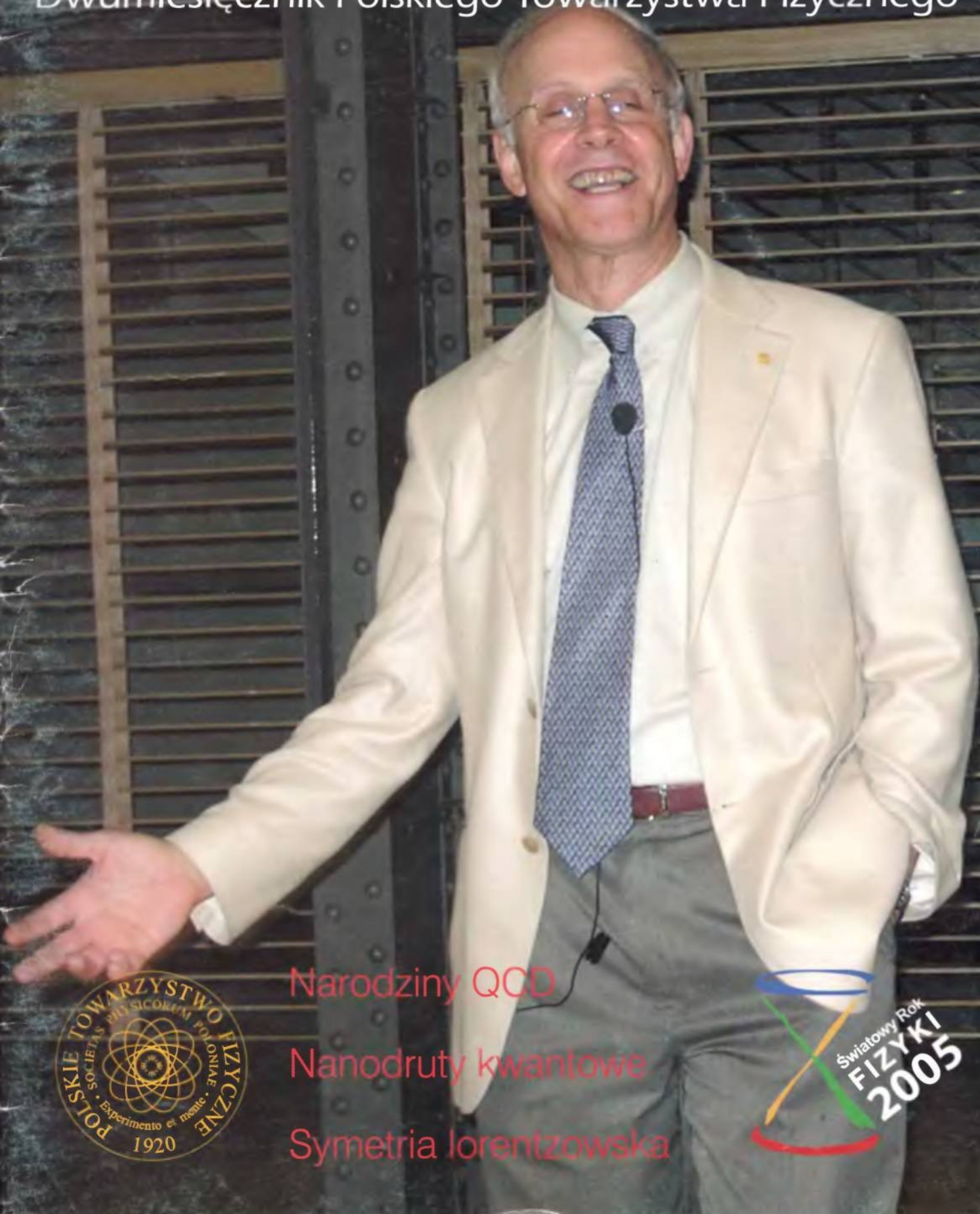


POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Narodziny QCD

Nanodruty kwantowe

Symetria lorentzowska



NOWE WŁADZE PTF

W wyniku wyborów przeprowadzonych w maju i czerwcu br. drogą elektroniczną i listowną wybrano organy Polskiego Towarzystwa Fizycznego na kadencję 2006–09 w składzie:

- prezes PTF – **Reinhard Kulesa**;



REINHARD KULESSA, profesor zwyczajny w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, zajmuje się fizyką ciężkich jonów, a w szczególności reakcjami wywołanymi przez egzotyczne ciężkie jony promieniotwórcze, prowadzącymi do wzbudzeń gigantycznych rezonansów dipolowych oraz niskoenergetycznych wzbudzeń dipolowych, rozpadów jąder z halo neutronowym i protonowym, wzbudzeń jąder ze skórką neutronową, jak również reakcji o znaczeniu astrofizycznym. Do jego zainteresowań należy też badanie własności mezonów oraz zależność funkcji spektralnych tych mezonów od gęstości materii jądrowej. Od roku 1994 jest kierownikiem Zakładu Fizyki Jądrowej IF UJ. Aktywnie współpracuje z laboratorium fizyki ciężkich jonów GSI w Darmstadt, gdzie przebywał na licznych stażach. Kilkakrotnie był profesorem gościem Uniwersytetu Paris-Sud XI w Orsay. Jest członkiem Komitetu Fizyki PAN, Rady Naukowej Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów UW, a także Państwowej Komisji Akredytacyjnej. Aktywnie działa w Polskim Towarzystwie Fizycznym, w ostatnich czterech latach pełnił funkcję wiceprezesa Zarządu Głównego.

- sekretarz generalny PTF – **Krystyna Ławniczak-Jabłońska**;



KRYSTYNA ŁAWNICZAK-JABŁOŃSKA, docent w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, zajmuje się fizyką promieniowania rentgenowskiego, w szczególności spektroskopią emisyjną, absorpcyjną oraz fotoelektronową w zastosowaniu do wyznaczania struktury elektronowej i uporządkowania atomowego struktur niskowymiarowych, kompozytów, ceramik, materiałów magnetycznych oraz biologicznych. Od roku 2000 jest kierownikiem Środowiskowego Laboratorium Badań Rentgenowskich i Elektronomikroskopowych (www.ifpan.edu.pl/sdvs/pl/sl1.html) w IF PAN. Aktywnie działa w Polskim Towarzystwie Promieniowania Synchrotronowego (www.ifpan.edu.pl/PTPS/index.html), w roku 2005 została jego prezesem.

- skarbnik PTF – **Roman Puźniak**;



ROMAN PUŹNIAK jest docentem w Instytucie Fizyki PAN, gdzie pracuje od roku 1980, zajmując się badaniami w dziedzinie nadprzewodnictwa i magnetyzmu. Jest współautorem ponad 100 prac opublikowanych w renomowanych czasopismach fizycznych. Do jego najbardziej wartościowych osiągnięć badawczych zaliczają się prace dotyczące anizotropii drugiego pola krytycznego nadprzewodników dwuprzerwowych, stanu nadprzewodzącego homologicznych serii nadprzewodników wysokotemperaturowych i prądu krytycznego zdefektowanych nadprzewodników. Przebywał na stażu naukowym w Royal Institute of Technology w Sztokholmie w latach 1987–90, a w latach 1993–95 był stypendystą w International Superconductivity Technology Center w Tokio. W latach 1998–2002 pełnił funkcję zastępcy dyrektora IF PAN.

- członkowie Zarządu Głównego PTF – **Bolesław Augustyniak, Jacek Mściwoj Baranowski, Przemysław Dereń, Maria Dobkowska, Stanisław Dubiel, Henryk Figiel, Jacek Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Bernard Jancewicz, Ewa Kurek, Mirosław Trociuk i Jerzy Warczewski**;
- członkowie Głównej Komisji Rewizyjnej PTF – **Mirosław Drozdowski, Andrzej Gózdź, Marek Kowalski, Jacek Mazur i Andrzej Zięba**;
- członkowie Sądu Koleżeńskiego PTF – **Longin Gładyszewski, Bogumił Linde, Andrzej Oleś, Danuta Samatowicz, Ireneusz Strzałkowski, Andrzej Więckowski i Wiktor Zipper**.

Na pierwszym posiedzeniu nowego Zarządu w dniu 15 września 2005 r. wybrano członków wykonawczych ZG PTF. Zostali nimi: Jacek M. Baranowski, Przemysław Dereń, Mirosław Trociuk i Jerzy Warczewski.

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budzyński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więkowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Marcin Ostrowski (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Lidia Skibińska (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Słupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winiacjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Maciej Kolwas (prezes), Katarzyna Chałasińska-Macukow i Reinhard Kulesa (wiceprezesi), Helena Białkowska (sekretarz generalny), Marek Kowalski (skarbnik), Bernard Jancewicz, Franciszek Krok, Maria Mucha, Andrzej Ptok, Barbara Sagnowska i Mirosław Trociuk (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: (22) 6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Danuta Plusa (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Słupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbaczek (Warszawa), Adam Kiejna (Wrocław), Paweł B. Szczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Adam Smólski – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zendak i Wspólnicy sp.j., tel.: (22) 8735520, e-mail: etnova@etnova.pl

Druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

PTF	II s. okładki, 194, 229
D.J. Gross – Odkrycie asymptotycznej swobody i narodziny QCD	195
S. Godlewski, A. Tekiel – Badanie kwantowania przewodności elektrycznej w nanodrutach	210
M. Pospelov, M. Romalis – Niezmienniczość lorentzowska wystawiona na próbę	217
WSPOMNIENIA: Stefan Ćwiok (1933–2003)	226
RECENZJE	230
NOWI PROFESOROWIE	232
LISTY DO REDAKCJI	235
KRONIKA	236

Drodzy Czytelnicy,

Witamy jesienią. Już po wyborach (władz PTF) i warszawskim Zjeździe Fizyków, nawet Światowy Rok Fizyki zbliża się ku końcowi. W następnym zeszycie i my wreszcie odniesiemy się do Cudownego Roku Einsteina, zamieszczając m.in. teksty wykładów wygłoszonych 12 maja 2005 r. na sympozjum „Albert Einstein – rok 1905” zorganizowanym przez Instytut Fizyki Teoretycznej UW.

W przyszłym roku mamy nadzieję móc Państwu przedstawić możliwie wiele atrakcyjnych wykładów z XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich, o których pozyskanie właśnie się staramy. Chcemy – jak dwa lata wcześniej – poświęcić Zjazdowi przynajmniej dwa zeszyty.

W tym zeszycie główną pozycją jest wykład noblowski Davida Grossa. Bardzo zachęcamy do jego lektury, choć nie będzie to lektura łatwa. Tłumacz i nasz konsultant włożyli wraz z redakcją bardzo wiele pracy w przygotowanie przekładu, bo wszyscy zdawaliśmy sobie sprawę, że jest to tekst szczególnie głęboki, opisujący prawdziwe POSTĘPY FIZYKI. Noblista gościł w tym roku w Warszawie, co umożliwiło nam umieszczenie na okładce (dzięki uprzejmości prof. A.K. Wróblewskiego) jego aktualnego zdjęcia.

Życzę pouczającej i inspirującej lektury całego zeszytu,

Mirek Łukaszewski



Na okładce:

David Gross w auli „starego BUW-u”, czyli Biblioteki Uniwersytetu Warszawskiego, podczas wykładu popularnonaukowego „The Coming Revolutions in Particle Physics” (31 sierpnia 2005 r., fot. Andrzej Kajetan Wróblewski). Noblista był gościem konferencji „The Photon: Its First Hundred Years and the Future”, której głównym organizatorem był Wydział Fizyki UW, a Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczyła prof. Maria Krawczyk.



Nagrody PTF

Medal im. Mariana Smoluchowskiego za rok 2005 otrzymał **prof. Jan Żylicz** (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) za wybitny wkład w fizykę jądrową;

Nagrodę im. Wojciecha Rubinowicza otrzymał **prof. Ryszard Tanaś** (Instytut Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu) za osiągnięcia w badaniach stanów splątanych dwóch atomów;

Nagrodę specjalną z okazji Światowego Roku Fizyki otrzymał **dr Konrad Banaszek** (Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu);

Wyróżnienia honorowe za wkład w organizację obchodów Światowego Roku Fizyki otrzymali: **prof. Leszek Jaroszewicz**, **dr Anna Kaczorowska**, **prof. Marta Kińska-Habior**, **dr Bogumiła Mystek-Laurikainen**;

Nagrodę PTF I stopnia im. Arkadiusza Piekary za rok 2005 za wyróżniającą się pracę magisterską otrzymał **mgr Mikołaj Chojnacki** za pracę „Formowanie się przepływu Hubble’a w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów” wykonaną pod kierunkiem prof. Wojciecha Florowskiego w Instytucie Fizyki Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii Świętokrzyskiej w Kielcach;

Nagrodę PTF II stopnia za rok 2005 za wyróżniającą się pracę magisterską otrzymała **mgr Kornelia Lewandowska** za pracę „Badanie widm podczerwieni warstw Langmuira–Blodgett wybranych ftalocjanin i porfiryn” wykonaną pod kierunkiem prof. Romana Świetlika w Zakładzie Kryształów Molekularnych Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu;

Nagrodę PTF III stopnia za rok 2005 za wyróżniającą się pracę magisterską otrzymała **mgr Agnieszka Anna Kluza** za pracę „Anihilacja pozytonów w metalach defektowanych poprzez jednoosiowe rozciąganie” wykonaną pod kierunkiem prof. Mariana Szuszkiewicza w Instytucie Fizyki Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Opolskiego;

Medal i Nagrodę im. Krzysztofa Ernsta za popularyzację fizyki otrzymał **dr hab. Maciej Geller** (Zakład Biofizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) za zainicjowanie i organizację Festiwalu Nauki w Warszawie;

Medal i Nagrodę PTF im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli za rok 2005 otrzymał **dr Adam Smólski**, nauczyciel i redaktor naczelny *Fizyki w Szkole*, za zasługi w walce o utrzymanie dobrego poziomu nauczania fizyki w reformowanej szkole oraz za zorganizowanie i szerokie rozpropagowanie konkursu fizycznego „Lwiątko”;

Nagrodę PTF II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli za rok 2005 otrzymała **mgr Hanna Szyburska**, nauczycielka I Liceum Ogólnokształcącego im. Mikołaja Kopernika w Łodzi, za niezwykle zaangażowanie w pracy

z młodzieżą i znakomite wyniki w Olimpiadach Fizycznych;

Nagrodę PTF III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli za rok 2005 otrzymały ex aequo: **mgr Urszula Mięsoł**, nauczycielka Gimnazjum im. O.M. Tomaszka w Pieńsku, za rozbudzanie zainteresowań uczniów, za ukazywanie piękna przyrody przez fizykę, i **mgr Anna Legwant**, nauczycielka I Liceum Ogólnokształcącego im. Stefana Czarnieckiego w Chełmie, za osiągnięcia w pracy z młodzieżą zainteresowaną fizyką;

Wyróżnienia dla nauczycieli za rok 2005 otrzymali: **mgr inż. Grzegorz Depczyński**, nauczyciel I Liceum Ogólnokształcącego w Krośnie, za doskonałe przygotowanie uczniów do udziału w Olimpiadzie Fizycznej i Astronomicznej oraz za organizowanie licznych konkursów, i **mgr Maria Grygiel** z Publicznego Gimnazjum nr 1 w Dąbrowie Tarnowskiej za zorganizowanie ciekawego programu z okazji Światowego Roku Fizyki.

Uroczyste wręczenie nagród odbyło się 12 września 2005 r. podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie.



Oddział Łódzki

16 maja 2005 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Łódzkiego PTF. Przewodniczący ustępującego Zarządu, Bogusław Broda, przedstawił sprawozdanie z działalności Oddziału w latach 2003–05.

Obecnie Oddział liczy 99 członków, o siedmiu mniej niż pod koniec poprzedniej kadencji. W ostatnim okresie zmarło 2 członków: dr Maria Zielińska i mgr Zdzisław Osetek (wieloletni sekretarz Oddziału).

Zgodnie z wymogami statutu, w okresie sprawozdawczym odbyło się 10 zebrań Zarządu Oddziału. 29 marca 2004 r. odbyło się Nadzwyczajne Walne Zebranie Członków Oddziału Łódzkiego poświęcone wyborowi nowego skarbnika.

W czasie swojej kadencji Zarząd Oddziału kontynuował akcję wykładów popularnych z fizyki. W roku akademickim 2003/04 odbyło się w Instytucie Fizyki UŁ w sumie 5 wykładów z pokazami dla uczniów i nauczycieli. Imprezy te cieszyły się tradycyjnie ogromnym zainteresowaniem – na niektórych liczba uczestników przekraczała 300 osób. Ponadto, także w IF UŁ, wygłoszono 10 referatów plenarnych. Na stronach internetowych Oddziału dostępne są pliki zawierające te referaty.

W ramach działalności popularyzatorskiej zaprezentowano również w Łódzkim Domu Kultury 12 referatów dla młodzieży i dorosłych z naszego regionu. Te popularne referaty cieszą się niezmiennym zainteresowaniem i na stałe weszły do kalendarza imprez ŁDK.

Tradycyjnie Oddział ufundował nagrody książkowe dla najlepszych zawodników Olimpiady Fizycznej naszego (dokończenie na stronie 225)

Odkrycie asymptotycznej swobody i narodziny QCD*

David J. Gross

Kavli Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, USA

The discovery of asymptotic freedom and the emergence of QCD

Nobel Lecture, 8 December 2004, Stockholm

Wstęp

Postęp w nauce odbywa się w sposób dużo mniej klarowny, niż przedstawia się to w większości książek dotyczących jej historii. Stwierdzenie to jest szczególnie prawdziwe w przypadku fizyki teoretycznej, częściowo dlatego, że historia pisana jest przez zwycięzców. W konsekwencji historycy nauki często pomijają różne ścieżki, którymi podążało rozumowanie badaczy, nieudane pomysły, którymi się oni zajmowali, i błędne idee, które przychodziły im do głowy. Te odmienne koncepcje, nie opracowane tak dokładnie jak teorie końcowe, są trudniejsze do zrozumienia i łatwiej o nich zapomnieć, szczególnie jeżeli patrzy się na nie z perspektywy lat, gdy istnieje już spójny obraz. Dlatego czytając o historii badań, rzadko można poznać prawdziwą naturę rozwoju nauki, w której element farsy występuje równie często jak element triumfu.

Pojawienie się chromodynamiki kwantowej (QCD) jest wspaniałym przykładem ewolucji od farsy do triumfu. W bardzo krótkim czasie dokonało się przejście od doświadczalnego odkrycia i teoretycznego chaosu do teoretycznego triumfu i doświadczalnego potwierdzenia. W tym wykładzie noblowskim opiszę ciąg wydarzeń, które doprowadziły do odkrycia asymptotycznej swobody, a w konsekwencji do sformułowania QCD, ostatniej części składowej wyjątkowo udanej teorii cząstek elementarnych – Modelu Standardowego. Następnie pokrótce opowiem o doświadczalnych testach tej teorii oraz o konsekwencjach asymptotycznej swobody.

Fizyka cząstek elementarnych w latach 60.

Wczesne lata sześćdziesiąte XX w., gdy rozpocząłem studia doktoranckie na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley, były okresem dominacji doświad-

czenia nad pogrążoną w stagnacji teorią. Budowa i wykorzystywanie wielkich akceleratorów szły pełną parą. Doświadczalne odkrycia i niespodzianki pojawiały się wtedy co kilka miesięcy, ale nie można powiedzieć, że istniała jakakolwiek teoria. Główny nacisk kładziono na fenomenologię, a tylko tu i ówdzie pojawiały się małe wysepki postępów teorii. Teoria pola była w niełasce, teoria macierzy S – w pełnym rozkwicie. Wszyscy dostali bzika na punkcie symetrii. Spośród czterech znanych oddziaływań w przyrodzie rozumiano dobrze tylko grawitację i elektromagnetyzm. Natura dwóch pozostałych – oddziaływań słabych odpowiedzialnych za rozpady promieniotwórcze oraz silnych oddziaływań jądrowych, opisujących budowę jąder atomowych – pozostawała w dużym stopniu tajemnicza. Fizyka cząstek każdym z tych tajemniczych oddziaływań ujawniających się wewnątrz jąder – słabym i silnym – zajmowała się oddzielnie. Dla oddziaływań słabych istniała dosyć udana teoria fenomenologiczna, ale brak było nowych danych doświadczalnych. To oddziaływania silne skupiały większość wysiłków doświadczalnych oraz teoretycznych, zwłaszcza w Berkeley. Uważano je za szczególnie trudne do zrozumienia. Z perspektywy czasu nie wydaje się to dziwne, ponieważ przyroda dobrze ukrywała swe tajemnice. Podstawowe składniki hadronów (cząstek silnie oddziałujących) nie były obserwowane. Dzisiaj wiemy, że są to kwarki, ale nikomu nie udało się zaobserwować swobodnego kwarka, bez względu na to, jak silne były zderzenia protonów z protonami. W dodatku ładunki „kolorowe”, które – jak dziś wiemy – są źródłem pól chromodynamicznych (odpowiednikami ładunków elektrycznych), również pozostawały niewidoczne. Przeważało odczucie, że zrozumienie oddziaływań jądrowych będzie wymagało długich badań i rewolucyjnych pomysłów. Freeman Dyson stwierdził nawet, że „poprawnej teorii nie znajdziemy przez następne sto lat”. Dla młodego studenta, jakim wówczas byłem, sta-

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2004 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 2004 by the Nobel Foundation]

nowiło to rzeczywiście największe możliwe wyzwanie naukowe.

