw. Warszawski, Państw. Agencja Energii Atomowej, prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel: 798627, adr.el.: sujkowski@plearn.bitnet.
P, U: 150, ang.

3 – 8 września 1993, Szczyrk

International Conference „Quantum Optics III”

Inst. Fizyki PAN, Centrum Fizyki Teor. PAN, dr Aleksander Błędowski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: (022) 436704, fax: (022) 430926, adr.el.: optics@planif61.bitnet.
P, U: 100, ang.

12 – 25 września 1993, Zakopane

1993 European School of High-Energy Physics

CERN, Miss S. M. Tracy, School of Physics, CERN/DG-A, CH-1211 Genève 23, Szwajcaria.
ang.

14 – 17 września 1993, Rydzyna

Non-Conventional Optical Imaging Elements

Inst. Fizyki Politechniki Wrocławskiej, doc. Jerzy Nowak, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tlx: 712559 pwr pl lub 712254 pwr pl, fax: (071) 223664, adr.el.: adam@plwrtu11.bitnet.
P, ang.

20 – 23 września 1993, Kraków

XXXII Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Krakowski PTF, prof. J. Niewodniczański, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel: (012) 336377, tlx: 0322203 agh pl, fax: (012) 340010, adr.el.: zjazd@mifitj.ifj.edu.pl.

20 – 25 września 1993, Łódź

Euromech. Colloquium No 308, Chaos and Noise in Dynamic Systems

Politechn. Łódzka, prof. T. Kapitaniak, PŁ, Stefanowskiego 1, 90-924 Łódź.

21 – 23 września 1993, Warszawa

12th Symp. on Industrial Crystallization – Event of European Federation of Chemical Engin. (EFChE)

SITP – Chem. – NOT, Z. Rajkowski, Czackiego 3/5, skr. poczt. 903, 00-903 Warszawa.

1994

1994, Wrocław

11th Int. Conf. Solid Compounds of Transition Elements

Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN, prof. W. Suski, INTiBS PAN, pl. Katedralny 1, 50-950 Wrocław.

maj 1994, Warszawa

4th Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport

Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej, prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel: 499831, tlx: 813307 pw.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry '94

SPIE – Polish Chapter, prof. M. Pluta, Inst. Optyki Stosowanej, Markowska 18, 03-742 Warszawa, tel: 184405, fax: 133265.

ang.

18 – 26 maja 1994, Ustroń-Jaszowiec

Int. School and Symposium on Synchrotron Radiation in Natural Science – ISSRNS '94

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: 437001, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl

P, U: 120, ang.

22 - 26 sierpnia 1994, Poznań

Int. Conf. on Magnetism, ICM '94

Inst. Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Morkowski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań.

24 – 31 sierpnia 1994, Poznań

Symmetry and Structural Props. of Condensed Matter, Int. Summer School on Theor. Phys. (SSPCM '94)

W. Florek, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, adr.el.: sspcm@plpuam11.bitnet

Z:1.6.94, A:15.4.94, P, ang.

19 – 23 września 1994, Kraków

2nd European Fluid Mechanics Conf.

IPPT PAN, prof. H. Zorski, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa.

Informacje dla autorów

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

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowny i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
 - Osoby korzystające z \TeX -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. Autorzy, którzy nie mogą dostarczyć tekstu artykułu pocztą elektroniczną lub na dyskietce, są proszeni o przesłanie **dwóch** egzemplarzy maszynopisu (także rysunków, tablic itd.). W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) 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.
- 5) Rysunki należy wykonać **starannie** na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym 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.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę są przyjmowane na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej w 1993 r. wynosi 45 000 zł za pół roku. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
 - prenumerata krajowa – jednostki kolportażowe „Ruch” właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora,
 - prenumerata zagraniczna – Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11.
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
 - prenumerata krajowa – przez jednostki kolportażowe „Ruch” w sposób uzgodniony z zamawiającym,
 - prenumerata zagraniczna – pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumeratorek.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty krajowej i zagranicznej: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

| | |
|--|-----|
| K.I. Wysokiński – Fullereny | 339 |
| H. Haken – Układy otwarte — niezwykle świat stanów nierównowagi | 365 |
| RÓŻNE | |
| K. Banaszek – Prosta metoda rozwiązywania jednowymiarowego równania Schrödingera | 381 |
| WSPOMNIENIA – ROCZNICE | |
| J.A. Zakrzewski – Hiperjądra: czterdzieści lat później | 399 |
| ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI | 411 |
| RECENZJE | 415 |
| LISTY DO REDAKCJI | 421 |
| KRONIKA | 423 |

CONTENTS

| | |
|--|-----|
| K.I. Wysokiński – Fullerenes | 339 |
| H. Haken – Open systems—the remarkable world of non-equilibrium | 365 |
| MISCELLANEA | |
| K. Banaszek – A simple method for solving one-dimensional Schrödinger equation | 381 |
| RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES | |
| J.A. Zakrzewski – Hypernuclei: forty years later | 399 |
| MEETINGS AND CONFERENCES | 411 |
| REVIEWS | 415 |
| LETTERS TO THE EDITOR | 421 |
| CHRONICLE | 423 |