Kwantowa teoria pola

Kwantowa teoria pola została pierwotnie rozwinięta jako podejście do oddziaływań elektromagnetycznych, zaraz po stworzeniu mechaniki kwantowej oraz odkryciu równania Diraca, i wydawała się naturalnym narzędziem opisu dynamiki cząstek elementarnych. Początkowo zastosowanie kwantowej teorii pola do opisu sił jądrowych przyniosło spory sukces. Fermi sformułował potężną i dokładną fenomenologiczną teorię rozpadu β , która – choć zawodziła przy wielkich energiach – miała stanowić podstawę badań oddziaływań słabych przez trzy dziesięciolecia. Yukawa zaproponował teorię pola do opisu sił jądrowych i przewidział istnienie ciężkich mezonów, które niebawem odkryto. Z drugiej strony kwantowa teoria pola napotykała od początku poważne trudności. Należały do nich nieskończoności, które pojawiały się wówczas, gdy próbowano wyjść poza najniższy rząd rachunku zaburzeń, oraz brak jakichkolwiek metod nieperturbacyjnych. W latach pięćdziesiątych podejrzliwość wobec teorii pola pogłębiła się tak dalece, że pojawiło się nawet mocne przekonanie, że teoria pola jest fundamentalnie błędna, a już zwłaszcza nie nadaje się do opisu oddziaływań silnych.

Procedura renormalizacji, stworzona przez Richarda Feynmana, Juliana Schwingera, Sin-Itiro Tomonagę i Dysona, która usuwała pojawiające się w rachunkach nieskończoności dzięki wyrażaniu fizycznych obserwabli przez fizyczne parametry, okazała się wyjątkowo skuteczna w elektrodynamice kwantowej (QED). Niestety, nie udało się osiągnąć pełnego zrozumienia fizycznego sensu renormalizacji. Większość ludzi uważała ją za jedynie matematyczną sztuczkę. Przekonanie to było szczególnie silne wśród twórców kwantowej teorii pola. Byli oni gotowi wyrzec się wiary w kwantową teorię pola już po pojawieniu się pierwszych rozbieżności i oczekiwali w napięciu na nową, rewolucyjną ideę. Przekonanie to podzielali również młodszy spośród czołowych specjalistów w tej dziedzinie, którzy już w końcu lat czterdziestych stworzyli podstawy perturbacyjnego podejścia do kwantowej teorii pola i renormalizacji. Powszechnie uważano, że chociaż renormalizacja chowa nieskończoności pod dywan, to jednak są one nadal obecne, co pozbawia sensu koncepcję lokalnych pól. Można tu zacytować Feynmana, który podczas konferencji solvayowskiej w 1961 r. powiedział: „Osobiście nadal podzielam to przekonanie i nie podpisuję się pod filozofią renormalizacji” [1].

Teoria pola była w owych czasach teorią prawie całkowicie perturbacyjną – wszystkie metody nieperturbacyjne, których próbowano użyć w latach pięćdziesiątych, zawiodły. Całki po trajektoriach, w końcu lat czterdziestych wprowadzone przez Feynmana, które później okazały się bardzo przydatne w nieperturbacyjnym sformułowaniu kwantowej teorii pola oraz

jako narzędzie używane w półklasycznych rozwinięciach i przybliżeniach numerycznych, były prawie całkowicie zapomniane. W pewnym sensie reguły Feynmana okazały się zbyt skuteczne. Były one niezwykle użyteczne oraz wprowadzały obrazowy i intuicyjny sposób przeprowadzania rachunków perturbacyjnych. Niestety, przez te pociągające cechy wiele osób nabrało przekonania, że zadaniem teorii pola jest tylko dostarczenie tych reguł. Odwróciły one uwagę od nieperturbacyjnych zagadnień dynamicznych stojących przed teorią pola. Na pierwszym wykładzie kwantowej teorii pola w Berkeley w roku 1965 nauczono mnie, że teoria pola to reguły Feynmana. Dzisiaj wiemy, że wielu zagadnień w QCD, zwłaszcza uwięzienia, nie można zrozumieć na drodze perturbacyjnej.

W Stanach Zjednoczonych głównym powodem porzucenia podejścia polowego do oddziaływań silnych było po prostu to, że nie pozwalało ono na prowadzenie obliczeń. Amerykańscy fizycy są nieuleczalnymi pragmatykami. Kwantowa teoria pola nie okazała się narzędziem użytecznym i nie ułatwiała radzenia sobie z eksplozją odkryć doświadczalnych. Pierwsze próby zbudowania teorii pola silnych oddziaływań w latach pięćdziesiątych zakończyły się zupełnym fiaskiem. Z perspektywy czasu nie ma w tym nic dziwnego, gdyż przed teorią pola oddziaływań silnych stały dwa olbrzymie problemy. Pierwszym było zagadnienie, jakich należy używać pól. Idąc śladami Yukawy, w pierwszych podejściach próbowano używać pól opisujących mezony π oraz nukleony. Liczba odkrytych cząstek jednak gwałtownie rosła i stało się oczywiste, że ani piony, ani nukleony nie wyróżniają się niczym szczególnym. Wszystkie hadrony, zarówno dziwne bariony oraz mezony, jak i ich odpowiedniki o wyższym spinie, wydawały się cząstkami jednakowo podstawowymi. Oczywiście wniosek, że wszystkie hadrony są zbudowane z bardziej podstawowych składników, był podważany przez fakt, że bez względu na to, jak silnie hadrony te zderzały się ze sobą, nie udawało się z nich uwolnić tych hipotetycznych składników. Nie było tu zatem analogii do atomów, składających się z elektronów i nukleonów, czy jąder atomowych, zbudowanych z nukleonów. Idea trwale związanych, uwięzionych składników była w owych czasach nie do pomyślenia. Po drugie, ponieważ wartość stałej sprzężenia pionu z nukleonem jest bardzo duża, rozwinięcie perturbacyjne było bezużyteczne, a wszystkie próby analiz nieperturbacyjnych – nieudane.

W przypadku oddziaływań słabych sytuacja była nieco lepsza. Mieliśmy tutaj odpowiednią teorię efektywną opartą na czterofermionowym oddziaływaniu Fermiego, której – stosując najniższy rząd rachunku zaburzeń – można było używać w celu usystematyzowania i zrozumienia obrazu oddziaływań słabych wyłaniającego się z doświadczeń. Fakt, że teoria ta nie była renormalizowalna oznaczał, że wychodząc w niej poza przybliżenie Borna, traciło się wszelką zdolność czynienia sensownych przewidywań. Ta wada teorii pola

pogłębiała nieufność w stosunku do kwantowej teorii pola jako takiej. Teorii Yanga–Millsa, która pojawiła się w połowie lat pięćdziesiątych, nie traktowano poważnie. Próby jej użycia do oddziaływań silnych koncentrowały się na podnoszeniu globalnych symetrii zachowawczych do rangi lokalnych symetrii cechowania. Podejście to nastroczało trudności, ponieważ symetrie te nie były ściśle. W dodatku wydawało się, że teorie z nieabelową grupą cechowania wymagają istnienia bezmasowych mezonów wektorowych, których w świecie oddziaływań silnych nie znaleziono.

W Związku Radzieckim teorię pola atakowano jeszcze silniej, choć z innych powodów. Landau i jego współpracownicy w późnych latach pięćdziesiątych zajmowali się granicą wysokoenergetyczną elektrodynamiki kwantowej. Badali oni związek między fizycznym ładunkiem elektrycznym a ładunkiem gołym, widzianym z nieskończonej małej odległości. Fakt, że w QED wartość ładunku zależy od odległości, z jakiej go mierzymy, spowodowany jest „polaryzacją próżni”. Próżnię, stan podstawowy relatywistycznego układu kwantowego, powinno się uważać za ośrodek składający się z wirtualnych cząstek. W QED próżnia zawiera wirtualne pary elektron–pozyton. Jeżeli w tym ośrodku dielektrycznym umieścimy ładunek, to odkształca on, czyli polaryzuje wirtualne dipole, co prowadzi do jego ekranowania. W wyniku tego zjawiska wielkość ładunku obserwowanego z pewnej odległości ulega zmniejszeniu – tym bardziej, im dalej się odeń odsuwamy. Możemy wprowadzić pojęcie ładunku efektywnego $e(r)$, który określa wartość siły wytwarzanej przez ładunek w odległości r . W miarę jak r rośnie, zwiększa się ilość ekranującego ośrodka, więc $e(r)$ zmniejsza się ze wzrostem odległości r , a rośnie, gdy r maleje. Funkcja β , będąca pochodną logarytmiczną – wziętą ze znakiem minus – ładunku po odległości, jest więc dodatnia. Landau i jego koledzy na podstawie swoich przybliżeń doszli do wniosku, że efekt ten jest tak silny, iż ładunek fizyczny mierzony w dowolnej skończonej odległości (od ładunku gołego) powinien być równy zeru, niezależnie od wartości gołego ładunku. Pisali: „Dochodzimy do wniosku, że w ramach formalnej elektrodynamiki oddziaływanie punktowe jest równoważne – niezależnie od swej siły – zupełnemu brakowi oddziaływania” [2].

Jest to słynny problem zerowania się ładunku, zdumiewający wynik, który doprowadził Landaua do wniosku, że „słabo sprzężona elektrodynamika jest teorią, która jest w sposób zasadniczy logicznie niekompletna” [3]. Problem ten pojawia się w każdej teorii niemającej własności asymptotycznej swobody. Nawet dzisiaj wielu z nas wierzy, że liczne teorie, które nie są asymptotycznie swobodne, np. QED, są niespójne w obszarze wielkich energii. W przypadku

QED problem ten jest czysto akademicki, ponieważ kłopoty pojawiają się dopiero przy nieosiągalnie wielkich energiach. Landau sądził jednak, że problem ten ma charakter bardziej ogólny i powinien występować we wszystkich teoriach pola. Dlaczego? Po pierwsze, każda teoria, którą badał ze swymi współpracownikami, miała tę własność. Chyba jednak jeszcze ważniejsze było to, że ekranowanie dielektryczne jest naturalnym fizycznym wyjaśnieniem renormalizacji ładunku, a badacze nie znali żadnej prostej fizycznej przyczyny odwrotnego efektu. Założyli więc, że problem zerowania się ładunku wystąpi w każdej teorii pola opisującej silne oddziaływanie, lecz w tym przypadku prowadził on do natychmiastowej katastrofy. W Związku Radzieckim uważano to za przekonujący argument za błędnością teorii pola, a już na pewno przeciwko jej stosowalności do opisu oddziaływań silnych. Landau obwieścił zatem: „Jesteśmy zmuszeni uznać, że hamiltonowskie podejście do oddziaływań silnych jest martwe i powinno zostać pogrzebane, choć oczywiście z należnymi honorami” [4].

Pod wpływem Landaua i Pomeranczuka całemu pokoleniu fizyków zabroniono zajmować się teorią pola. Dlaczego odkrycie problemu zerowania się ładunku nie zainspirowało poszukiwań teorii asymptotycznie swobodnych, które byłyby wolne od tego problemu? Wydaje mi się, że były po temu dwa powody. Po pierwsze, badano wiele innych teorii i każda z nich zachowywała się jak QED. Po drugie, Landau doszedł do wniosku, że problem ten dotyczy każdej kwantowej teorii pola, czyli że asymptotycznie swobodna teoria nie może istnieć. Pewne obliczenia renormalizacji ładunku naładowanych mezonów wektorowych zostały przeprowadzone w roku 1964 przez Wołodimira S. Wanaszyna i Michaiła W. Tierientiewa [5]. Dały one błędną jej wartość, ale poprawny znak. Autorzy uznali jednak ten wynik za absurdalny i otrzymanie złego – ich zdaniem – znaku przypisali nierenormalizowalności teorii naładowanych mezonów wektorowych.

Bootstrap

Jeżeli teoria pola nie mogła dostarczyć teoretycznej podstawy opisu oddziaływań silnych, to co mogło? We wczesnych latach sześćdziesiątych pojawiło się radykalnie inne podejście – teoria macierzy S oraz teoria bootstrapu¹. Teoria bootstrapu oparta była na dwóch zasadach, obu bardziej filozoficznych niż naukowych. Po pierwsze, lokalne pola nie są bezpośrednio mierzalne, a zatem są niefizyczne i pozbawione sensu. Należy więc sformułować teorię posługującą się raczej obserwabkami – elementami macierzy S , mierzonymi w eksperymentach rozproszeniowych. Odrzucono dynamikę mikroskopową. Teorię pola miała zastąpić teoria macierzy S , oparta na takich ogólnych zasadach,

¹ Bootstrap – ang. sznurowadło, termin używany w fizyce do określenia teorii, które np. istnienie jednych obiektów tłumaczą przez drugie, a drugich przez pierwsze, przez analogię do człowieka, który unosi się w górę, ciągnąc za własne sznurowadła – tłum.

jak unitarność i analityczność, ale bez żadnego podstawowego hamiltonianu mikroskopowego. Główną koncepcją dynamiczną stojącą za takim podejściem było przekonanie, że istnieje tylko jedna macierz S zgodna z tymi zasadami i że macierz tę można wyznaczyć bez odwołania się do jakichś bardziej podstawowych składników materii i równań ruchu [6]. Z dzisiejszej perspektywy wyraźnie widać, że bootstrap narodził się z frustracji niemożnością obliczenia czegokolwiek w teorii pola. Wszystkie modele oraz przybliżenia prowadziły do konfliktu z jakąś uświęconą zasadą. Skoro zbudowanie macierzy S zgodnej z uświęconymi zasadami jest tak trudne, to może te zasady objawiają się tylko w jakiś jedyny, szczególny sposób. Druga zasada bootstrapu głosiła, że nie istnieją żadne naprawde elementarne cząstki. Sposobem na poradzenie sobie z rosnącą liczbą cząstek aspirujących do miana elementarnych było proklamowanie, że wszystkie one są w równym stopniu podstawowe, że wszystkie są dynamicznie związanymi stanami wszystkich pozostałych. Podejście to, nazwane Demokracją Jądrową, było odpowiedzią na mnożenie się liczby cząstek, które mogłyby stanowić podstawowe składniki materii.

Teoria macierzy S odniosła pewne godne uwagi sukcesy, jak sformułowanie związków dyspersyjnych oraz przyczynienie się do rozwoju teorii biegunów Reggego. Jednak teoria oparta na zasadzie, że nie ma żadnej teorii, przynajmniej w tradycyjnym sensie tego słowa, miała poważne wady. Mimo to aż do roku 1973 uważano, że teorii pola nie wypada stosować bez usprawiedliwiania się. Na przykład jeszcze w roku 1972 podczas konferencji w NAL² Murray Gell-Mann zakończył swój referat o kwarkach następującym podsumowaniem.

Zakończmy podkreśleniem naszego głównego stwierdzenia, mówiącego, że może być realne zbudowanie teorii hadronów opartej na kwarkach i pewnym rodzaju kleju, traktowanych co prawda jako obiekty fikcyjne, ale tłumaczącej dostatecznie wiele własności fizycznych hadronów, aby uznać ją za kompletną teorię. Skoro twory, których używamy, są fikcyjne, to nie popadamy w konflikt ani z teorią bootstrapu, ani z konwencjonalnym punktem widzenia dualnego modelu partonowego [7].

Symetrie

Dynamika była zakazana, lecz można było wykorzystywać symetrie oddziaływań silnych. Największym osiągnięciem wczesnych lat sześćdziesiątych było odkrycie przez Gell-Manna i Yuvala Ne'emana [8] przybliżonej symetrii SU(3) hadronów, a później pewien postęp w zrozumieniu spontanicznie naruszonej symetrii chiralnej. Ponieważ istotne stopnie swobody, zwłaszcza kolor, były całkowicie niemożliwe do zaobserwowania z powodu uwięzienia, nacisk kładziono na zapach, który był bezpośrednio obserwowalny. Nacisk ten zwiększył się w wyniku sukcesów odniesionych

przez SU(3). Dzisiaj zdajemy sobie sprawę z tego, że SU(3) jest symetrią przypadkową, która pojawia się tylko dlatego, że trzy kwarki (u, d oraz s) są względnie lekkie w porównaniu ze skalą energetyczną oddziaływań silnych. W owym czasie SU(3) uważano za głęboką symetrię oddziaływań silnych i podejmowano wiele prób jej uogólnienia oraz użycia jako punktu wyjścia dla teorii hadronów.

Najbardziej udaną próbą było stworzenie przez Gell-Manna algebry prądów. Był to program wyławiania zależności z teorii pola, zachowywania tych, które mogły być ogólnie prawdziwe, a następnie odrzucania samej teorii pola.

W celu uzyskania zależności, które – jak zakładamy – są prawdziwe, używamy metody ich wytawiania z lagranżowskiego modelu teorii pola. Inaczej mówiąc, budujemy matematyczną teorię silnie oddziałujących cząstek, która może, ale nie musi mieć coś wspólnego z rzeczywistością, znajdujemy odpowiednie zależności algebraiczne, które są spełnione w modelu, postulujemy ich słuszność, a następnie wyrzucamy model. Można porównać tę procedurę do metody czasem stosowanej we francuskiej sztuce kulinarnej: mięso bażanta piecze się między dwoma platkami cielisty, które następnie się wyrzuca [9].

Praca ta zrobiła duże wrażenie, szczególnie na ubogich studentach jak ja, którzy mogli tylko marzyć o jedzeniu takich potraw. Było to cudowne podejście. Dawało ono prawo do zabawy zakazanym owocem teorii pola, z której można było następnie wyciągać to, co się chciało, i to bez konieczności wierzenia w teorię. Jedynym problemem było to, że nie było jasne, jaka zasada określa, co należy wyciągnąć.

Inny problem tego podejścia polegał na tym, że odwracało ono uwagę od zagadnień dynamicznych. Najbardziej jaskrawy przykład stanowi tu hipoteza kwarków Gell-Manna i George'a Zweiga, będąca najważniejszym wnioskiem z odkrycia symetrii SU(3) [10]. Hadrony rzeczywiście sprawiały wrażenie, że są zbudowane z (kolorowych) kwarków, których masy (zarówno prądowe, jak i konstytuentne) są bardzo małe. Kolor został już uprzednio wprowadzony przez Oscara W. Greenberga [11], Yoishiro Nambu [12] oraz Moo-Young Hana i Nambu [13]. Nambu widział dwa powody, by wprowadzić kolor. Po pierwsze, kolor – dzięki przyjęciu, że istnieje pewne silne, sprzęgające się doń (ale bliżej niesprecyzowanego rodzaju) oddziaływanie – wyjaśniał, dlaczego istnieją jedynie hadrony będące (jak byśmy to dziś nazwali) singletami koloru. Oddziaływanie takie mogło bowiem być odpowiedzialne za to, że stany kolorowo neutralne są lżejsze niż stany kolorowe. Drugim powodem, analizowanym przez Nambu we wspólnej pracy z Hanem, była chęć zbudowania modelu, w którym kwarki miałyby ładunki elektryczne wyrażone liczbami całkowitymi. Natomiast Greenberg kierował się chęcią wytłumaczenia dziwnej statystyki nierelatywistycznego modelu kwar-

² National Accelerator Laboratory, laboratorium niedaleko Chicago, dysponujące największym (wówczas i dziś) akceleratorem na świecie; obecna nazwa – FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) – tłum.

kowego związanych stanów hadronowych (Nambu również zajmował się tym problemem). Wprowadził w tym celu parastatystyki, które rozwiązywały problem statystyki, ale zaciemniały dynamiczny sens koloru jako liczby kwantowej³.

Kwarków jednak nie zaobserwowano, nawet gdy osiągnięto energie dziesięciokrotnie większe od progów na ich produkcję. Nierelatywistyczny model kwarków po prostu był bezsensowny. Wyciągano stąd wnioski, że kwarki są fikcyjnymi tworam matematycznymi. Wiara w teorię pola jako podstawę obrazu kwarkowego trudno było pogodzić z takim wnioskiem, choć był on na pewno zgodny z bootstrapem. W podejściu takim można było zignorować pozornie nierozwiązywalne problemy dynamiczne, pojawiające się przy wyobrażaniu sobie kwarków jako rzeczywiście istniejących obiektów. Takie podejście do kwarków przetrwało do roku 1973, a nawet dłużej. Kwarki najwyraźniej nie istniały jako cząstki rzeczywiste, były więc tworam fikcyjnymi (patrz cytaty wypowiedzi Gell-Manna wyżej). Można było wylawiać własności kwarków z jakiegoś modelu, ale nie wolno było ani wierzyć w ich rzeczywiste istnienie, ani traktować takich modeli zbyt poważnie. Wielu fizykom podejście to wydawało się podejrzane. Pamiętam dobrze reakcję Steve'a Weinberga na regułę sum, którą wraz z Curtisem Callanem uzyskaliśmy z modelu kwarkowo-gluonowego. Podczas kolacji dla młodych pracowników Uniwersytetu Harvarda opisałem Weinbergowi moje wyniki dotyczące reguł sum dla rozpraszania głęboko nieelastycznego. Wyjaśniałem, w jaki sposób małe wartości podłużnego przekroju czynnego obserwowane w SLAC-u⁴ można było uznać na podstawie naszej reguły sum za dowód na istnienie kwarków. Weinberg z naciskiem utrzymywał, że jest to nieciekawe, ponieważ nie wierzył w nic, co dotyczyło kwarków.

Moja droga do asymptotycznej swobody

Byłem doktorantem w Berkeley w czasach największego powodzenia teorii bootstrapu i teorii macierzy S . Pracę doktorską na temat wielociałowych równań N/D napisałem pod opieką Geoffa Chew, głównego guru bootstrapu. Pamiętam dokładnie moment, w którym straciłem złudzenia co do teorii bootstrapu. Było to w roku 1966 na konferencji z serii rochesterkiej, odbywającej się w Berkeley. Francis Low podczas dyskusji po swoim wystąpieniu zauważył, że bootstrap jest bardziej tautologią niż teorią: „Sądzę, że gdy okazuje się, że cząstki występujące w teorii macierzy S wraz z jej macierzami skrzyżowania i całym formalizmem spełniają wszystkie te warunki, udowodnimy tylko, że macierz S jest zgodna z prawdziwym

światem; czyli cząstki ułożyły się nam w taki sposób, że wszystko gra, co jeszcze nie oznacza, że one naprawdę istnieją” [14]. Na przykład, popularne wówczas reguły sum dla skończonych energii (polegające na uzyskiwaniu relacji między wielkościami mierzalnymi poprzez wysycenie związków dyspersyjnych skończoną liczbą biegunów rezonansowych, przy jednoczesnym założeniu asymptotycznego zachowania regge'owskiego tychże biegunów) nie tyle były równaniami pozwalającymi dokonywać przewidywań, co jedynie metodą sprawdzania aksjomatów (analityczność, unitarność) przy użyciu modeli i dopasowań do danych doświadczalnych.

Uwaga ta wywarła na mnie wielkie wrażenie i marzyłem o znalezieniu potężniejszego schematu dynamicznego. Były to dni triumfu algebry prądów i w powietrzu aż huczało od cudownych wyników. Wielkie wrażenie zrobił na mnie fakt, że można było założyć pewną strukturę komutatorów prądów i uzyskać w ten sposób mierzalne wyniki. Największe wrażenie wywarł jednak związek Adlera–Weisbergera, który właśnie dopiero co się pojawił [15]. Było jasne, że własności tych prądów nakładają silne ograniczenia na dynamikę hadronów. Najpopularniejszym schematem była wtedy algebra prądów. Gell-Mann i Roger Dashen próbowali użyć komutatorów niektórych składowych prądów jako podstawy dynamiki oddziaływań silnych [16]. Po pewnym czasie doszedłem do wniosku, że również to podejście jest tautologiczne – jego wynikiem było jedynie sprawdzenie poprawności symetrii silnych oddziaływań. Było to wyraźne w wektorowej $SU(3)$, ale było również prawdą w $SU(3)$ chiralnej, zwłaszcza że reguły sum algebry prądów interpretowane były przez Weinberga i innych jako niskoenergetyczne twierdzenia o bozonach Goldstone'a. Schemat ten nie mógł być zatem podstawą kompletnej teorii dynamicznej.

Zająłem się więc badaniem mniej zrozumianych własności algebry lokalnych gęstości prądów. Były one zależne od modelu, lecz stanowiło to ich zaletę, gdyż mogły zawierać dynamiczną informację wykraczającą poza konsekwencje globalnej symetrii. Co więcej, niebawem zdano sobie sprawę, że przyjmowane założenia dotyczące lokalnej algebry prądów można sprawdzać, wprowadzając reguły sum, które mogły być weryfikowane w doświadczeniach z głęboko nieelastycznym rozpraszaniem elektronów na hadronach. Szczególny wpływ wywarła na mnie praca Jamesa Bjorkena z 1967 r. o zastosowaniu grupy $U(6) \times U(6)$ [17]. Wiosną 1968 roku wraz z Curtisem Callanem zaproponowaliśmy pewną regułę sum w celu sprawdzenia popularnego wówczas „modelu Sugawary”. Był to dynamiczny model prądów lokalnych, w którym tensor

³ Współistnienie trzech jednakowych kwarków, np. kwarków dziwnych w hiperonie Ω^- , łamie kwantowy zakaz Pauliego. Wprowadzenie liczby kwantowej koloru rozwiązuje ten problem w bardziej naturalny sposób niż propozycje wprowadzenia dla kwarków statystyki odmiennej od statystyki dla pozostałych fermionów – tłum.

⁴ Stanford Linear Accelerator Center w Kalifornii – znajduje się tam akcelerator elektronów o największej dostępnej na świecie energii – tłum.

energii-pędu wyrażony został przez iloczynny prądów. Model ten inspirowała nadzieja, że algebraiczne własności prądów oraz zapisanie przy ich użyciu hamiltonianu wystarczą do uzyskania kompletnej teorii. Nasz cel był nieco skromniejszy – sprawdzenie tej hipotezy przez wykorzystanie faktu, że w teorii tej rozwinięcie iloczynu operatorów prądów zawierało tensor energii-pędu ze znanym współczynnikiem. Mogliśmy więc wyprowadzić regułę sum dla funkcji struktury, które można było zmierzyć w eksperymentach z głęboko nieelastycznym rozpraszaniem elektron-proton [18].

Jesienią 1968 roku Bjorken zauważył, że ta reguła sum w połączeniu z argumentami wymiarowymi sugerowałaby skalowanie przekrojów czynnych na rozpraszanie głęboko nieelastyczne. Przewidywanie to zostało wkrótce potwierdzone w nowych doświadczeniach w SLAC-u, które miały odegrać tak ważną rolę w wyjaśnianiu struktury hadronów [19]. Niedługo później wspólnie z Callanem odkryliśmy, że mierząc stosunek $R = \sigma_L/\sigma_T$, gdzie σ_L (σ_T) jest odpowiednio przekrojem czynnym na rozpraszanie podłużnie (poprzecznie) spolaryzowanych fotonów wirtualnych, można wyznaczyć spin naładowanych składników nukleonu. Obliczyliśmy momenty funkcji struktury mierzonych w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu, wykorzystując równoczesowe komutatory prądu elektromagnetycznego. Do obliczenia tych komutatorów użyliśmy pewnych szczególnych modeli – z jednej strony algebry pól, w której prąd był proporcjonalny do pola o spinie jeden, a z drugiej – modelu kwarkowo-gluonowego. W tym popularnym modelu kwarki oddziaływały przez abelowe pole cechowania (którego kwanty oczywiście mogłyby mieć niezerową masę) sprzężone do liczby barionowej. Dynamika gluonowego pola cechowania nie była nigdy badana i nie przypuszczam, aby model ten był wcześniej użyty do obliczenia czegośkolwiek. Odkryliśmy, że R zależy w istotny sposób od spinu składników. Jeżeli mają one spin zero lub jeden, to $\sigma_T = 0$, lecz jeżeli spin ich wynosi 1/2, to $\sigma_L = 0$ [20]. Wynik ten miał olbrzymie znaczenie. Doświadczenia niebawem wykazały, że σ_L jest bardzo małe.

Te eksperymenty z rozpraszaniem głęboko nieelastycznym wykonane w SLAC-u wywarły na mnie głęboki wpływ. Wykazały one niezbicie, że gdy obserwujemy proton w dostatecznie krótkiej skali czasu, zachowuje się on tak, jakby był zbudowany z punktowych obiektów o spinie połówkowym. Spędzając wiosnę 1969 roku w CERN-ie, przeanalizowałem wraz z Christopherem Llewelyn Smithem – używając podobnych metod – reguły sum dla głęboko nieelastycznego rozpraszania neutrin na nukleonach [21]. Mocno dopingowały nas oczywiście prowadzone wówczas w CERN-ie eksperymenty. Uzyskaliśmy regułę sum, która pozwalała zmierzyć liczbę barionową naładowanych składników protonu. Doświadczenia niebawem wykazały, że składniki protonu mają liczbę barionową równą 1/3,

czyli, inaczej mówiąc, znowu wyglądały one jak kwarki. Wtedy byłem już całkowicie przekonany o realności kwarków. Musiały one jednak być czymś więcej niż tylko – jak powszechnie uważano – mnemonicznym chwytem pozwalającym podsumować symetrie hadronów. Musiały być fizycznymi, punktowymi składnikami nukleonu. Ale jakże mogło to być prawdą? Przecież na pewno musiałyby między kwarkami zachodzić silne oddziaływania, które rozmazałyby ich punktowy charakter.

Po pojawieniu się wyników ze SLAC-u Feynman zaproponował partonowy obraz rozpraszania głęboko nieelastycznego [22]. Był to bardzo pogładowy i intuicyjny sposób opisu tego procesu, wykorzystujący partony – hipotetyczne, punktowe składniki. Uzupełniał on podejście do rozpraszania głęboko nieelastycznego oparte na rozwinięciu iloczynu operatorów i miał tę zaletę, że można go było stosować także do innych procesów [23]. Model partonowy pozwalał łatwo formułować przewidywania bez rozważania zagadnień dynamicznych. Ja sam czułem się pewniej w podejściu opartym na zakładaniu własności iloczynów prądów na małych odległościach, a rozszerzenia modelu partonowego na procesy, które nie były zdominowane przez osobliwości na małych odległościach, nie budziły mego entuzjazmu. W CERN-ie badałem wspólnie z Juliussem Wessem konsekwencje ścisłych niezmienniczości: względem zmiany skali oraz konforemnej [24]. Szybko jednak zrozumiałem, że w ramach kwantowej teorii pola to skalowanie może dawać jedynie teoria swobodnych, nieoddziałujących ze sobą pól. Stało się to dla mnie szczególnie jasne w roku 1969 po przybyciu do Princeton, gdzie mój kolega Callan oraz Kurt Symanzik odkryli na nowo równania grupy renormalizacji i przedstawili je jako skutek anomalii niezmienniczości względem skalowania [25]. Praca ta uświadomiła mi nadzwyczaj jasno, że po uwzględnieniu oddziaływań w teorii zarówno skalowanie, jak i moje ukochane reguły sum nadają się tylko na śmietnik. Wyniki doświadczalne wskazywały jednak, że skalowanie miało się dobrze. Z drugiej strony, nie można było przecież wyłączyć oddziaływań między kwarkami ani nawet uczynić ich bardzo słabymi, gdyż wtedy należałoby oczekiwać, że hadrony rozpadną się na kwarki składowe, a przecież nikt nie widział nigdy swobodnego kwarka. Paradoks ten oraz poszukiwania wyjaśnienia obserwowanego skalowania miały zajmować mnie przez następne cztery lata.

Jak wyjaśnić skalowanie

Mniej więcej w czasie, gdy się to wszystko działo, dzięki jednemu z najdziwniejszych splotów okoliczności w historii fizyki odkryto teorię strun. W roku 1968 Gabrielle Veneziano podał zdumiewająco prosty wzór, który opisywał wiele cech rozpraszania hadronów [26] i który był zgodny z regge'owskim zachowaniem asymptotycznym w jednym kanale oraz wysyceniem wąskimi rezonansami w drugim (skrzyżo-

wanym) kanale. Wzór ten został szybko uogólniony na wielocząstkowe amplitudy macierzy S i zwrócił na siebie powszechną uwagę. Narodził się dualny model rezonansów, ostatnia poważna próba zrealizowania programu bootstrapu. Dopiero w roku 1972 zrozumiano, że w gruncie rzeczy jest to teoria skwantowanych strun. Pracowałem nad tą teorią przez dwa lata, najpierw w CERN-ie, a później w Princeton z Johnem Schwarzem i Andrém Neveu. Z początku wydawało mi się, że model ten, który dobrze opisywał wiele cech rozpraszania hadronów, może być od dawna poszukiwaną alternatywą dla teorii pola oddziaływań silnych. Jednak w roku 1971 zrozumiałem, że wyjaśnienie skalowania w tym modelu nie jest możliwe, a byłem głęboko przekonany, że skalowanie jest podstawową własnością oddziaływań silnych. Dualny model rezonansów prowadził zaś do niewiarygodnie miękkiego zachowania amplitud rozpraszania przy dużych przekazach pędu, w sprzeczności z obserwowanym twardym skalowaniem. Poza tym wewnętrzna zgodność tego modelu wymagała występowania wielu całkowicie nierealistycznych własności oddziaływań silnych, jak istnienie bezmasowych cząstek wektorowych i tensorowych. Własności te później stały się uzasadnieniem nadziei, że teoria strun może dostarczyć powszechnego i zuniifikowanego obrazu wszystkich oddziaływań w przyrodzie. Nadzieja ta jest wciąż silna, choć odpowiednią skalą energii nie jest już 1 GeV, lecz 10^{19} GeV!

Wyniki pomiarów rozpraszania głęboko nieelastycznego stawały się coraz dokładniejsze. Nie obserwowano naruszenia skalowania, a dane zgadzały się z regułami sum dla swobodnej teorii pola. Pamiętam bardzo dobrze konferencję fizyki wysokich energii w Kijowie w roku 1970. Spotkałem tam Saszę Poliakowa i Saszę Migdala, którzy, choć nie byli specjalnie zaproszonymi gośćmi konferencji, zrobili wielkie wrażenie. Poliakow, Migdal i ja prowadziliśmy długie dyskusje na temat rozpraszania głęboko nieelastycznego. Poliakow wiedział wszystko o grupie renormalizacji i wytłumaczył mi, że naiwne skalowanie nie może być poprawne. Z powodu renormalizacji wymiary operatorów zmieniają się wraz ze skalą energii badanych procesów. Co więcej, bezwymiarowe sprzężenia też zmieniają się wraz ze skalą energii. Wraz ze zmniejszaniem się skali odległości dążą one do ustalonych wartości (tzw. punktów stałych), które zazwyczaj odpowiadają teorii z silnym sprzężeniem; ich wynikiem byłoby silne, anomalne skalowanie, zupełnie inne niż w teorii swobodnej. Ripostowałem, że wyniki doświadczeń wskazują na coś innego. Poliakow odpowiadał na to, że takie własności są sprzeczne z teorią pola. Rozstaliśmy się, on w przekonaniu, podzielanym przez wielu, że wyniki doświadczeń przy wyższych energiach będą inne, ja zaś, że trzeba będzie zmienić teorię. Pogląd, że skalowanie obserwowane w SLAC-u nie jest zjawiskiem prawdziwie asymptotycznym, był powszechnie akceptowany. Fakt, że skalowanie pojawiało się przy dość małych wartościach przekazu pędu (tzw. przedwczesne skalowanie),

wzmocniał taką opinię. Zatem znawcy grupy renormalizacji (Wilson, Poliakow i inni) wierzyli, że niekanoniczne skalowanie wskazujące na nietrywialny punkt stały grupy renormalizacji ujawni się przy wyższych energiach.

W następnych dwóch latach wiele się wydarzyło. Spektakularna praca Gerarda 't Hoofta o renormalizowalności teorii Yanga–Millsa przywróciła zainteresowanie społeczności teoriami z cechowaniem nieabelowym [27]. Odżyła elektroslaba teoria Sheldona Glashowa, Stevena Weinberga i Abdusa Salama. Teoria pola odzyskała popularność, przynajmniej w zastosowaniu do oddziaływań słabych. Ponownie wyłoniły się z mroku całki po trajektoriach. Prace Kennetha Wilsona nad rozwinięciem iloczynu operatorów [28] dostarczyły nowego narzędzia, które mogło być użyte do analizy rozpraszania głęboko nieelastycznego. Równania Callana–Symanzika uprościły analizę grupy renormalizacji, którą następnie zastosowano do rozwinięć Wilsona [29]. Stosowalność metody rozwinięcia iloczynu operatorów rozciągnięto na obszar stożka świetlnego, odpowiadający rozpraszaniu głęboko nieelastycznemu [30]. Najważniejszy z mego punktu widzenia był renesans zainteresowania grupą renormalizacji dzięki pracom Wilsona [31]. Wywodzi się ona z fundamentalnych prac Gell-Manna i Lowa, Ernsta Stueckelberga i Andrégo Petermana oraz Nikołaja Bogolubowa i Dmitrija Szirkowa [32]. Prace te przez wiele lat pozostawały zapomniane, po części dlatego, że na pozór dostarczały informacji tylko o fizyce dużych pędów przestrzennych, które nie były bezpośrednio interesujące z fizycznego punktu widzenia. Ponadto przed odkryciem asymptotycznej swobody nie dawało się uzyskiwać przewidywań teorii w obszarze nadfioletu przy użyciu metod rachunku zaburzeń, a inne metody nie istniały. Wyglądało więc na to, że w ramach grupy renormalizacji asymptotyczne własności amplitud rozpraszania można było tylko jakościowo dyskutować, a nie obliczać, i to jedynie w fizycznie nieinteresującym zakresie.

Plan

Do końca roku 1972 nauczyłem się wystarczająco dobrze teorii pola, w szczególności metod grupy renormalizacji, aby zaatakować zagadnienie skalowania wprost. Postanowiłem, w pełni świadomie, udowodnić, że lokalna teoria pola nie może wytłumaczyć obserwowanego doświadczalnie faktu skalowania i wobec tego nie stanowi odpowiednich ram dla opisu oddziaływań silnych. W ten sposób rozpraszanie głęboko nieelastyczne miało ostatecznie rozstrzygnąć o stosowalności kwantowej teorii pola. Planowałem przeprowadzić atak w dwu kierunkach. Po pierwsze, chciałem udowodnić, że „stabilność w nadfiolecie”, czyli znikanie efektywnego sprzężenia na małych odległościach, które później nazwane zostało asymptotyczną swobodą, jest niezbędna do wytłumaczenia skalowania. Po drugie,

chciałem udowodnić, że nie istnieją żadne asymptotycznie swobodne teorie pola. Tego można się było spodziewać – w końcu QED, stanowiąca dla kwantowej teorii pola paradygmat, jest stabilna w podczzerwieni: ładunek efektywny w QED rośnie wraz ze zmniejszaniem się odległości i nikt nie skonstruował nigdy teorii, która dawałaby coś przeciwnego. Gdyby efektywne sprzężenie malało wraz ze zmniejszaniem się odległości, przeciwnie niż przewiduje to QED, to można byłoby wytłumaczyć, w jaki sposób oddziaływania silne w tym reżimie słabną i prowadzą do skalowania. W istocie można było przypuszczać, że jest to jedyny sposób otrzymania punktowego zachowania na małych odległościach. Dzięki pracom Wilsona i ich zastosowaniu do rozpraszania głęboko nieelastycznego dobrze rozumiano, że w kwantowej teorii pola można było oczekiwać skalowania w punkcie stałym grupy renormalizacji. Skalowanie takie nie byłoby jednak kanoniczne, jak w teorii pola swobodnego. W teorii pola takie zachowanie się amplitud rozpraszania głęboko nieelastycznego, jakie obserwowano doświadczalnie, oznaczałoby, że operatory występujące w rozwinięciu iloczynów prądów dla małych czasopodobnych odległości mają kanoniczne wymiary, tak jak w teorii pola swobodnego. To jednak wydawało się nieprawdopodobne. Byłem świadomy tego, że w przypadku wielu teorii kanoniczne wymiary samych operatorów pola oznaczałyby, że teorie te są trywialne, czyli swobodne. Niewątpliwie ten sam wniosek należało wyciągnąć, jeśli kanoniczne wymiary mają operatory złożone, które dominują w amplitudach rozpraszania głęboko nieelastycznego.

Wiosną 1973 roku wraz z Callanem, rozszerzając koncepcję Giorgia Parisiego [33], ukończyliśmy dowód powyższego przypuszczenia dla wszystkich renormalizowalnych teorii pola z wyjątkiem teorii z cechowaniem nieabelowym. Zasadniczy pomysł polegał na udowodnieniu, że ze znikania anomalnych wymiarów operatorów złożonych w założonym punkcie stałym grupy renormalizacji wynika znikanie anomalnych wymiarów pól. To z kolei implikowało, że teoria taka jest swobodna w tym punkcie stałym. Wynikało stąd, że naivne skalowanie można było wyjaśnić tylko pod warunkiem, że założony punkt stały grupy renormalizacji znajduje się w początku układu współrzędnych przestrzeni sprzężeń, czyli teoria musi być asymptotycznie swobodna [34]. Nie rozważaliśmy teorii z cechowaniem nieabelowym, ponieważ argumenty prowadzące do obu tych wniosków w przypadku tych teorii się załamywały. Po odkryciu asymptotycznej swobody pominięcie w tej pracy teorii nieabelowych stało się nieistotne.

W drugiej części dowodu należało wykazać, że żadne asymptotycznie swobodne teorie nie istnieją. Przygotowałem formalizm do analizy najbardziej ogólnej renormalizowalnej teorii pola fermionów i skalarów – znowu pomijając teorie z cechowaniem nieabelowym. Nie było to trudne, gdyż w celu sprawdzenia asymptotycznej swobody wystarczy badać zachowanie funk-

cji β w pobliżu początku przestrzeni stałych sprzężenia, tzn. w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń (w przybliżeniu jednopętlowym). Dowód mój był prawie gotowy, nie mogłem jednak udowodnić prawdziwości pewnej potrzebnej nierówności. Omawiałem ten problem z Sidneyem Colemanem, który spędzał letni semestr w Princeton. Udało mu się znaleźć brakujący element, dodał jeszcze inne istotne uwagi, no i mieliśmy dowód na to, że żadna renormalizowalna teoria pola dowolnych oddziaływań Yukawy, oddziaływań pól skalarnych ze sobą i abelowych oddziaływań cechowania nie może być asymptotycznie swobodna [35]. Nad tym samym zagadnieniem od pewnego czasu pracował także Anthony Zee. On również dobrze wiedział, jakie byłyby zalety teorii asymptotycznie swobodnej, i prowadził jej poszukiwania. Uzyskał w tym samym czasie częściowy wynik wskazujący na brak asymptotycznej swobody w teoriach z niezmienniczymi względem $SU(N)$ sprzężeniami Yukawy [36].

Odkrycie asymptotycznej swobody

Frank Wilczek zaczął pracować ze mną na jesieni 1972 r. Przyjechał do Princeton jako student matematyki, ale szybko odkrył, że naprawdę interesuje go fizyka cząstek. Przeniósł się na wydział fizyki po wysłuchaniu mojego wykładu z teorii pola w roku 1971 i rozpoczął pracę ze mną. Mój sposób pracy ze studentami, zarówno wówczas, jak i obecnie, polegał na wprowadzaniu ich w zagadnienia, którymi się aktualnie zajmowałem, i bardzo często na bezpośredniej wspólnej pracy. Tak na pewno było w przypadku Franka, który od początku był raczej moim współpracownikiem niż studentem. Opowiedziałem mu o swoim projekcie zbadania, czy kwantowa teoria pola może wyjaśnić skalowanie. Postanowiliśmy obliczyć funkcję β w teorii Yanga–Millsa. Jej brak był jedyną luką w planie, zgodnie z którym postępowałem. Do tej pory nie była ona zapełniona, głównie dlatego, że teoria Yanga–Millsa ciągle wydawała się dziwna i trudna. W jej ramach przeprowadzono niewiele obliczeń wykraczających poza przybliżenie Borna. Frank był zainteresowany tym rachunkiem również z innych powodów. Teoria Yanga–Millsa była już wtedy stosowana do oddziaływań elektroślabych, a on chciał zrozumieć, jak zachowują się one przy wielkich energiach.

Coleman, który gościł wówczas w Princeton, zapytał mnie pewnego razu, czy ktokolwiek obliczył funkcję β dla teorii Yanga–Millsa. Powiedziałem mu, że właśnie nad tym pracujemy. Wyraził zainteresowanie, ponieważ niedługo przedtem poprosił swego studenta, H. Davida Politzera, aby uogólnił na teorie nieabelowe mechanizm dynamicznego naruszenia symetrii, który wraz z Erickiem Weinbergiem zbadał już w teorii z cechowaniem abelowym. Dla takiego uogólnienia istotna była znajomość odpowiednich równań grupy renormalizacji, niezbędnych, by zdecydować, czy najniższy rząd rachunku zaburzeń może stanowić wiarygodną wskazówkę dotyczącą zachowania się funkcjo-

nału określającego energię konfiguracji pól. Politzer istotnie zdążył już rozpocząć swe własne obliczenia funkcji β w teorii Yanga–Millsa.

Nasze rachunki posuwały się naprzód w wolnym tempie. Zajmowałem się również innymi częściami mojego programu, w których były problemy trudne do rozwiązania. Najpierw próbowaliśmy dowieść, że teoria nie może być asymptotycznie swobodna, wychodząc z ogólnych przesłanek, korzystając z reprezentacji spektralnych oraz unitarności i uogólniając na ten przypadek argumenty moje i Colemana. To nam się nie udało, więc zabraliśmy się za obliczenie funkcji β w teorii Yanga–Millsa. Dziś rachunek ten uważa się za całkiem łatwy i wręcz zadaje się go jako pracę domową na wykładach kwantowej teorii pola. Wtedy nie było to jednak tak proste. Taka zmiana w postrzeganiu problemu jest w fizyce teoretycznej odpowiednikiem zjawiska znanego z fizyki doświadczalnej, polegającego na tym, że wczorajsze wielkie odkrycie dziś jest już tylko narzędziem. Zawsze łatwiej jest przeprowadzić rachunek, gdy wiadomo, jaki jest wynik i że używane metody są poprawne. Jednym z problemów, z którymi musieliśmy się zmierzyć, była niezmienniczość cechowania. W przeciwieństwie do QED, w której renormalizacja ładunku jest trywialnie niezmiennicza względem cechowania (ponieważ foton nie niesie ładunku), wszystkie stałe renormalizacyjne w QCD zależą od wyboru cechowania. Fizyka nie może jednak zależeć od cechowania. Drugim zagadnieniem był wybór regularyzacji. Regularyzacja wymiarowa nie była wtedy jeszcze rozwinięta i musieliśmy się przekonać, że jednopętlowa funkcja β jest niezależna od użytej regularyzacji. Przeprowadziliśmy obliczenia w dowolnym cechowaniu. Ponieważ wiedzieliśmy, że wynik musi być niezależny od wyboru cechowania, mogliśmy używać niezmienniczości cechowania jako testu poprawności naszych rachunków. Było to bardzo przydatne, ponieważ obaj ciągle popełnialiśmy błędy. W lutym tempo wzrosło i zakończyliśmy obliczenia gwałtownym zrywem. W pewnym momencie błąd znaku w jednym z wyrażeń upewnił nas, że teoria, jak oczekiwaliśmy, nie jest asymptotycznie swobodna. Gdy zabrałem się do spisywania wszystkich naszych wyników, znalazłem ten błąd. Prawie jednocześnie Politzer ukończył swoje obliczenia i porównaliśmy wyniki. Ich zgodność przyniosła nam satysfakcję [37,38].

Dlaczego teorie nieabelowe są asymptotycznie swobodne? Dzisiaj możemy zrozumieć to w bardzo fizyczny sposób, choć w roku 1973 nie było to takie jasne. Pouczające będzie przerwanie na chwilę tej historycznej relacji i wyjaśnienie przy użyciu współczesnej terminologii, dlaczego QCD jest asymptotycznie swobodna. Najprościej jest to wytłumaczyć, rozważając własności magnetycznego ekranowania przez próżnię [39]. W teorii relatywistycznej można obliczyć przenikalność elektryczną ϵ , wyrażając ją przez przenikalność magnetyczną μ , ponieważ $\epsilon\mu = 1$ (w układzie jednostek, w którym prędkość światła $c = 1$). W fi-

zyce klasycznej wszystkie ośrodki są diamagnetyczne. Dzieje się tak dlatego, że klasycznie pola wszystkich magnesów biorą się z prądów elektrycznych, a każdy układ odpowiada na przyłożone pole magnetyczne wytworzeniem prądów, które powodują zmniejszenie pola (reguła Lenza). A zatem $\mu < 1$, co jest sytuacją odpowiadającą ekranowaniu elektrycznemu, czyli $\epsilon > 1$. W układach kwantowych możliwy jest jednak paramagnetyzm. Jest to przypadek teorii z nieabelową grupą cechowania, w której gluony są naładowanymi cząstkami o spinie 1. Zachowują się one jak trwałe kolorowe dipole magnetyczne, które ustawiają się równolegle do przyłożonego pola zewnętrznego, zwiększając jego natężenie i powodując, że $\mu > 1$. Możemy więc uważać antyekranowanie próżni Yanga–Millsa za paramagnetyzm. QCD jest asymptotycznie swobodna, ponieważ antyekranowanie gluonów przewyższa ekranowanie pochodzące od kwarków. Arytmetyka jest następująca. Wkład do ϵ (w pewnych jednostkach) od cząstki o ładunku q wynosi $-q^2/3$ i pochodzi od zwykłego ekranowania dielektrycznego (lub diamagnetycznego). Jeżeli cząstka ma spin s (a zatem trwałe moment dipolowy γs), to daje ona wkład o wartości $(\gamma s)^2$ do μ . A zatem gluon o spinie 1 (z $\gamma = 2$, jak w teorii Yanga–Millsa) daje wkład do μ wynoszący $\delta\mu = (-1/3 + 2^2)q^2 = (11/3)q^2$, podczas gdy wkład od kwarka o spinie $1/2$ wynosi $\delta\mu = -[-1/3 + (2 \cdot \frac{1}{2})^2]q^2 = -(2/3)q^2$ (dodatkowy znak minus pojawia się, ponieważ kwarki są fermionami). W każdym razie wynik jest taki, że dopóki kwarków nie ma zbyt dużo, dopóty antyekranowanie wywołane przez gluony przeważa nad ekranowaniem kwarków. Wzór na funkcję β w teorii z nieabelową grupą cechowania jest następujący:

$$\beta(\alpha) \equiv \mu \frac{d\alpha(\mu)}{d\mu} = \frac{\alpha^2}{\pi} b_1 + \left(\frac{\alpha^2}{\pi}\right)^2 b_2 + \dots \quad (1)$$

gdzie $\alpha = g^2/4\pi$. Nasz wynik był następujący [37,38]:

$$b_1 = - \left(\frac{11}{6} C_A - \frac{2}{3} \sum_R n_R T_R \right). \quad (2)$$

C_R oznacza tutaj wartość własną kwadratowego operatora Casimira w reprezentacji R grupy $SU(N)$ (dla reprezentacji dołączonej $C_A = N$), T_R jest śladem kwadratu generatorów w reprezentacji R grupy $SU(N)$ ($T_A = N$, a w przypadku reprezentacji podstawowej $T_F = 1/2$), a n_R jest liczbą kompletnych reprezentacji R fermionów w teorii. W przypadku $SU(3)$, jak w QCD, $C_A = N$, $T_F = 1/2$, a zatem $b_1 = 11/2 - n/3$. Można więc mieć aż 16 trypletów kwarkowych, zanim straci się asymptotyczną swobodę.

Teorie oddziaływań silnych z nieabelową grupą cechowania

Dla mnie odkrycie asymptotycznej swobody było zupełnie nieoczekiwane. Jak ateista, który właśnie ode-

brał posłanie od gorejącego krzewu, stałem się nagle gorliwym wierzącym. Teoria pola nie była niepoprawna – to skalowanie należało wyjaśnić przez asymptotycznie swobodną teorię oddziaływań silnych z cechowaniem. Pierwsza nasza praca oprócz doniesienia o asymptotycznej swobodzie teorii Yanga–Millsa zawierała hipotezę, że może to być wyjaśnieniem skalowania, uwagę, że powinny ujawnić się logarytmiczne odstępstwa od skalowania, a co najważniejsze, zawierała też sugestię, że silne oddziaływania muszą być oparte na teorii z kolorową grupą cechowania [37]. W pierwszym akapicie napisaliśmy:

Teoriom z nieabelową grupą cechowania poświęcono ostatnio wiele uwagi jako podstawie budowania zunifikowanych i renormalizowalnych teorii oddziaływań słabych oraz elektromagnetycznych. W tej pracy donosimy o badaniach asymptotycznego zachowania takich teorii w nadfiolecie. Stwierdziliśmy, że mają one godną uwagi własność, być może wyjątkową wśród teorii renormalizowalnych, asymptotycznego zbliżania się do swobodnej teorii pola. W takich asymptotycznie swobodnych teoriach elementy macierzowe prądów pomiędzy stanami na powłoce masy będą wykazywać skalowanie Bjorkena. Sugerujemy zatem, że należy poszukiwać teorii silnych oddziaływań z nieabelową grupą cechowania, w celu wyjaśnienia skalowania Bjorkena, którego do tej pory nie udało się wyjaśnić na gruncie teorii pola.

Myśleliśmy wtedy o pewnej konkretnej teorii. Ponieważ doświadczenia z rozpraszaniem głęboko nieelastycznym wskazywały, że naładowane składniki nukleonu są kwarkami, gluony nie mogły nieść zapachu, a zatem nie powinny się do niego sprzęgać. Byliśmy w pełni świadomi pojawiania się coraz silniejszych argumentów za istnieniem kwantowej liczby koloru. Oprócz spektroskopii modelu kwarków, która stanowiła pierwotną motywację dla Hana, Nambu i Greenberga, był to również czynnik (wynoszący trzy), który występował w obliczeniach szybkości rozpadu $\pi \rightarrow 2\gamma$ opartych na anomalii aksjalnej (trochę wcześniej fakt ten podkreślali William Bardeen, Harald Fritzsch oraz Gell-Mann [40]), i czynnik trzy wchodzący dzięki kolorowi do wzoru na całkowity przekrój czynny anihilacji e^+e^- . A zatem gluony mogły sprzęgać się do koloru i wszystko było w porządku. Przedstawiliśmy więc następującą propozycję [37].

Jeden szczególnie pociągający model oparty jest na trzech trypletach fermionów z symetrią $SU(3) \times SU(3)$ Gell-Manna jako symetrią globalną oraz z „kolorową” grupą cechowania $SU(3)$, która jest odpowiedzialna za oddziaływania silne. Oznacza to, że generatory grupy cechowania oddziaływań silnych komutują ze zwykłymi prądami $SU(3) \times SU(3)$ i prowadzą do mieszania kwarków o tym samym izospinie oraz hiperładunku, ale różnych „kolorach”. W takim modelu mezony wektorowe są neutralne (ze względu na zapach), a struktura rozwinięcia iloczynu operatorów prądów elektromagnetycznych lub słabych jest zasadniczo taka sama jak w modelu swobodnych kwarków (z dokładnością do obliczalnych poprawek logarytmicznych).

Występowanie logarytmicznych poprawek do skalowania w asymptotycznie swobodnych teoriach rozpatrywaliśmy razem z Callanem już wcześniej [34].

Analizowaliśmy głęboko nieelastyczne rozpraszanie w asymptotycznie swobodnej teorii i odkryliśmy, „że w takich asymptotycznie swobodnych teoriach naiwne skalowanie jest naruszane przez obliczalne człony logarytmiczne”. Wiedzieliśmy zatem dobrze, jakiej formy naruszania skalowania można w takiej teorii oczekiwać. Wspólnie z Wilczkiem od razu zaczęliśmy liczyć logarytmiczne odstępstwa od skalowania. Byliśmy niezwykle podnieceni możliwością otrzymania z pierwszych zasad konkretnych przewidywań dla danych doświadczalnych, które mogłyby definitywnie zweryfikować nasze asymptotycznie swobodne teorie oddziaływań silnych. Pisząc nasz artykuł do *Physical Review Letters*, znaleźliśmy już asymptotyczną postać najłatwiejszych do obliczenia niesingletowych zapachowo funkcji struktury (właśnie ukończyliśmy obliczenia), ale zabrakło nam miejsca, aby zaprezentować tam te wyniki. Zaczęliśmy od razu pisać dłuższy artykuł, w którym przedstawialiśmy strukturę teorii w sposób bardziej szczegółowy i w którym zajęliśmy się również zagadnieniami dynamicznymi, a w szczególności zagadnieniem uwięzienia. W naszej krótkiej pracy sprawę tę potraktowaliśmy dość ostrożnie. Wyraziliśmy przypuszczenie, że mezony Higgsa zniszczyłyby asymptotyczną swobodę, ale dynamiczne konsekwencje nienaruszonej symetrii kolorowej wtedy zaczęliśmy dopiero badać. Jedyna rzecz, której byliśmy pewni, to to, że „rachunek zaburzeń nie jest godny zaufania ani gdy chodzi o stabilność teorii symetrycznej, ani gdy chodzi o to, istnienie jakich cząstek ona przewiduje” [37]. Praca Politzera pojawiła się zaraz po naszej. Wykazał on w niej asymptotyczną swobodę teorii Yanga–Millsa i rozważał możliwe jej konsekwencje dla dynamicznego naruszenia symetrii w takich teoriach [38].

W naszej drugiej pracy, napisanej kilka miesięcy później, opisaliśmy bardziej szczegółowo strukturę asymptotycznie swobodnych teorii oddziaływań silnych z cechowaniem oraz podaliśmy przewidywania dotyczące naruszenia skalowania w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym [41]. Opublikowanie pracy opóźniło się o dwa miesiące, ponieważ mieliśmy problemy z singletowymi funkcjami struktury, spowodowane mieszaniem się operatorów fizycznych z operatorowymi „duchami”. Problem ten, podobny do problemu niezmienniczości cechowania, który prześladował nas wcześniej, był jednak dużo poważniejszy. Operatory fizyczne, których elementy macierzowe są mierzalne w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym, mieszały się podczas renormalizacji z operatorami-duchami, które nie mogły mieć żadnego sensu fizycznego. W końcu zdecydowaliśmy się odłożyć analizę singletowej funkcji struktury do trzeciego artykułu, w którym rozwiązaliśmy ten problem [42]. Wykazaliśmy tam, że chociaż mieszanie to było rzeczywiste i nie do uniknięcia, operatory-duchy odpręgały się od wielkości mierzalnych fizycznie. W drugiej pracy przedyskutowaliśmy szczegółowo wybór między symetrią zachowaną a niezachowaną i napisaliśmy:

Istnieje również możliwość, że symetria cechowania jest ścisła. Na pierwszy rzut oka wydaje się to bezsensowne, ponieważ pociąga za sobą istnienie bezmasowych, silnie oddziałujących mezonów wektorowych. W asymptotycznie swobodnych teoriach takie naiwne oczekiwania mogą jednak okazać się nieprawdziwe. Związek między „swobodnym” lagranżjanem a widmem stanów może być bardzo luźny. . . Zachowanie się funkcji Greena w podczerwieni jest w tym wypadku określone przez granicę silnego sprzężenia teorii. Jest bardzo możliwe, że to zachowanie w podczerwieni jest takie, że powoduje likwidację wszystkich stanów oprócz singletów koloru i że kolorowe pola cechowania podobnie jak kwarki mogą być „zaobserwowane” w obszarze dużych pędów euklidesowych, ale nigdy nie będą wytworzone jako rzeczywiste stany asymptotyczne [41].

Steve Weinberg na asymptotyczną swobodę zareagował natychmiast. Napisał artykuł, w którym stwierdził, że w asymptotycznie swobodnej teorii oddziaływań silnych z cechowaniem efekty rzędu α oddziaływań elektroślabych można obliczyć z pominięciem oddziaływań silnych. Wykazał także, że oddziaływania silne nie naruszają zasad zachowania parzystości i dziwności (co było zgodne z pomiarami) pod warunkiem, że nie istnieją skalary kolorowe [43]. Doprowadziło go to do sformułowania sugestii, że teoria z nienaruszoną symetrią kolorową może tłumaczyć, dlaczego nie obserwuje się kwarków i gluonów. Między jego hipotezą i naszą zachodzi pewna delikatna różnica. Weinberg argumentował, że być może rozbieżności w podczerwieni spowodowane bezmasowością gluonów w teorii z nienaruszoną kolorową symetrią cechowania prowadzą do znikania przekroju czynnego na produkcję stanów niesingletowych. Dziś wierzymy, że w pewnych supersymetrycznych teoriach nieabelowych może występować także faza kulombowska, w której symetria koloru pozostaje nienaruszona, a uwięzienia nie ma. My zaś argumentowaliśmy, że to przypuszczalnie wzrost efektywnego sprzężenia na dużych odległościach, czyli zachowanie sprzężenia w podczerwieni spowodowane odwrotną stroną asymptotycznej swobody (później upowszechnione pod nazwą asymptotycznej niewoli przez Howarda Georgiego i Glashowa) prowadzi do uwięzienia kwarków i gluonów w stanach singletowych.

W październiku 1973 roku Fritsch, Gell-Mann i Heinrich Leutwyler opublikowali artykuł, w którym dyskutowali „zalety hipotezy istnienia oktetu kolorowych gluonów”. Rozważali w nim korzyści płynące z „otrzymywania własności hadronów i ich prądów z modelu z cechowaniem Yanga–Millsa opartego na kolorowych kwarkach i oktecie kolorowych gluonów” [44]. Dyskutowali różne modele i wskazywali na zalety każdego z nich. Pierwsza sprawa była omawiana już podczas konferencji fizyki wielkich energii w NAL w sierpniu 1972 r. Gell-Mann i Fritsch przedstawiali tam swój program „wyławiania wyników z modelu kwarkowo-gluonowego” [45]. Rozważali różne modele i pytali: „Czyż mamy dla wygody traktować wektorowe gluony jak singlety kolorowe?”. W październiku 1973 r. Fritsch, Gell-Mann i Leutwyler zauważyli również, że w nierelatywistycznym modelu kwarków, w któ-

rym wymiana wektorowych gluonów wytwarza potencjał kulombowski, potencjał taki jest przyciągający w kanałach będących singletami koloru, dzięki czemu występują one w przyrodzie, co zauważył już wcześniej Harry Lipkin [46]. Odnotowali oni także asymptotyczną swobodę takich teorii, ale nie uważali jej za argument na rzecz skalowania, gdyż – jak napisali – „możliwe, że przy bardzo wysokich energiach wystąpią modyfikacje dające prawdziwe skalowanie”. Na końcu zauważali, że aksjalna anomalia $U(1)$ w teorii z nieabelową grupą cechowania może wytłumaczyć osławiony problem $U(1)$, choć nie potrafili wytłumaczyć jak, ponieważ samą anomalię można było zapisać jako całkowitą dywergencję. (Dopiero odkrycie instantonów pozwoliło znaleźć rozwiązanie problemu $U(1)$).

Powstanie i zaakceptowanie QCD

Choć było dla mnie jasne, że oddziaływania silne muszą być opisywane przez teorie z nieabelową grupą cechowania, do rozwiązania pozostawało wciąż wiele problemów. Sytuacja doświadczalna była niejasna, a zagadnienie uwięzienia pozostawało otwarte. Mimo to w wąskim kręgu fizyków teoria została bardzo szybko zaakceptowana. Czasami zdarza się, że nowe idee w fizyce przebijają się do powszechnej świadomości latami. Jednak w rzadkich przypadkach, takich właśnie jak ten, następuje zmiana w postrzeganiu zagadnienia podobna do przemiany fazowej. Przed asymptotyczną swobodą wydawało się, że do dynamicznej teorii hadronów jest jeszcze bardzo daleko; po jej odkryciu wydawało się oczywiste, że QCD jest taką właśnie teorią. (Nazwa QCD pojawiła się po raz pierwszy w artykule przeglądowym Williama Marciano i Heinza Pagelsa [47], którzy jej wymyślenie przypisywali Gell-Mannowi. Nazwa ta była tak trafna, że nikt nie mógł jej niczego zarzucić). Asymptotyczna swoboda tłumaczyła skalowanie na małych odległościach oraz proponowała mechanizm odpowiedzialny za uwięzienie na odległościach dużych. Nagle stało się jasne, że teoria z nieabelową grupą cechowania jest spójna ze wszystkim, co wiedzieliśmy o oddziaływaniach silnych, i że jest w stanie objąć całą udaną fenomenologię oddziaływań silnych rozwiniętą w ciągu poprzedniej dekady. Ponieważ gluony nie niosą zapachu, więc globalne symetrie zapachowe oddziaływań silnych, $SU(3) \times SU(3)$, były natychmiastowym wnioskiem z teorii, o ile tylko masy kwarków (ściślej: parametry masowe kwarków występujące w lagranżjanie, a nie fizyczne masy kwarków, które można efektywnie uważać za nieskończone na skutek uwięzienia) są dostatecznie małe.

Jeszcze bardziej pociągający był fakt, że można było robić obliczenia. Ponieważ rachunek zaburzeń był wiarygodny na małych odległościach, z wieloma problemami można było sobie poradzić. Niektórzy teoretycy, wśród nich Guido Altarelli, Tom Appelquist, Callan, Coleman, Mary Gaillard, Renato Gatto, Georgi, Glashow, John Kogut, Ben Lee, Luciano Maiani, Migdal, Poliakow, Politzer, Lennie Susskind, Steven Wein-

berg i Zee, od razu przekonali się do nowej teorii. Na dużych odległościach rachunek zaburzeń był, niestety, bezużyteczny. Nawet dzisiaj, po 31 latach badań, ciągle brak nam godnych zaufania analitycznych narzędzi do prowadzenia obliczeń w tym obszarze QCD. Pozostaje to jednym z najważniejszych, i niestety całkowicie zaniedbanych, obszarów teoretycznej fizyki cząstek. Wówczas najważniejszą kwestią było jednak nabranie przekonania, że koncepcja uwięzienia nie jest sprzeczna z dynamiką QCD. Jeden z pierwszych kroków w tę stronę uczyniła teoria z cechowaniem na sieci opracowana przez Wilsona. Usłyszałem o niej po raz pierwszy, gdy wygłaszałem wykład na Uniwersytecie Cornella późną wiosną 1973 r. Wilson zaczął myśleć o tym podejściu wkrótce po odkryciu asymptotycznej swobody. Sformułowanie teorii z cechowaniem na sieci (niezależnie zaproponowane przez Poliakowa) miało tę bardzo wielką zaletę, że – jak zauważył Wilson jesienią 1973 r. [48] – granica silnego sprzężenia była szczególnie prosta i wykazywała uwięzienie. Dysponowaliśmy więc przynajmniej zgrubnym przybliżeniem, w którym uwięzienie było ściśle. Przybliżenie jest w istocie grube, gdyż aby przejść od teorii na sieci do teorii sformułowanej w kontinuum, trzeba przejść do granicy słabego sprzężenia. Można sobie było jednak wyobrażać, że uwięzienie nie zniknie przy ciągłym przejściu od sprzężenia słabego do silnego, inaczej mówiąc, że nie nastąpi wtedy przemiana fazowa. Poza tym można było, jak uważał Wilson, badać tę możliwość numerycznie przy użyciu metod Monte Carlo, umożliwiających obliczenie funkcji podziału na sieci. Pierwsze ilościowe wyniki tego podejścia pojawiły się jednak dopiero w pracy Michaela Creutz z 1979 r. [49]. Ambitny program obliczenia widma mas hadronów nie został do tej pory zrealizowany i stale oczekuje na następną generację komputerów.

Wiele satysfakcji sprawiły mi osobiście w ostatnich latach dwa przykłady rozwiązywalnych dwuwymiarowych teorii pola. Jedną z nich była teoria $(\bar{\Psi}\Psi)^2$, którą badałem wspólnie z Andrém Neveu i którą rozwiązaliśmy dla dużej liczby N [50]. Dostarczyło to rozwiązywalnego przykładu asymptotycznie swobodnej teorii, w której zachodziła transmutacja wymiarowa, dzięki czemu zniknęły problemy w podczerwieni: spontaniczne naruszenie symetrii dynamicznie nadaje fermionom masy. Był to przykład asymptotycznie swobodnej teorii bez żadnego wbudowanego parametru masowego. Sprawdziliśmy, że model ten jest wewnętrznie spójny i fizyczny. Drugim rozwiązywalnym modelem była dwuwymiarowa QCD analizowana przez 't Hoofta w granicy dużej liczby N [51]. Dwuwymiarowe teorie z cechowaniem w trywialny sposób przewidują uwięzienie koloru. Zostało to zrozumiane i przedyskutowane jako model uwięzienia w przypadku teorii z abelową grupą ce-

chowania – w tzw. modelu Schwingera – już w roku 1973 przez Aharona Cashera, Koguta i Susskinda [52]. QCD₂ jest jednak dużo lepszym przykładem. W teorii tej widmo uwięzionych kwarków na wiele sposobów przypomina świat czterowymiarowy. Przykłady te dały wielu z nas całkowite zaufanie do poprawności idei uwięzienia. Wyraźnie możliwa była teoria, której podstawowe pola nie odpowiadają stanom asymptotycznym, czyli cząstkom, które mogą być bezpośrednio obserwowane w laboratorium. Zaczęły się również pojawiać zastosowania nieabelowych teorii z cechowaniem. Przeprowadzono dwa obliczenia funkcji β w przybliżeniu dwupętlowym z następującym wynikiem, zapisanym przy użyciu notacji ze wzoru (2): $b_2 = -[(17/12)C_A^2 - (1/2)C_F T_F n - (5/6)C_A T_F n]$ [53]. Appelquist i Georgi [54] oraz Zee [55] obliczyli poprawki do skalowania przekroju czynnego na anihilację e^+e^- . Gaillard i Lee [56] oraz niezależnie Altarelli i Maiani [57] obliczyli, jak poprawki od oddziaływań silnych zwiększają elementy macierzowe nieleptonowych rozpadów z $\Delta I = 1/2$. Analiza naruszenia skalowania w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym była kontynuowana [58], a zastosowanie asymptotycznej swobody zwane obecnie perturbacyjną QCD rozszerzono na wiele nowych procesów.

Od strony doświadczalnej sytuacja rozwijała się powoli, a początkowo wyglądała wręcz źle. Pamiętam konferencję w Trieście, w której uczestniczyłem wiosną 1974 r. Spotkałem tam Burta Richtera, który zachwycał się faktem, że stosunek $R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ rośnie z energią, zamiast dążyć do stałej wartości, jak oczekiwano. Była to najpewniejsza konsekwencja skalowania: R musi dążyć do stałej w każdej teorii ze skalowaniem. W większości teorii nie można przewidzieć wartości tej stałej. Asymptotycznie swobodna teoria przewiduje jednak, że stała ta jest równa sumie kwadratów ładunków składników. Gdyby zatem istniały tylko trzy znane wtedy kwarki, to należałoby oczekiwać, że $R \rightarrow 3[(1/3)^2 + (1/3)^2 + (2/3)^2] = 2$. Richter donosił jednak, że wartość R rośnie, przekracza 2 i nie wykazuje żadnej tendencji do stabilizacji. Wielu z nas wiedziało, że cząstki powabne powinny istnieć. Nie dość, że były one konieczne (w tym celu je właśnie wymyślono), aby umożliwić działanie mechanizmu GIM, to jeszcze – jak wykazali Claude Bouchiat, John Illiopoulos i Maiani [59], a niezależnie Roman Jackiw i ja [60] – gdyby kwark powabny nie istniał, to teoria elektro-słaba byłaby anomalna i nierenormalizowalna. Znana już była ważna i wnikliwa praca Gaillard, Lee i Jonathana Rosnera [61] o fenomenologii powabu. Dlatego wielu z nas sądziło, że skoro R rośnie, to prawdopodobnie produkowany jest powab. W roku 1974 odkryto powabne mezony, które były dużo węższe⁵ niż ktokolwiek (z wyjątkiem Appelquista i Politzera [62]) przypusz-

⁵ Ponieważ pomiar energii z nieskończoną precyzją wymaga nieskończonego czasu, cząstki żyjące bardzo krótko nie mają dobrze określonej masy. Szerokość obserwowanego rozkładu masy nazywa się potocznie szerokością cząstki – tłum.

czał. Wyglądały one bardzo podobnie do pozytonium i łatwo można było wyjaśnić ich własności jako kulombowskich stanów związanych kwarków. Było to rozstrzygającym argumentem dla wielu spośród sceptyków. Reszta została prawdopodobnie przekonana, gdy w eksperymentach przy wyższych energiach zaczęto obserwować dzęty kwarkowe i gluonowe.

Precyzyjne sprawdzenie przewidywania teorii, jakim były logarytmiczne odstępstwa od ścisłego skalowania, potrwało nieco dłużej. Dobrze pamiętam uwagę starszego kolegi, uczynioną w kwietniu 1973 r., gdy byłem bardzo podniecony odkryciem asymptotycznej swobody. Powiedział on, że to wielka szkoda, że nasze nowe przewidywania dotyczące rozpraszania głęboko nieelastycznego są efektami logarytmicznymi, gdyż nawet jeśli są prawdziwe, to jest mało prawdopodobne, żebyśmy się doczekali ich sprawdzenia, nawet u schyłku naszego życia. Była to przesada, ale na sprawdzenie przewidywań teorii trzeba było czekać dość długo. Potwierdzenia zaczęły się pojawiać bardzo powoli, dopiero w latach 1975–78. Obecnie przewidywania te są rzeczywiście potwierdzone, w niektórych przypadkach z dokładnością lepszą niż 1%. Dzisiaj, gdy doświadczalnicy przedstawiają wyniki, pokazują swoje wykresy typu klocków Lego i mówią: – Tutaj widzimy kwark, a tutaj gluon. – Uwierzyć to zobaczyć, a zobaczyć to uwierzyć. Obecnie wierzymy w fizyczną realność kwarków i gluonów, wierzymy w asymptotyczną prostotę ich oddziaływań przy wielkich energiach, a więc możemy zobaczyć kwarki i gluony. Sposób, w jaki widzimy kwarki i gluony – pośrednio, czyli przez obserwację skutków ich działania na nasze przyrządy pomiarowe – niewiele różni się od sposobu, w jaki widzimy elektrony.

Konsekwencje asymptotycznej swobody

Najważniejszą konsekwencją asymptotycznej swobody jest sama QCD z punktowym zachowaniem kwarków na małych odległościach i oddziaływaniami silnymi prowadzącymi do uwięzienia na odległościach dużych. Asymptotyczna swoboda zwiększyła ponadto znacznie nasze zaufanie do spójności kwantowej teorii pola, dała pierwszy przykład teorii bez żadnych wolnych parametrów, pozwoliła nam spojrzeć na sam początek historii Wszechświata i umożliwiła ekstrapolację Modelu Standardowego do obszaru wielkich energii.

A. Spójność kwantowej teorii pola

Tradycyjnie podstawowe teorie przyrody miały tendencję do załamania się na małych odległościach. Zjawisko to zazwyczaj wskazuje na pojawianie się nowej fizyki, która jest odkrywana wtedy, gdy dysponujemy urządzeniami doświadczalnymi o dostatecznie dużej zdolności rozdzielczej (energii), aby móc badać zakres większych energii. Przed odkryciem asymptotycznej swobody oczekiwano, że każda z kwantowych teorii pola załamie się przy dostatecznie wielkiej energii, przy której zaczynają ujawniać się niedostatki pro-

cedury renormalizacji, i że aby poradzić sobie z tym problemem, trzeba wprowadzić jakiś rodzaj fundamentalnej długości. W asymptotycznie swobodnej teorii tak być nie musi; zmniejszanie się efektywnego sprzężenia przy wielkiej energii oznacza, że na małych odległościach nie musi się pojawiać żadna nowa fizyka. Nie ma żadnych nieskończoności, gołe sprzężenie jest skończone, a właściwie nawet znika. Jedyne występujące rozbieżności są złudzeniem, które pojawia się, gdy próbujemy porównywać, przy użyciu rachunku zaburzeń, skończone sprzężenie efektywne na skończonych odległościach ze znikającym sprzężeniem efektywnym na odległościach nieskończonej małych.

Tak więc odkrycie asymptotycznej swobody zdecydowanie utwierdziło nas w przekonaniu o wewnętrznej spójności czterowymiarowej kwantowej teorii pola. Możemy ufać wynikom uzyskiwanym w asymptotycznie swobodnych teoriach za pomocą renormalizacji, nawet jeżeli rachunek zaburzeń stanowi tylko rozwinięcie asymptotyczne. Jest tak dlatego, że teoria staje się prostsza na małych odległościach. Jesteśmy bardzo bliscy uzyskania ścisłego matematycznego dowodu na istnienie asymptotycznie swobodnych teorii z cechowaniem w czterech wymiarach – przynajmniej wtedy, gdy rozważamy je wewnątrz skończonego pudełka, aby poskromić dynamikę w podczerwieni, która powoduje uwięzienie.

B. Brak swobodnych parametrów

Na pierwszy rzut oka QCD ma tylko jeden swobodny parametr, bezwymiarową liczbę określającą siłę oddziaływania (jeżeli pominiemy masy kwarków, co jest bardzo dobrym przybliżeniem dla zwykłych hadronów, ponieważ lekkie kwarki są rzeczywiście bardzo lekkie). Ale w wyniku zależności ładunku od odległości lub energii w teorii powstaje dynamiczna skala masy. Skalę masową QCD określa się jako energię, przy której ładunek ma pewną wartość, np. 1. Dzięki owej transmutacji wymiarowej wszystkie masy, a nawet wszystkie obserwowalne są obliczalne w funkcji tej powstającej w sposób dynamiczny skali masy. Twierdzi się czasem, że źródłem masy całej materii jest mechanizm Higgsa, odpowiadający za naruszenie symetrii elektroslabej, która, gdyby nie była naruszona, zabroniłaby kwarkom mieć masy. Stwierdzenie to nie jest prawdziwe. Większość, bo ok. 99% masy protonu pochodzi z energii kinetycznej i potencjalnej bezmasowych gluonów oraz w gruncie rzeczy bezmasowych kwarków, uwięzionych wewnątrz protonu.

W ten sposób QCD jest pierwszym przykładem kompletnej teorii bez swobodnych parametrów i bez wskazówek wewnątrz teorii świadczących o istnieniu skali odległości, na których musiałaby ona się załamywać. Gdyby nie istnienie oddziaływań elektroslabych i grawitacyjnych, moglibyśmy przecież być zadowoleni z obecnego stanu QCD. Jest to najlepszy przykład teorii kompletnej i idealnej, jakim dysponujemy.

C. Wczesna historia Wszechświata

Wszechświat rozszerza się od momentu Wielkiego Wybuchu, a zatem na początku był gęsty i gorący. Aby prześledzić jego historię, musimy zrozumieć dynamikę zachodzących w nim procesów, gdy był gorący, a cząstki miały bardzo wielkie energie. Przed powstaniem Modelu Standardowego nie mogliśmy cofnąć się bardziej niż do 200 tysięcy lat po Wielkim Wybuchu. Dzisiaj, przede wszystkim dzięki temu, że QCD upraszcza się przy wielkich energiach, możemy ekstrapolować ją do bardzo wczesnych okresów, gdy nukleony były stopione, a uwolnione kwarki i gluony tworzyły plazmę kwarkowo-gluonową.

D. Unifikacja

Jedną z najważniejszych konsekwencji swobody asymptotycznej jest możliwość wglądu w unifikację wszystkich oddziaływań w przyrodzie. Prawie natychmiast po odkryciu asymptotycznej swobody i zaproponowaniu teorii oddziaływań silnych z nieabelową grupą cechowania przeprowadzono pierwsze próby zunifikowania wszystkich oddziaływań. Było to zupełnie naturalne, jeżeli wziąć pod uwagę, że do opisu wszystkich znanych oddziaływań stosowano bardzo podobne teorie. Co więcej, pozornie nieprzewidywalna przeszkoda stojąca przed unifikacją – a mianowicie duża różnica między stałymi sprzężenia oddziaływań silnych i elektroślabych – została uznana za efekt niskoenergetyczny. Ponieważ oddziaływania silne słabną ze wzrostem energii, oddziaływania obu rodzajów mogłyby pochodzić ze wspólnego źródła przy bardzo wielkich energiach. Georgi, Helen Quinn i Steven Weinberg wykazali, że stałe sprzężenia zmieniają się z energią w taki sposób, że dążą do takiej samej wartości dla energii między 10^{14} a 10^{16} GeV [63]. Stanowi to dla nas najsilniejszą wskazówkę, gdzie należy spodziewać się następnego prognozy podstawowych własności fizyki, i sugeruje, że przy tej olbrzymiej energii wszystkie oddziaływania przyrody, łącznie z grawitacją, jednoczą się.

Kończąc moje wystąpienie, chciałbym podziękować nie tylko Fundacji Noblowskiej, ale samej przyrodzie, która dała nam możliwość badania jej tajemnic i szczęście odkrycia jednego z jej najbardziej tajemniczych i pięknych aspektów – fizyki silnych oddziaływań.

Tłumaczył Maciej Górski
Instytut Problemów Jądrowych
im. Andrzeja Sołtana
Warszawa

Literatura

- [1] R. Feynman, w: *The Quantum Theory of Fields – The 12th Solvay Conference, 1961* (Interscience, New York).
- [2] L.D. Landau, I. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **102**, 489 (1955).
- [3] L.D. Landau, w: *Niels Bohr and the Development of Physics*, red. W. Pauli (Pergamon Press, London 1955), s. 52.

- [4] L.D. Landau, „Fundamental Problems”, w: *Pauli Memorial Volume* (Interscience, New York 1960), s. 245.
- [5] M.V. Terent'ev, V.S. Vanyashin, *Soviet Physics JETP* **21**, 380 (1965).
- [6] G. Chew, w: *S-Matrix Theory* (W.A. Benjamin, Inc., 1963).
- [7] M. Gell-Mann, „Current Algebra: Quarks and What Else?”, w: *Proceedings of the XVI Int'l Conference on High Energy Physics* (1972), t. 4, s. 135.
- [8] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The Eightfold Way* (W.A. Benjamin, Inc., 1964).
- [9] M. Gell-Mann, „The Symmetry Group of Vector and Axial Vector Currents”, *Physics* **1**, 63 (1964).
- [10] M. Gell-Mann, „A Schematic Model of Baryons and Mesons”, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964); G. Zweig, CERN Report No. TH401, 4R12 (1964) (nieopublikowane).
- [11] O.W. Greenberg, „Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons”, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 598 (1964).
- [12] Y. Nambu, „Dynamical Symmetries & Fundamental Fields”, *Proceedings of 2nd Coral Gables Conf. on Symmetry Principles at High Energy* (1965), s. 133; „Systematics of Hadrons in Subnuclear Physics”, *Preludes in Theoretical Physics* (1965).
- [13] M.Y. Han, Y. Nambu, „Three-Triplet Model with Double SU(3) Symmetry”, *Phys. Rev. B* **139**, 1006 (1965).
- [14] F. Low, w: *Proceedings of the International Conference on High Energy Physics* (1966), s. 249.
- [15] S. Adler, „Sum Rules for the Axial Vector Coupling Constant Renormalization in Beta Decay”, *Phys. Rev. B* **140**, 736 (1965); W.I. Weisberger, „Unsubtracted Dispersion Relations and the Renormalization of the Weak Axial-Vector Coupling Constants”, *Phys. Rev. B* **143**, 1302 (1966).
- [16] R. Dashen, M. Gell-Mann, „Representations of Local Current Algebra at Infinite Momentum”, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 340 (1966).
- [17] J.D. Bjorken, „Applications of the Chiral $U(6) \times U(6)$ Algebra of Current Densities”, *Phys. Rev. B* **148**, 1467 (1966); „Current Algebra at Small Distances”, *Varenna School Lectures, Course XLI*, Varenna, Italy (1967).
- [18] C.G. Callan, D.J. Gross, „Crucial Test of a Theory of Currents”, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 311 (1968).
- [19] E.D. Bloom i in., „High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10° ”, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 930 (1969).
- [20] C.G. Callan, D.J. Gross, „High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current”, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 156 (1968).
- [21] D.J. Gross, C. Llewellyn-Smith, „High Energy Neutrino-Nucleon Scattering, Current Algebra and Partons”, *Nucl. Phys. B* **14**, 337 (1969).
- [22] R.P. Feynman, „High-Energy Collisions of Hadrons”, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415 (1969).
- [23] S.D. Drell, T.M. Yan, „Partons and Their Applications at High Energies”, *Ann. Phys. (NY)* **66**, 578 (1971).
- [24] D.J. Gross, J. Wess, „Scale Invariance, Conformal Invariance and the High Energy Behavior of Scattering Amplitudes”, *Phys. Rev. D* **2**, 753 (1970).
- [25] C.G. Callan, „Broken Scale Invariance in Scalar Field Theory”, *Phys. Rev. D* **2**, 1541 (1970); K. Symanzik, „Small Distance Behavior in Field Theory and Power Counting”, *Comm. Math. Phys.* **18**, 227 (1970).
- [26] G. Veneziano, „Construction of a Crossing-Symmetric Regge-Behaved Amplitude for Linearly Rising Trajectories”, *Nuovo Cimento* **57A**, 190 (1968).

- [27] G. 't Hooft, „Renormalizable Lagrangians for Massive Yang–Mills Fields”, *Nucl. Phys.* **35**, 167 (1967).
- [28] K. Wilson, „Renormalization Group and Strong Interactions”, *Phys. Rev. D* **3**, 1818 (1971).
- [29] C.G. Callan, „Broken Scale Invariance and Asymptotic Behavior”, *Phys. Rev. D* **5**, 3202 (1972); K. Symanzik, „Small-Distance-Behavior Analysis and Wilson Expansions”, *Comm. Math. Phys.* **23**, 49 (1971); N. Christ, B. Hasslacher, A. Mueller, „Light-Cone Behavior of Perturbation Theory”, *Phys. Rev. D* **6**, 3543 (1972) oraz [34].
- [30] R. Jackiw, R. Van Royen, G. West, „Measuring Light-Cone Singularities”, *Phys. Rev. D* **2**, 2473 (1970); Y. Frishman, „Operator Products at Almost Light Like Distances”, *Ann. Phys.* **66**, 373 (1971); H. Leutwyler, J. Stern, „Singularities of Current Commutators on the Light Cone”, *Nucl. Phys. B* **20**, 77 (1970); D.J. Gross, „Light Cone Structure of Current Commutators in the Gluon–Quark Model”, *Phys. Rev. D* **4**, 1059 (1971); N. Christ, B. Hasacher, A. Mueller, „Light-Cone Behavior of Perturbation Theory”, *Phys. Rev. D* **6**, 3543 (1972).
- [31] K. Wilson, J. Kogut, „The Renormalization Group and the ϵ Expansion”, *Phys. Rep.* **31**, 792 (1973).
- [32] M. Gell-Mann, F. Low, „Quantum Electrodynamics at Small Distances”, *Phys. Rev.* **95**, 1300 (1954); E. Stueckelberg, A. Petermann, „La Normalisation des Constantes dans la Théorie des Quanta”, *Helv. Phys. Acta* **26**, 499 (1953); N.N. Bogoliubov, D.V. Shirkov, *Introduction to the Theory of Quantized Fields* (Interscience, New York 1959).
- [33] G. Parisi, „Deep Inelastic Scattering in a Field Theory with Computable Large-Momenta Behavior”, *Lett. al Nuovo Cimento* **7**, 84 (1973).
- [34] C.G. Callan, D.J. Gross, „Bjorken Scaling in Quantum Field Theory”, *Phys. Rev. D* **8**, 4383 (1973).
- [35] S. Coleman, D.J. Gross, „Price of Asymptotic Freedom”, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 851 (1973).
- [36] A. Zee, „Study of the Renormalization Group for Small Coupling Constants”, *Phys. Rev. D* **7**, 3630 (1973).
- [37] D.J. Gross, F. Wilczek, „Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories”, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [38] H.D. Politzer, „Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?”, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973).
- [39] N.K. Nielsen, „Asymptotic Freedom as a Spin Effect”, *Am. J. Phys.* **49**, 1171 (1981).
- [40] W.A. Bardeen, H. Fritzsch, M. Gell-Mann, „Light-Cone Current Algebra, π^0 Decay, and e^+e^- Annihilation”, w: *Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics*, red. R. Gatto (Wiley & Sons, 1973).
- [41] D.J. Gross, F. Wilczek, „Asymptotically Free Gauge Theories. I”, *Phys. Rev. D* **8**, 3633 (1973).
- [42] D.J. Gross, F. Wilczek, „Asymptotically Free Gauge Theories. II”, *Phys. Rev. D* **9**, 980 (1974).
- [43] S. Weinberg, „Non-Abelian Gauge Theories of the Strong Interactions”, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 494 (1973).
- [44] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, „Advantages of the Color Octet Gluon Picture”, *Phys. Lett.* **47B**, 368 (1973).
- [45] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, „Current Algebra: Quarks and What Else?”, *Proceedings of the XVI Int. Conf. on High Energy Physics* (1972), t. 2, s. 164.
- [46] H. Lipkin, „Triality, Exotics and the Dynamical Basis of the Quark Model”, *Phys. Lett.* **45B**, 267 (1973).
- [47] W. Marciano, H. Pagels, „Quantum Chromodynamics”, *Phys. Rep.* **C36**, 137 (1978).
- [48] K. Wilson, „Confinement of Quarks”, *Phys. Rev. D* **10**, 2445 (1974).
- [49] M. Creutz, „Confinement and the Critical Dimensionality of Space-Time”, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 553 (1979).
- [50] D.J. Gross, A. Neveu, „Dynamical Symmetry Breaking in an Asymptotically Free Theory”, *Phys. Rev. D* **10**, 3235 (1974).
- [51] G. 't Hooft, „A Planar Diagram Theory for Strong Interactions”, *Nucl. Phys. B* **72**, 461 (1974).
- [52] A. Casher, J. Kogut, L. Susskind, „Vacuum Polarization and the Quark–Parton Puzzle”, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 792 (1973); „Vacuum Polarization and the Absence of Free Quarks”, *Phys. Rev. D* **10**, 732 (1974).
- [53] W. Caswell, „Asymptotic Behavior of Non-Abelian Gauge Theories to Two-Loop Order”, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 244 (1974); D. Jones, „Two-Loop Diagrams in Yang–Mills Theory”, *Nucl. Phys. B* **75**, 531 (1974).
- [54] T. Appelquist, H. Georgi, „ e^+e^- Annihilation in Gauge Theories of Strong Interactions”, *Phys. Rev. D* **8**, 4000 (1973).
- [55] A. Zee, „Electron–Positron Annihilation in Stagnant Field Theories”, *Phys. Rev. D* **8**, 4038 (1973).
- [56] M.K. Gaillard, B.W. Lee, „ $\Delta I = 1/2$ Rule for Non-Leptonic Decays in Asymptotically Free Field Theories”, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 108 (1974).
- [57] G. Altarelli, L. Maiani, „Octet Enhancement of Non-Leptonic Weak Interactions in Asymptotically Free Gauge Theories”, *Phys. Lett.* **52B**, 351 (1974).
- [58] D.J. Gross, „How to Test Scaling in Asymptotically Free Theories”, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1071 (1974).
- [59] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, „An Anomaly Free Version of Weinberg’s Model”, *Phys. Lett.* **38B**, 519 (1972).
- [60] D.J. Gross, R. Jackiw, „The Effect of Anomalies on Quasi-Renormalizable Theories”, *Phys. Rev. D* **6**, 477 (1972).
- [61] M.K. Gaillard, B.W. Lee, J.L. Rosner, „Search for Charm”, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 277 (1975).
- [62] T. Appelquist, H.D. Politzer, „Heavy Quarks and e^+e^- Annihilation”, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 43 (1975).
- [63] H. Georgi, H.R. Quinn, S. Weinberg, „Hierarchy of Interactions in Unified Gauge Theories”, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 451 (1974).

Redakcja i tłumacz dziękują prof. Piotrowi H. Chankowskiemu za pomoc merytoryczną przy pracy nad przekładem.

Badanie kwantowania przewodności elektrycznej w nanodrutach*

Szymon Godlewski, Antoni Tekiel

Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński

Demonstration of quantized conductance of nanowires

Abstract: Quantized conductance of gold nanowires was demonstrated in our experiment. Gold nanowires a few atomic diameters wide were created by hitting a gold wire against a flat surface of a gold sample placed on a piezostack. The conductance of the nanowires was measured with an oscilloscope. A nanowire suspended between the sample and the gold wire was directly observed to have a quantized conductance. Results were statistically analyzed by plotting histograms for several measured conductance values. Observed quantum units of conductance differed by about 10% from theoretical predictions. This discrepancy is due to practical limitations of the apparatus, which are further discussed.

1. Wstęp teoretyczny

1.1. Klasyczna teoria przewodnictwa Drudego

W klasycznej teorii przewodnictwa Drudego elektrony traktowane są jak idealny, niezdegenerowany gaz. Teoria ta zakłada, że: 1) pomiędzy zderzeniami elektrony poruszają się jak klasyczne cząstki, na które oddziałuje tylko zewnętrzne pole elektryczne, 2) nie ma oddziaływań elektron–elektron, 3) czas trwania zderzeń z rdzeniami atomowymi jest pomijalnie krótki, a zderzenia te są niezależne i występują z prawdopodobieństwem odwrotnie proporcjonalnym do czasu relaksacji τ . Przy tych założeniach wyrażenie na przewodność elektryczną właściwą przyjmuje postać

$$G_w = \frac{n_e e^2 \tau}{m}, \quad (1)$$

gdzie n_e oznacza koncentrację elektronów, e – ładunek elementarny, a m – masę elektronu.

Model ten zawiera oczywiście wiele uproszczeń, z których wynikają jego ograniczenia. Jednakże zasadniczym aspektem, na który należy zwrócić uwagę, jest fakt, że w myśl tego modelu nie ma żadnych ograniczeń na wielkość przewodności i może ona przyjmować całe kontinuum wartości. Okazuje się jednak, że w nanoskali założenia powyższego modelu nie mogą być już spełnione – pojawia się balistyczny transport elektronów odpowiedzialny za zupełnie odmienne własności przewodnika. Model Drudego sprawdza się bowiem wówczas, gdy długość L oraz szerokość W przewodnika spełniają zależność

$$L \gg l, \quad W \gg \lambda_F, \quad (2)$$

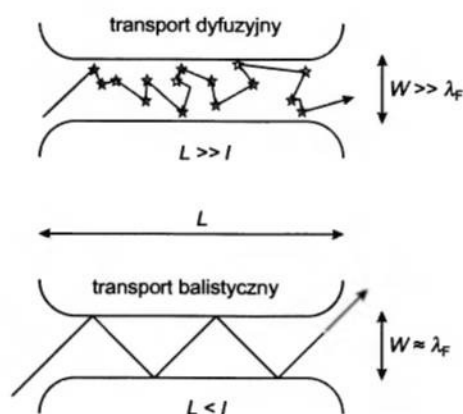
gdzie l jest średnią drogą swobodną elektronów w danym materiale, a λ_F – długością fali Fermiego.

1.2. Balistyczny transport elektronów

Balistyczny transport elektronów występuje wówczas, gdy rozmiary przewodnika spełniają warunki

$$L < l, \quad W \approx \lambda_F. \quad (3)$$

Nie zachodzą wtedy procesy rozpraszania elektronów i przewodnik staje się swego rodzaju falowodem dla funkcji falowej elektronów przewodnictwa (rys. 1).

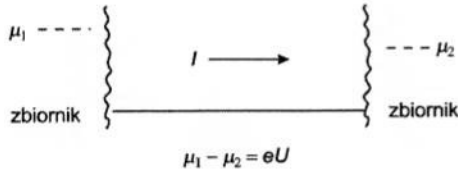


Rys. 1. Transport dyfuzyjny i balistyczny

Zagadnienie idealnego złącza między dwoma obszarami wypełnionymi elektronami po raz pierwszy opisał w roku 1957 Landauer [2]; jego opis dotyczył

*Opis pracy rocznej wykonanej przez Autorów, studentów III roku UJ, pod kierunkiem prof. Marka Szymońskiego.

jednowymiarowego drutu. Najczęściej obecnie cytowana analiza tego problemu pochodzi z pracy [3]. Rozważmy dwa zbiorniki wypełnione elektronami, przy czym ich potencjały chemiczne wynoszą odpowiednio μ_1 oraz μ_2 (rys. 2). Do opisu właściwości elektronów



Rys. 2. Dwa zbiorniki elektronów o różnych potencjałach chemicznych połączone idealnym jednowymiarowym złączem

przewodnictwa zastosujemy model Fermiego gazu elektronów swobodnych, a rozważania przeprowadzimy dla temperatury 0 K. Natężenie prądu płynącego przez złącze wyraża się wzorem

$$I = ev_F \frac{\delta(E_F)}{2} (\mu_1 - \mu_2), \quad (4)$$

gdzie v_F oznacza prędkość elektronów o energii równej energii Fermiego E_F , a $\delta(E_F)$ – gęstość stanów kwantowych przy powierzchni Fermiego. Korzystając z tego, że gęstość stanów w modelu jednowymiarowym opisuje wzór

$$\delta(E_F) = \frac{4}{hv_F}, \quad (5)$$

gdzie h oznacza stałą Plancka, a napięcie U między oboma zbiornikami jest związane z potencjałami chemicznymi zależnością

$$eU = \mu_1 - \mu_2, \quad (6)$$

otrzymujemy

$$I = \frac{2e^2}{h} U. \quad (7)$$

Tak więc przewodność złącza jest równa kwantowi przewodności

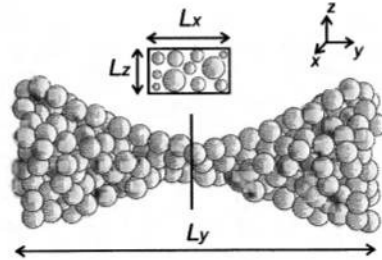
$$G_0 = \frac{2e^2}{h}. \quad (8)$$

Bliższy rzeczywistości jest przypadek przewodnika trójwymiarowego. W niniejszym opracowaniu oparto się na analizie tego przypadku zamieszczonej w [1], wykorzystującej następujące założenia:

- do opisu zachowania elektronów przewodnictwa stosujemy model Fermiego gazu elektronów swobodnych;
- wprowadzamy kartezjański układ współrzędnych, długość złącza przyjmujemy w kierunku osi y , a jego rozmiary poprzeczne w kierunkach osi x oraz z ;
- złącze jest ograniczone nieskończonymi barierami potencjału w kierunkach osi x oraz z (czyli dla

danego y elektrony uwięzione są w dwuwymiarowej studni potencjału o nieskończonych brzegach), a przekrój poprzeczny złącza jest prostokątem o zmiennych rozmiarach $L_x(y) \times L_z(y)$ (rys. 3);

- zakładamy, że w kierunku osi x oraz z funkcja falowa zmienia się powoli wraz ze zmianą y ;
- rozważania dotyczą temperatury 0 K.



Rys. 3. Ilustracja nanozłącza

Aby znaleźć wyrażenie opisujące przewodność złącza, należy przeanalizować właściwości funkcji falowej ψ elektronów przewodnictwa. Wykonujemy najpierw separację zmiennych w równaniu Schrödingera:

$$\psi(x, y, z) = \sum_n \chi_{y,n}(x, z) \varphi_n(y), \quad (9)$$

gdzie funkcje $\chi_{y,n}$ są rozwiązaniami dwuwymiarowego równania Schrödingera

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(x, y_0, z) \right] \chi_{y_0,n}(x, z) = E_n^\perp(y_0) \chi_{y_0,n}(x, z); \quad (10)$$

E_n^\perp oznacza energię ruchu poprzecznego (w stosunku do złącza) elektronów, a $\hbar = h/2\pi$.

Równanie na funkcje φ_n jest bardziej skomplikowane (jego postać nie będzie zresztą nam potrzebna); okazuje się, że w ogólnym przypadku funkcje φ_n dla różnych n są ze sobą sprzężone. Otrzymujemy zatem układ sprzężonych równań różniczkowych. Jeśli jednak funkcja falowa zmienia się powoli w kierunku osi x oraz z wraz ze zmianą y , to możemy pominąć czony sprzęgające i układ równań rozpada się na niezależne równania. Ze względu na przyjęte założenia przeanalizujemy właśnie taką sytuację.

W procesie przewodzenia prądu mogą brać udział tylko elektrony obsadzające stany znajdujące się w pobliżu powierzchni Fermiego, więc

$$E_n^\perp + \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = E_F, \quad (11)$$

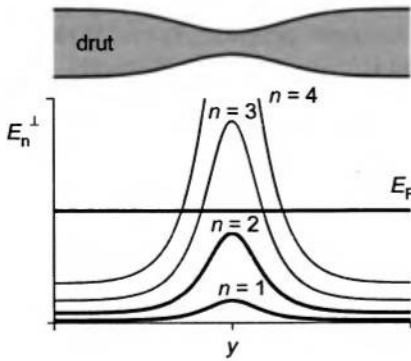
gdzie k_n jest składową wektora falowego wzdłuż złącza. W przedstawionej sytuacji możliwe jest analityczne wyznaczenie wartości własnych energii modów poprzecznych elektronów:

$$E_n^\perp(y) = \frac{\hbar^2}{8m} \left[\frac{n_x^2}{L_x^2(y)} + \frac{n_z^2}{L_z^2(y)} \right]. \quad (12)$$

Z powyższych rozważań można wyciągnąć interesujące wnioski. Gdy szerokość złącza maleje, wartości własne energii poszczególnych modów poprzecznych rosną, co jest po prostu własnością nieskończonej studni potencjału. Decydujące znaczenie dla przewodności złącza mają zatem jego rozmiary w najwęższym miejscu. Zauważmy bowiem, że ze względu na nieujemność energii kinetycznej spełnienie równania (11) wymaga, by

$$E_n^\perp \leq E_F. \quad (13)$$

Ponieważ zaś wartości własne są największe w najwęższym miejscu przewodnika, więc szerokość przewodnika w tym miejscu wyznacza tzw. otwarte kanały, czyli takie mody poprzeczne, że znajdujące się w nich elektrony mogą przejść przez złącze. Tylko takie elektrony mogą brać udział w przewodnictwie. Przedstawione rozumowanie ilustruje rys. 4 (dla ułatwienia opisu przyjęto, że złącze jest płaskie, tzn. ma niezerową szerokość i zerową grubość).



Rys. 4. Ilustracja zamykania kanałów w modelu dwuwymiarowym

Ostatecznie przewodność elektryczną złącza wyraża się prostym wzorem

$$G = NG_0 = N \frac{2e^2}{h}, \quad (14)$$

gdzie N jest liczbą otwartych kanałów.

Widzimy więc, że przewodność w nanoskali przyjmuje tylko dyskretne wartości będące wielokrotnościami G_0 , a co więcej, nie zależy ani od rodzaju przewodnika, ani od jego długości (o ile tylko zachodzi balistyczny transport elektronów). Przypomnijmy, że wartość liczbową kwantu przewodności G_0 , która należy do stałych podstawowych, wynosi ok. $7,748 \cdot 10^{-5} \text{ S} \approx 1/(12907 \ \Omega)$.

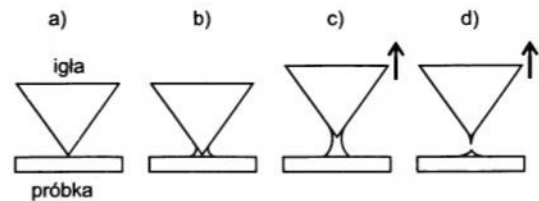
Warto na koniec podkreślić ciekawą własność transportu balistycznego. Otóż w klasycznej teorii Drudego przewodność odcinka przewodnika o długości l i polu powierzchni przekroju poprzecznego s wyraża się wzorem

$$G_D = \frac{sG_w}{l}. \quad (15)$$

Oznacza to, że zależy ona zarówno od długości, jak i szerokości przewodnika, a także od rodzaju materiału, z którego jest on wykonany (poprzez przewodność właściwą G_w). Natomiast dla nanozłącza, w którym transport elektronów ma charakter balistyczny, przewodność zależy jedynie od szerokości złącza (i to w dodatku skokowo).

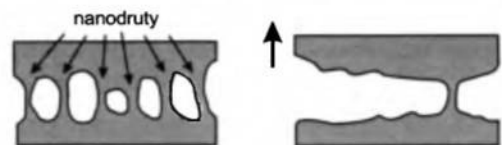
2. Metoda pomiaru

Kluczową sprawą badań kwantowania przewodności w układach nanoskopowych jest możliwość utworzenia struktur o rozmiarach odpowiadających warunkom (3) koniecznym dla obserwacji zjawiska kwantowego. Kwantowanie przewodności elektrycznej zostało po raz pierwszy zaobserwowane w dwuwymiarowym gazie elektronów przez B.J. van Weesa w roku 1988 [4]. W kolejnych badaniach wykorzystywano skaningowy mikroskop tunelowy (STM) [5]. Tworzenie nanodrutu odbywało się w sposób przedstawiony na rys. 5: a) rejestrowano prąd tunelowania (próbka była skanowana przed właściwą częścią doświadczenia), b) wymuszano kontakt igły z próbką, c) tak utworzony kontakt metaliczny przewężano i rozciągano poprzez odsuwanie igły od powierzchni próbki aż do chwili, w której nastąpiło zerwanie (d).



Rys. 5. Zastosowanie skaningowego mikroskopu tunelowego do tworzenia nanodrutów

Inną metodą tworzenia nanodrutów jest kontakt makroskopowych elektrod. Zjawisko kwantowania przewodności w nanodrutach tworzonych między elektrodami mikro- i makroskopowymi badał J.L. Costa-Krämer [6], który wysunął przypuszczenie, że niezależnie od początkowego kształtu i rozmiaru elektrod ostatni nanodrut przed rozerwaniem połączenia między elektrodami tworzy się w podobny sposób (rys. 6). Stwarza to możliwość stosowania w badaniach kwantowania przewodności układów znacznie prostszych niż mikroskop tunelowy.



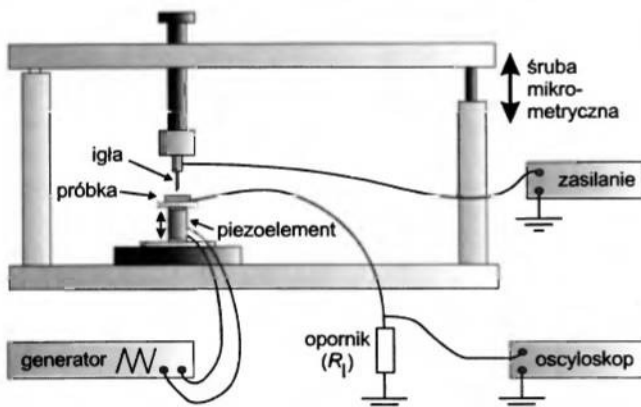
Rys. 6. Ostatni nanodrut przed rozerwaniem połączenia między makroskopowymi elektrodami tworzy się w podobny sposób jak między igłą i próbką w mikroskopie STM

Najprostszy układ do badania kwantowania przewodności między elektrodami makroskopowymi, zastosowany przez Costa-Krämera, składa się z dwóch opartych o siebie złotych drutów. W wyniku ich drgań kontakt między elektrodami cyklicznie tworzy się i znika. Przy utrzymaniu stałego napięcia na złączu można zaobserwować skokowe zmiany natężenia prądu płynącego przez układ w funkcji czasu, które odpowiadają skokowym zmianom przewodności elektrycznej złącza.

Zastosowana w doświadczeniu metoda pomiaru łączy obie powyższe techniki. Nanodrut był wytwarzany – podobnie jak w układzie STM – przez zmianę (z zastosowaniem piezoelementu) odległości między igłą i próbką. Ruch igły względem próbki powtarzał się cyklicznie. Po zbliżeniu, powstaniu kontaktu, ukształtowaniu nanodrutu, a następnie jego zerwaniu cały cykl zaczynał się od początku. Z powodu częstego wymuszania uderzeń igły w próbkę, co powodowało zmianę kształtu i rozmiaru tworzonego kontaktu, należy założyć, że kontakt odpowiadający sytuacji na rys. 5b był makroskopowy. Potem, przy oddalaniu się igły, następował proces przedstawiony na rys. 6; w chwili poprzedzającej zerwanie ostatniego nanodrutu można było zaobserwować skokowe zmiany przewodności. Nanodrut wytwarzany więc był w sposób dynamiczny. Pozwalało to także ominąć trudności wynikające z braku izolacji układu doświadczalnego od bardzo trudnych do wytłumienia drgań o częstotliwości kilku Hz, ponieważ rejestracja czasowego przebiegu natężenia prądu (lub innej wielkości z nim związanej) odbywała się w czasie znacznie krótszym niż okres tych drgań.

3. Układ doświadczalny

Zastosowany układ doświadczalny przedstawiono schematycznie na rys. 7. Całość wbudowana była



Rys. 7. Schemat układu doświadczalnego

w masywny statyw, w którego ramieniu zamontowana była igła. Jej położenie można było regulować jedynie śrubą mikrometryczną. Próbkę została osadzona na piezoelemencie, co pozwalało na dokładną zmianę

jej położenia. Piezoelement składał się z wielu szeregowo (i naprzemiennie) złożonych piezokryształów, co pozwalało na uzyskanie stosunkowo dużych odkształceń przy dość niskich napięciach (6 μm przy 100 V). Złotą próbkę przygotowano przez rozgniecenie drutu z czystego złota. Przygotowanie igły polegało jedynie na jej przycięciu (na samym początku doświadczenia).

Na piezoelement podawano sygnał trójkątny, który wymuszał ciągle naprzemiennie przybliżanie się i oddalanie igły od próbki. Do złącza igła–próbka szeregowo włączono opornik o oporze R_1 , dzięki któremu można było określić natężenie prądu płynącego przez złącze, a stąd także przewodność złącza. W tym celu obserwowano na ekranie oscyloskopu przebieg czasowy spadku potencjału na oporniku R_1 (rys. 8, u góry).

Z elektronicznego punktu widzenia układ pomiarowy stanowi dzielnik napięcia złożony ze złącza igła–próbka o oporze R oraz opornika R_1 . Układ był zasilany stałym, stabilizowanym napięciem U_Z . Jeśli na jeden kanał oscyloskopu podamy sygnał sterowania piezoelementem (przebieg trójkątny), a na drugi kanał – spadek potencjału na oporniku R_1 , to na ekranie oscyloskopu zobaczymy przebieg przedstawiony na rys. 8a. Obserwowany sygnał prostokątny jest związany ze skokowym (w tej skali czasu) procesem tworzenia i niszczenia kontaktu między igłą i próbką. Jeżeli zmienimy skalę czasu, aby skoncentrować się na zaznaczonym fragmencie, to dostrzeżemy skokowe zmiany rejestrowanej wielkości (rys. 8b).

Pozostaje więc jedynie z napięcia na oporniku R_1 wyznaczyć wartość przewodności złącza igła–próbka. Jak wspomniano, układ stanowi dzielnik napięcia, zatem napięcie U_0 rejestrowane przez oscyloskop związane jest z napięciem zasilania U_Z i oporami zależnością

$$U_0 = \frac{R_1}{R + R_1} U_Z. \quad (16)$$

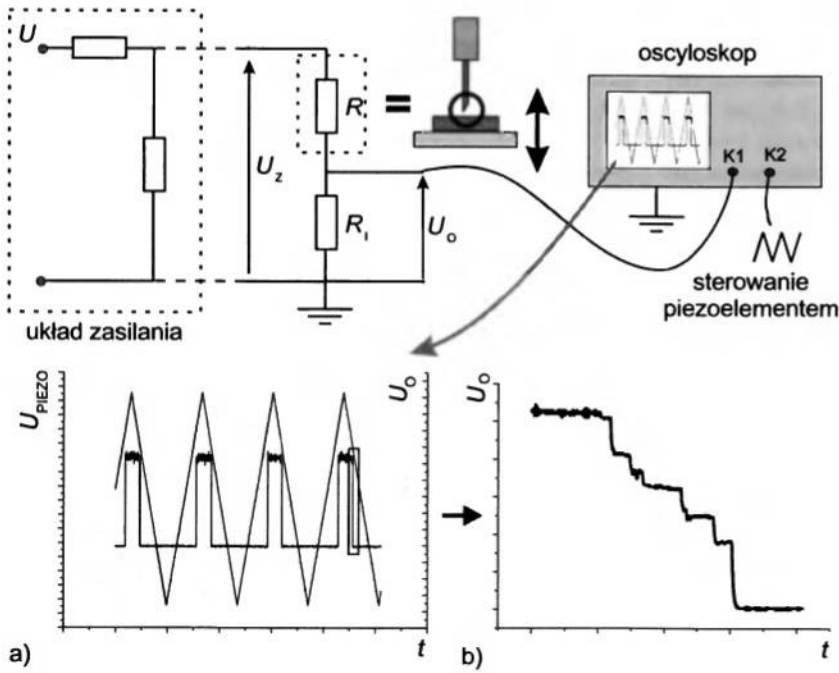
Stąd

$$\sigma = \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} \frac{U_0}{U_Z - U_0}, \quad (17)$$

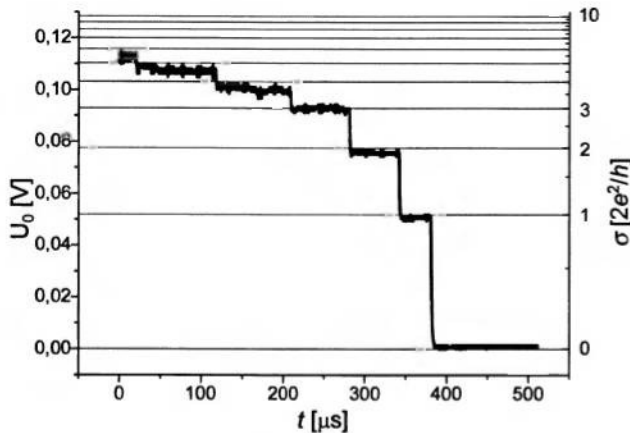
czyli przewodność złącza można jednoznacznie obliczyć na podstawie pomiaru U_0 oraz R_1 .

4. Wyniki pomiarów

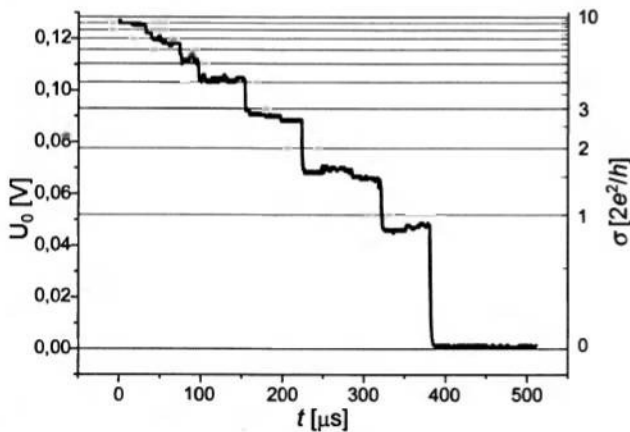
Na rysunkach 9 i 10 przedstawiono typowe przebiegi zarejestrowane za pomocą oscyloskopu podczas eksperymentu, otrzymane dla złotej igły i napięcia zasilania $U_Z = 153,4$ mV. Na osi po lewej stronie odłożono napięcie rejestrowane przez oscyloskop, natomiast oś prawa pokazuje odpowiadającą wzorowi (17) skalę przewodności elektrycznej. Gdy zerwanie złącza igła–próbka następowało nagle, bez tworzenia się nanodrutów, notowano skokowy spadek potencjału. Taka sytuacja, której nie odpowiada już rys. 6, może być



Rys. 8. Proces pomiaru przebiegów czasowych spadku potencjału na oporniku R_1 (u góry) oraz schematyczne wyniki: a) w dużej skali czasowej, b) w małej skali czasowej odpowiadającej fragmentowi zaznaczonemu na rys. a



Rys. 9. Typowy przebieg rejestrowany podczas tworzenia się nanodrutu; igła Au, próbka Au, $U_Z = 153,4$ mV

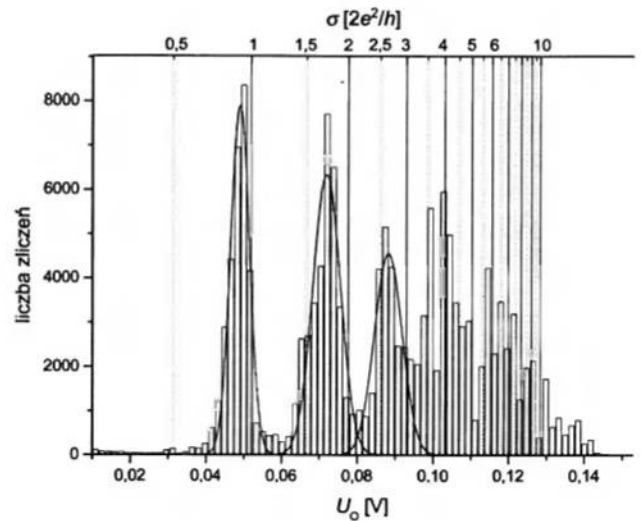


Rys. 10. Inny przebieg rejestrowany podczas tworzenia się nanodrutu; igła Au, próbka Au, $U_Z = 153,4$ mV

spowodowana zanieczyszczeniami z powietrza osiadającymi na powierzchni elektrod. Po wyeliminowaniu innych trudności doświadczalnych, w ok. 30% przypadków obserwowano jednak przebiegi podobne do przedstawionych na rys. 9 i 10. Mają one wyraźnie wieloskokowy, „schodkowy” charakter, a ich odcinki płaskie układają się w okolicach wartości przewodności elektrycznej zgodnych z teoretycznymi oczekiwaniami.

Ponieważ zarejestrowane przebiegi różnią się między sobą, przeprowadzono statystyczną analizę uzyskanych wyników pomiarów, przedstawiając dane z wielu przebiegów w formie histogramów.

Rysunek 11 przedstawia histogram utworzony z ok. 100 przebiegów dla $U_Z = 153,4$ mV. Zauważalne



Rys. 11. Histogram utworzony z około 100 wybranych przebiegów; igła Au, próbka Au, $U_Z = 153,4$ mV

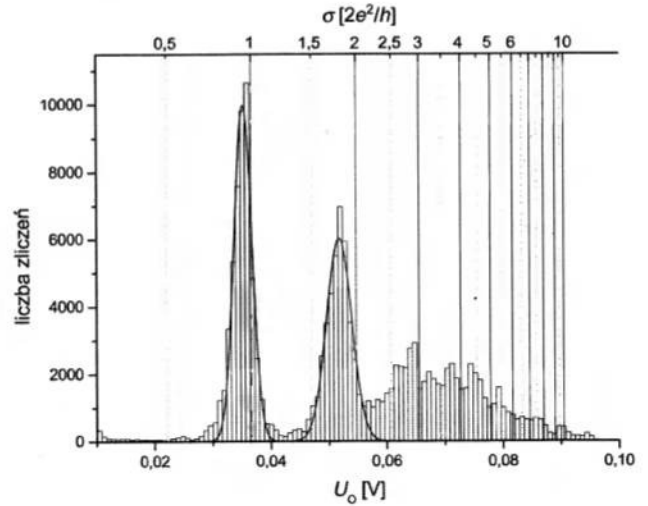
są trzy pierwsze maksima występujące w okolicy jednego, dwóch i trzech kwantów przewodności G_0 . Maksima te są jednak przesunięte w kierunku mniejszych wartości, co świadczy o większym oporze kwantowego złącza niż teoretycznie przewidywany. Bardzo istotny jest fakt, że poniżej pierwszego maksimum przewodności nie obserwuje się znaczącej liczby zliczeń, podobnie jak między pierwszym i drugim maksimum. Świadczy to o skwantowaniu przewodności elektrycznej. Aby dokładnie określić położenie otrzymanych maksimów na histogramie, do trzech wybranych fragmentów słupków zliczeń dopasowano rozkłady Gaussa (rys. 11). Otrzymane położenia maksimów oraz odpowiadające im wartości przewodności elektrycznej wraz z niepewnościami standardowymi zawiera tab. 1.

Tabela 1. Wyniki dopasowania rozkładów Gaussa do histogramu z rys. 11. Wartości σ' w ostatniej kolumnie określają przewodność po uwzględnieniu oporu resztkowego o wartości 1,1 k Ω .

Maks.	U_0 [mV]	σ [G_0]	R_r [k Ω]	σ' [G_0]
1	$48,9 \pm 2,5$	$0,91 \pm 0,07$	1,209	0,99
2	$71,9 \pm 3,6$	$1,72 \pm 0,16$	1,038	2,02
3	$88,2 \pm 3,6$	$2,64 \pm 0,25$	0,592	3,40

W ślad za artykułami na temat kwantowania przewodności, m.in. [1] i [6], można spróbować wyznaczyć wartość tzw. oporu resztkowego R_r . Wyodrębnia się go dla rzeczywistego nanozłącza, traktując je jak dwa szeregowo połączone oporniki: pierwszy o charakterze czysto kwantowym, spełniający wszystkie założenia modelu teoretycznego, oraz drugi (R_r), pozbawiony charakteru kwantowego, który obejmuje wpływ wszystkich niezgodności rzeczywistych warunków doświadczalnych z założeniami modelu teoretycznego. Dokonując prostych obliczeń, można otrzymać wartości R_r zawarte w tab. 1, które odpowiadają wartościom potrzebnym do przesunięcia danego maksimum na miejsce określone przez model teoretyczny. Widać, że choć uzyskane wartości nie są ze sobą zgodne, są to jednak wartości tego samego rzędu. Przyjmując wartość oporu resztkowego 1,1 k Ω , można dokonać korekcji nieliniowej skali przewodności (17). Prowadzi to do nowych wartości przewodności σ' (tab. 1) odpowiadających kolejnym maksimum.

Histogram utworzony ze 100 wybranych przebiegów dla $U_Z = 108,2$ mV przedstawiono na rys. 12, na którym można dostrzec dwa wyraźne maksima. Podobnie jak na histogramie z rys. 11, są one przesunięte w kierunku mniejszych wartości przewodności, a zarówno przed pierwszym maksimum, jak i między maksimumami liczba zliczeń jest niewielka. Wyniki dopasowania rozkładów Gaussa i wartości oporu resztkowego podano w tab. 2.



Rys. 12. Histogram utworzony z około 100 wybranych przebiegów; igła Au, próbka Au, $U_Z = 108,2$ mV

Tabela 2. Wyniki dopasowania rozkładów Gaussa do histogramu z rys. 12. Wartości σ' określają przewodność po uwzględnieniu oporu resztkowego o wartości 767 Ω .

Maks.	U_0 [mV]	σ [G_0]	R_r [Ω]	σ' [G_0]
1	$35,3 \pm 1,5$	$0,94 \pm 0,06$	780	1,00
2	$51,8 \pm 2,2$	$1,79 \pm 0,15$	755	2,00

Przyjmując $R_r \approx 767 \Omega$, otrzymano skorygowane wartości σ' . W tym wypadku przyjęta wartość oporu resztkowego idealnie koryguje położenia wszystkich (czyli obu) obserwowanych maksimów (tab. 2).

Warto zauważyć, że wyznaczając położenie danego maksimum, pomijaliśmy wpływ na nie pozostałych maksimów. W przypadku trzeciego maksimum z rys. 11, po którego prawej stronie znajduje się rozkład o bardzo dużej szerokości, takie postępowanie na pewno nie było poprawne i prowadziło do zawyżenia położenia maksimum, co schematycznie zilustrowano na rys. 13.



Rys. 13. Błąd popełniany w określaniu położenia dalszych maksimów. W wyniku nałożenia się dwóch blisko leżących rozkładów Gaussa odczytane położenie wypadkowego rozkładu jest przesunięte względem rzeczywistego. Może to tłumaczyć trudności w dobraniu odpowiedniej wartości oporu resztkowego równocześnie dla wszystkich trzech maksimów.

5. Dyskusja wyników

Rzeczywiste nanodrutki powstające w eksperymencie nie są idealne. Należałoby zatem uwzględnić następujące czynniki, które mogą wpływać na wartość przewodności.

1) Rozpraszenie elektronów – występuje ono w rzeczywistych, uzyskiwanych w praktyce nanodrutkach i jest spowodowane kilkoma czynnikami.

a) Wymiary powstałego nanodrutka mogą być większe od średniej drogi swobodnej elektronów – nie jest wtedy spełnione założenie o balistycznym charakterze transportu.

b) Nanodrutki nie są idealnie gładkie – rozważania teoretyczne prowadzą do wniosku, że znaczenie tego czynnika rośnie ze wzrostem liczby otwartych kanałów.

c) Rozpraszenie jest również wynikiem wzajemnego oddziaływania elektronów.

d) Rozpraszenie może być związane z zanieczyszczeniami w tworzącym się nanodrucie, które mogą powodować znaczny spadek przewodności. Analizę przewodności jednowymiarowego idealnego drutu łączącego dwa zbiorniki elektronów z uwzględnieniem występowania bariery potencjału (o współczynniku transmisji T) w obszarze drutu (niejako niszczącej jego idealność) przeprowadził Landauer [2], uzyskując wyrażenie na przewodność postaci

$$G = G_0 T. \quad (18)$$

Co prawda obliczenia przeprowadzone zostały dla drutu jednowymiarowego, ale dla przypadku trójwymiarowego mamy daleko idącą analogię, przynajmniej w jakościowym opisie zjawiska. Wynika stąd, że w przypadku występowania zanieczyszczeń przewodność elektryczna może mieć wartość istotnie mniejszą od przewidywanej dla drutu idealnego. Może to również tłumaczyć sporadyczne występowanie przebiegów,

dla których przewodność ma wartość mniejszą od pojedynczego kwantu G_0 , jak również przebiegów z zarejestrowanymi wartościami przewodności znajdującymi się wyraźnie pomiędzy kolejnymi „schodkami”,

2) Możliwość pojawienia się oporu resztkowego w obszarze oddalonym od nanodrutka, gdzie nie są już spełnione założenia o balistycznym charakterze transportu. Powstaje wtedy klasyczny opornik omowy, stosunkowo wąski, który może dawać znaczący przyczynek do przewodności złącza jako całości. Wartości oporów takich oporników szacowane są na kilkaset omów – np. złoty opornik o długości $10 \mu\text{m}$ i szerokości $150 \mu\text{m}$ będzie miał w temperaturze 20°C opór około 1000Ω (opór właściwy złota $\rho \approx 2,3 \Omega \cdot \text{m}$).

3) Do opisu złącza zastosowany został bardzo prosty model elektronów swobodnych i chociaż złoto zaliczane jest czasem do metali prostych, a model ten dość dobrze opisuje niektóre ich właściwości, to jednak nie można wykluczyć wpływu struktury pasmowej na wartość przewodności.

4) Zmiany przewodności nanodrutów wraz z temperaturą – rozważania przeprowadzone zostały dla temperatury 0 K ; wpływ tego czynnika w temperaturze pokojowej powinien być jednak zaniedbywalny.

Chcemy podziękować prof. Markowi Szymońskiemu za opiekę i pomoc w przeprowadzeniu prac doświadczalnych oraz mgr. inż. Piotrowi Piątkowskiemu za wiele cennych uwag technicznych.

Literatura

- [1] M. Brandbyge i in., *Phys. Rev. B* **52**, 8499 (1995).
- [2] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957).
- [3] M. Büttiker i in., *Phys. Rev. B* **31**, 6207 (1985).
- [4] B.J. van Wees i in., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [5] J.I. Pascual i in., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1852 (1993).
- [6] J.L. Costa-Krämer i in., *Phys. Rev. B* **55**, 5416 (1997).



SZYMON GODLEWSKI ma 22 lata i jest studentem III roku Międzywydziałowych Studiów Matematyczno-Przyrodniczych (SMP) na Uniwersytecie Jagiellońskim. Jego zainteresowania naukowe – które rozwija pod kierunkiem prof. Marka Szymońskiego – koncentrują się głównie wokół fizyki powierzchni, nanostruktur i układów mezoskopowych. Jest członkiem Naukowego Koła Fizyków (NKF UJ). Prócz fizyki uwielbia jazdę na nartach i letnie podróże w różne zakątki Europy.



ANTONI TEKIEL ma także 22 lata i jest studentem III roku fizyki na Wydziale Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ. Od 2003 roku jest związany z Zakładem Fizyki Doświadczalnej, gdzie realizuje indywidualny tok studiów pod opieką prof. Marka Szymońskiego. Oprócz zainteresowań fizyką ciała stałego ma szerokie zainteresowania humanistyczne. Jest m.in. miłośnikiem muzyki klasycznej i literatury I połowy XX wieku.

Niezmienność lorentzowska wystawiona na próbę*

Maxim Pospelov^a, Michael Romalis^b

^aUniversity of Victoria, British Columbia, Kanada

^bPrinceton University, Princeton, NJ, USA

Lorentz invariance on trial

Abstract: Precision experiments and astrophysical observations provide complementary tests of Lorentz invariance and may soon open a window onto new physics. They have already constrained models of quantum gravity and cosmology.

Ogłoszony w 1887 r. wynik doświadczenia Michelsona–Morleya był zaskakujący i trudny do wyjaśnienia w ramach obowiązujących wówczas paradygmatów fizyki. Jego interpretacja wymagała wprowadzenia fundamentalnej zmiany w rozumieniu przestrzeni i czasu, co stało się ostatecznie po niemal 20 latach, za sprawą einsteinowskiej szczególnej teorii względności. (W roku 1987, w stulecie doświadczenia, ukazało się specjalne, poświęcone mu wydanie *Physics Today*). Szczególna teoria względności stawia postulat, iż wszystkie prawa fizyki są niezmiennicze względem transformacji Lorentza, obejmujących zwykle obroty przestrzenne i zmiany prędkości ruchu układu odniesienia. W związku z tym do podstawowej struktury wszystkich kwantowych teorii pola włączano ową niezmienniczość. Ogólna teoria względności uwzględnia ją poprzez einsteinowską zasadę względności mówiącą, że dowolny eksperyment przeprowadzony w niewielkim, swobodnie spadającym laboratorium jest niezmienniczy względem transformacji Lorentza, czyli poprzez postulat lokalnej niezmienniczości lorentzowskiej.

Rozwój metod doświadczalnych w całym XX w. prowadził do stałej poprawy precyzji testów szczególnej teorii względności. Na przykład, 25 lat temu Alain Brillet i John L. Hall zwiększyli dokładność doświadczenia Michelsona–Morleya 4000 razy dzięki użyciu lasera helowo-neonowego zamontowanego na obrotowej platformie. Poza wynikami nowych wariantów doświadczenia Michelsona–Morleya, w których poszukuje się anizotropii prędkości światła, dopuszczalne odchylenia od praw szczególnej teorii względności zostały ograniczone przez rezultaty testów dwóch nowych rodzajów. W doświadczeniach Kennedy’ego–Thorndike’a poszukiwano zależno-

ści prędkości światła od prędkości laboratorium względem wyróżnionego układu odniesienia, natomiast eksperyment Ivesa–Stilwella sprawdzał zjawisko dylatacji czasu.

W roku 1960 Vernon Hughes ze współpracownikami, a także niezależnie Ron Drever przeprowadzili innego rodzaju test lorentzowskiej niezmienniczości [1]. Zmierzyli oni częstość precesji spinu jądra atomu litu-7, poszukując zmian częstości lub szerokości linii widmowej wraz z obrotem kierunku indukcji ziemskiego pola magnetycznego, związanym z dobowym obrotem Ziemi względem galaktycznego układu odniesienia. Pomiary tego typu, znane jako eksperymenty Hughesa–Drevera, posłużyły np. do badania hipotetycznych różnic między prędkością światła a graniczną prędkością cząstek o niezerowej masie spoczynkowej [2].

Po co się tym zajmować?

Testami niezmienniczości lorentzowskiej coraz bardziej interesują się teoretycy i eksperymentatorzy związani ze wszystkimi dyscyplinami, począwszy od fizyki atomowej a na kosmologii skończywszy. Wielka czułość testów doświadczalnych połączona z postępiami teoretycznej analizy ich możliwych interpretacji pozwala badać ultrakrótkie skale odległości, sięgające dużo poniżej zasięgu konwencjonalnych eksperymentów ze zderzeniami cząstek w akceleratorach. Zarówno bowiem najlepsze eksperymenty, jak i obserwacje astrofizyczne mogą pośrednio badać odległości rzędu długości Plancka $L_P = (G\hbar/c^3)^{1/2} \approx 10^{-35}$ m, a próbkowanie odległości tych rzędów może już służyć do ograniczania możliwych scenariuszy w teoriach grawitacji kwantowej.

* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 57, zes. 7, 40 (2004), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2004 American Institute of Physics]

Naruszenie symetrii Lorentza otwierałoby możliwość naruszenia symetrii CPT składającej się z symetrii sprzężenia ładunkowego (C), parzystości (P) oraz symetrii odwrócenia czasu (T). W konwencjonalnych teoriach pola symetria lorentzowska i symetria CPT są automatycznie zachowywane, lecz w grawitacji kwantowej pewne ograniczające warunki, jak lokalność, mogą już nie być spełnione, a symetrie mogą zostać naruszone. Naruszenie symetrii CPT połączone z niezachowaniem liczby barionowej mogłoby być źródłem wytworzonej dynamicznie dominacji materii nad antymaterią we Wszechświecie. W przeciwieństwie do bardziej konwencjonalnego scenariusza dopuszczającego jedynie naruszenie symetrii CP, bariogeneza oparta na naruszeniu symetrii CPT nie wymaga odejścia od równowagi termodynamicznej [3].

Poszukiwaniom naruszenia symetrii lorentzowskiej dodatkowo impet nadała kosmologia. Obserwacja, że Wszechświat jest zdominowany przez ciemną energię, sugeruje istnienie nowego pola, nazywanego kwintesencją i przenikającego całą przestrzeń. Oddziaływanie tego pola z materią mogłoby przejawiać się właśnie jako naruszenie lorentzowskiej symetrii.

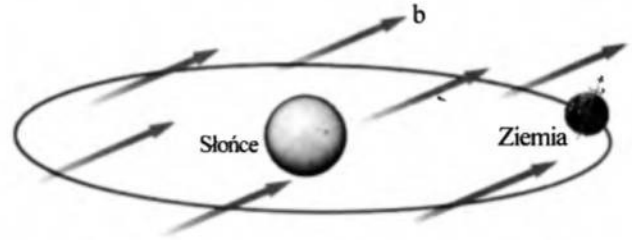
Na podstawie estetycznych przesłanek można argumentować, że symetria lorentzowska i symetria CPT powinny być zachowywane. Argumenty tego typu nie znajdują jednakże wsparcia w historii fizyki. Niemal wszystkie znane lub proponowane symetrie, jak parzystość i odwrócenie w czasie, symetria elektroslaba, symetria chiralna czy supersymetria są spontanicznie naruszane. Jaka by nie była geneza naruszenia symetrii lorentzowskiej lub symetrii CPT, to fakt, że nie zostało ono dotąd zaobserwowane, oznacza, że w przypadku procesów zachodzących z energiami odpowiadającymi znanej fizyce Modelu Standardowego musiałyby ono być bardzo słabe.

Efektywna teoria pola

Jak w kontrolowany sposób doprowadzić do naruszenia lorentzowskiej niezmienniczości? Najostrożniej byłoby założyć, że fizykę niskich energii można opisać lorentzowsko niezmienniczą dynamiką Modelu Standardowego z dodatkiem pewnej liczby możliwych pól tła. Pola te, z założenia stałe lub wolnozmiennie, przy transformacji Lorentza są przekształcane jak wektory lub tensory i są sprzężone ze zwykłymi cząstkami w taki sposób, że całkowity lagranżjan pozostaje lorentzowsko niezmienniczy. W takim modelu, zwanym efektywną teorią pola, naruszenie niezmienniczości lorentzowskiej jest wywoływane przez nietrywialne pola tła, takie jak pole przedstawione na rys. 1. Zatem również naruszenie symetrii lorentzowskiej ma charakter spontaniczny.

Wszystkie operatory oddziaływania można sklasyfikować na podstawie analizy wymiarowej. W jednostkach naturalnych, w których $\hbar = c = 1$, każdy operator oddziaływania ma wymiar energii podniesionej do pewnej dodatniej potęgi zwanej wymiarem

operatora. Operatory o najniższym wymiarze dają zazwyczaj najsilniejsze zjawiska naruszenia lorentzowskiej niezmienniczości. W lagranżjanie współczynnik D -wymiarowego operatora ma wymiar energii podniesionej do potęgi $4 - D$.



Rys. 1. Wektor b jednorodnego tła określa wyróżniony kierunek w przestrzeni i czasie, naruszając tym samym lorentzowską niezmienniczość. W efektywnych teoriach pola, jak te omówione w tekście, wektor b jest związany z trójwymiarową częścią pewnego czterowektora.

Przybliżenia przez efektywne teorie pola były szeroko stosowane w fizyce cząstek, odkąd w 1933 r. Enrico Fermi sparametryzował przy użyciu operatorów lokalnych nieznanymi wówczas lagranżjan oddziaływań elektroslabych. Teorie efektywne mogą zachować wszystkie pożądane cechy teorii pola, jak mikroprzyczynowość, unitarność, niezmienniczość cechowania, renormalizowalność, statystykę spinową czy zachowanie energii-pędu. Orędownikiem opartego na teorii efektywnej podejścia do naruszenia niezmienniczości lorentzowskiej jest Alan Kostelecky (Indiana University) [4], który wraz ze swoimi współpracownikami wprowadził systematyczne uogólnienie innych opisów teoretycznych zjawisk naruszenia niezmienniczości lorentzowskiej [4-7]. Stosując podejście efektywnej teorii pola do elektrodynamiki kwantowej, można stwierdzić, że najniższy wymiar operatora, który należy wziąć pod uwagę, wynosi trzy, a lagranżjan QED można wyrazić przez trzy człony oddziaływań o wymiarze trzy:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}}^{(3)} = -b_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi - \frac{1}{2} H_{\mu\nu} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \psi - k_\mu \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\nu \frac{\partial}{\partial x^\alpha} A_\beta, \quad (1)$$

gdzie ψ oznacza elektronowy spinor Diraca, A_μ – elektromagnetyczny potencjał wektorowy, ϵ – czterowskażnikowy, całkowicie antisymetryczny tensor Levi-Civity, γ^μ – macierze Diraca, zaś γ_5 oraz $\sigma^{\mu\nu}$ – standardowe kombinacje tych macierzy. Pola b_μ oraz k_μ , jak również $H_{\mu\nu}$ są zewnętrznymi polami tła opisywanymi odpowiednio przez wektory lub antisymetryczny tensor, wprowadzającymi wyróżniony układ odniesienia i przez to naruszającymi niezmienniczość lorentzowską. Pierwszy i trzeci człon pod wpływem działania CPT zmieniają znak, co prowadzi do naruszenia symetrii CPT.

Lagranżjan QED można rozszerzać, dodając inne pola opisywane przez Model Standardowy lub oddziaływania wyższych wymiarów. Operatory o wymiarze pięć i więcej mogą np. doprowadzić do istotnych modyfikacji związków dyspersyjnych dla cząstek o wysokich energiach [8].

Język efektywnej teorii pola pozwala naukowcom systematycznie badać naruszenie lorentzowskiej niezmienniczości. Mogą oni przypisywać wynikom eksperymentów odpowiednią wagę w zależności od ich czułości na skutki tego naruszenia. Formalizm efektywnej teorii pola dostarcza ponadto ogólnych wskazówek dotyczących spodziewanych obserwowalnych zjawisk. Są wśród nich: zależność częstości precesji spinu i zależność prędkości światła od obrotów przestrzennych (efekty takie mogą być zmierzone w eksperymentach niskoenergetycznych), naruszenie symetrii CPT w układach obojętnych mezonów oraz zjawiska ujawniające naruszenie lorentzowskiej niezmienniczości w obserwacjach astrofizycznych.

Doświadczenia komagnetometryczne

Współczesne warianty pochodne eksperymentów Hughesa–Drevera dostarczają bardzo mocnych ograniczeń na wiele parametrów odpowiedzialnych za naruszenie niezmienniczości lorentzowskiej. Rozważmy fermionową część (czyli dwa pierwsze człony) lagranżjanu zadanego wzorem (1). Po dodaniu zwykłego oddziaływania między polem magnetycznym o indukcji \mathbf{B} a magnetycznym momentem dipolowym $\mu(\mathbf{S}/S)$ cząstki o spinie \mathbf{S} i wyrażeniu członów w postaci nierelatywistycznej okazuje się, że tło odpowiedzialne za naruszenie niezmienniczości lorentzowskiej sprzęga się do spinu w sposób podobny do pola magnetycznego. Dla $S = \frac{1}{2}$ hamiltonian oddziaływania można bowiem wyrazić jako

$$H_i = -2\mu\mathbf{B} \cdot \mathbf{S} - 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{S}. \quad (2)$$

We wzorze tym \mathbf{b} jest wektorem o składowych równych $b_i - \varepsilon_{ijk}H_{jk}/2$ (tensor ε jest w pełni antysymetryczny, stosujemy konwencję sumowania po powtarzających się wskaźnikach). Częstość precesji spinu dana jest przez

$$h\nu = 2\mu B + 2\mathbf{b} \cdot \mathbf{n}_B,$$

gdzie \mathbf{n}_B jest wersorem w kierunku osi kwantowania spinu wyznaczonej przez kierunek \mathbf{B} . Zatem naruszenie niezmienniczości lorentzowskiej byłoby sygnalizowane zmianą częstości precesji wywołaną obrotem pola magnetycznego w stosunku do wyróżnionego kierunku \mathbf{b} . Większość eksperymentów Hughesa–Drevera jest czułych na sprzężenie dipolowe między spinem a wektorami \mathbf{b} . Eksperymenty z cząstkami o spinach większych niż $\frac{1}{2}$ lub o niezerowym orbitalnym momencie pędu są też czułe na operatory wyższych rzędów mające charakter kwadrupolowy i powodujące pojawienie się sygnału o częstości dwa razy większej niż częstość obrotu wektora pola magnetycznego.

Pomiary komagnetometryczne

By dokładniej zrozumieć zjawiska naruszenia niezmienniczości lorentzowskiej w eksperymentach komagnetometrycznych porównujących precesję dwóch cząstek, rozważmy dwa jądra atomowe o momentach magnetycznych μ_1 oraz μ_2 . Załóżmy, że są one sprzężone z tym samym polem \mathbf{b} naruszającym niezmienniczość lorentzowską, lecz z różnymi współczynnikami sprzężenia β_1 oraz β_2 . Częstości precesji tych dwóch jąder są wówczas dane wzorami

$$h\nu_1 = 2\mu_1 B + 2\beta_1(\mathbf{b} \cdot \mathbf{n}_B)$$

oraz

$$h\nu_2 = 2\mu_2 B + 2\beta_2(\mathbf{b} \cdot \mathbf{n}_B),$$

gdzie \mathbf{n}_B jest wersorem o kierunku osi kwantowania spinu określonej przez wektor indukcji zewnętrznego pola magnetycznego \mathbf{B} . Łatwo stąd dostać kombinację częstości niezależną od wartości B :

$$\frac{\nu_1}{\mu_1} - \frac{\nu_2}{\mu_2} = \frac{2}{h} \left(\frac{\beta_1}{\mu_1} - \frac{\beta_2}{\mu_2} \right) (\mathbf{b} \cdot \mathbf{n}_B).$$

Zatem w eksperymentach komagnetometrycznych można wykryć pole naruszające niezmienniczość lorentzowską tylko pod warunkiem, że nie sprzęga się ono do spinów cząstek w sposób proporcjonalny do ich momentów magnetycznych.

Tego typu precyzyjne pomiary niemagnetycznych oddziaływań spinowych używane są od lat, np. do poszukiwania trwałego elektrycznego momentu dipolowego lub do badania zależnych od spinu sił działających za pośrednictwem hipotetycznej cząstki zwanej aksjonem. W eksperymentach dotyczących cząstek jednego rodzaju poszukuje się wpływu naruszenia niezmienniczości lorentzowskiej na powszechnie stosowane ekranowanie magnetyczne; pomiary komagnetometryczne są nieczułe na te zjawiska.

Częstość precesji zależy od wartości indukcji magnetycznej, a człon od niej zależny jest zazwyczaj wielokrotnie większy od możliwych członów zawierających \mathbf{b} . Jako możliwe źródło zmiany tej częstości trzeba zatem przede wszystkim wykluczyć dryf pola magnetycznego. Zwykle robi się to za pomocą eksperymentów porównujących dwie częstości proporcjonalne do tego samego pola magnetycznego: albo częstości precesji spinów cząstek dwóch różnych rodzajów, albo częstości precesji spinowej i orbitalnej cząstek tego samego rodzaju. Ponieważ naruszające niezmienniczość lorentzowską operatory sprzężone do spinu powodują jedynie niewielkie dodatkowe przesunięcia energii, eksperymentatorzy zwykle starają się utrzymywać częstość precesji na możliwie niskim poziomie, tak by maksymalizować względne przesunięcie częstości. W ramce przedstawiono dodatkowe szczegóły dotyczące tego typu pomiarów, zwanych zazwyczaj eksperymentami komagnetometrycznymi.

W większości eksperymentów czyni się użytek z pola magnetycznego o kierunku ustalonym względem Ziemi. Jej obrót wykorzystuje się do zmiany orientacji tego pola względem wyróżnionego układu od-

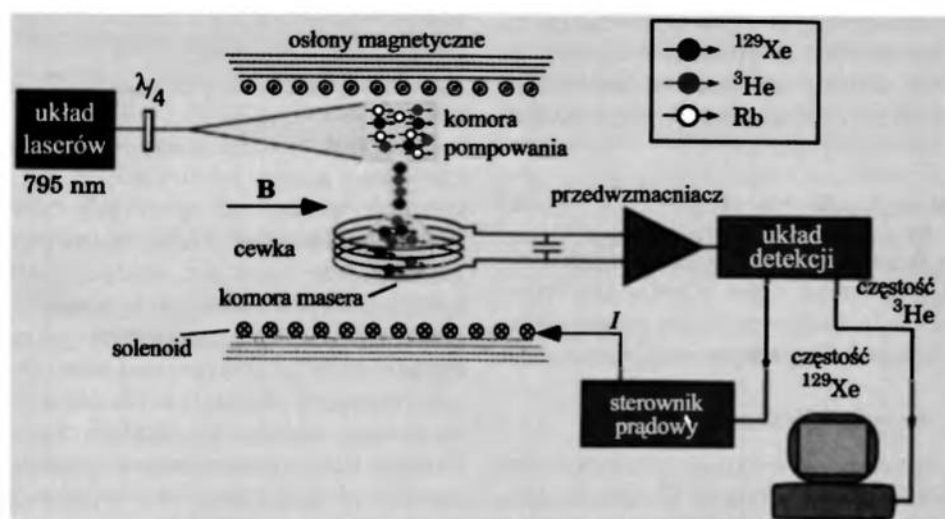
niesienia określonego przez wektor \mathbf{b} i do wytworzenia dobowej modulacji częstości precesji. Modulacja taka jest jednak czuła tylko na składowe \mathbf{b} prostopadle do osi obrotu Ziemi. Analogiczny układ pomiarowy umieszczony na platformie obrotowej lub na orbicie okołozemskiej pozwala wyznaczyć pozostałe składowe \mathbf{b} . Zwróćmy uwagę, że jeśli składowa b_0 jest niezera w układzie odniesienia związanym z kosmicznym promieniowaniem reliktowym (tłem mikrofalowym), to eksperyment przeprowadzony w układzie pomiarowym poruszającym się względem tego układu odniesienia będzie poddany wpływowi niewielkiego pola danego wzorem $\mathbf{b} = (\mathbf{v}/c)\mathbf{b}_0 \approx 10^{-3} \mathbf{n}_v \mathbf{b}_0$, gdzie \mathbf{n}_v oznacza wektor prędkości ruchu \mathbf{v} .

W przeprowadzanych ostatnimi laty doświadczeniach typu eksperymentów Hughesa–Drevera badano różne układy cząstek, m.in. jony Be^+ , pary atomów: $^{199}\text{Hg} + ^{201}\text{Hg}$ lub $^3\text{He} + ^{21}\text{Ne}$, pary proton–antyproton lub elektron–pozyton w pułapce Penninga, a także miony w pierścieniach akumulacyjnych. Przy użyciu prostych modeli atomowych i jądrowych eksperymentatorzy interpretują wyniki swoich pomiarów pod kątem górnych ograniczeń dla sił oddziaływań naruszających niezmienniczość lorentzowską dla elektronu (b^e), neutronu (b^n) lub protonu (b^p). Aby przewidzieć wielkość sił sprzężenia pól tła z różnymi cząstkami elementarnymi, potrzebny jest jednak konkretny model wyjaśniający pochodzenie owego naruszania.

Ograniczenia wyznaczone laboratoryjnie

Najmocniejsze ograniczenie na naruszający niezmienniczość lorentzowską człon b^n (największą całkowitą czułość energetyczną na ewentualne przesunięcia częstości naruszające niezmienniczość lorentzowską) otrzymano przy użyciu masera helowo-ksenonowego zbudowanego w Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA) [9]. Na rysunku 2 przedstawiony jest schemat eksperymentu. Mierzono w nim częstość swobodnej precesji spinu atomów ^3He oraz ^{129}Xe przez podtrzymywanie maserowych oscylacji zeemanowskich obu spinów. Atomy obu pierwiastków tworzą rodzaj komagnetometru, gdyż przy braku naruszeń niezmienniczości lorentzowskiej częstości ich precesji są proporcjonalne do tego samego zewnętrznego pola magnetycznego. Częstość masera ^{129}Xe stabilizowano przy użyciu pola magnetycznego dostrajanego poprzez sprzężenie zwrotne. Jakakolwiek zmiana częstości ^3He z upływem czasu dowodziłaby więc istnienia anomalnego sprzężenia ze spinami jądrowymi.

Według prostego jądrowego modelu powłokowego zarówno ^3He , jak i ^{129}Xe mają pojedynczy neutron walencyjny, zatem ich współczynniki sprzężenia (patrz ramka) są sobie równe. Ich momenty magnetyczne różnią się jednak o czynnik 2,75, dzięki czemu układ jest czuły na ewentualne zmiany członu neutronowego naruszające lorentzowską niezmienniczość. Po około



Rys. 2. Doświadczenie z maserem spinowym i atomami helu-3 oraz ksenonu-129 nakłada najlepsze znane ograniczenie na naruszanie niezmienniczości lorentzowskiej w przypadku neutronów. Dwukomorowa szklana komórka zawiera atomy ^3He oraz ^{129}Xe w każdej z komór oraz dodatkowo atomy rubidu w górnej komorze. Pompując optycznie atomy rubidu, układ wiązek lasera polaryzuje je spinowo, a one przekazują swoją polaryzację atomom helu i ksenonu w zderzeniach, w których następuje wymiana spinów. Dolna komora umieszczona jest wewnątrz cewki połączonej z zewnętrznym rezonatorem dostrajającym do częstości zeemanowskich zarówno dla helu, jak i ksenonu. Prądy rezonansowe w cewce podtrzymują trwałą precesję namagnesowania obydwu pierwiastków, podczas gdy sterownik prądowy dobiera pole magnetyczne potrzebne do utrzymania stałej częstości precesji spinu ksenonu-129. Każda zmiana częstości precesji spinu ^3He oznacza zatem naruszające niezmienniczość lorentzowską oddziaływanie ze spinem. [Dzięki uprzejmości Rona Walswortha z Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics]

90 dniach zbierania danych z eksperymentu w CfA nie zaobserwowano – z dokładnością do 45 nHz – żadnej modulacji dobowej (związanej z obrotem Ziemi) częstości precesji spinu ^3He . Osiągnięta precyzja pozwalała stwierdzić, że składowa wektora \mathbf{b}^n prostopadła do osi obrotu Ziemi jest w każdym razie mniejsza niż $5 \cdot 10^{-32}$ GeV. Ta niezwykła czułość eksperymentu sprawia, że takie ograniczenia mogą już zawęzić konstruowane modele nowej fizyki.

Najsilniejsze znane ograniczenie na naruszenie niezmienniczości lorentzowskiej w przypadku elektronów zostało wyznaczone w eksperymencie z wahadłem torsyjnym, przeprowadzonym przez grupę Eöt-Wash (University of Washington). Użyto w nim toroidalnego wahadła zawierającego dwa rodzaje magnesów trwałych: ze stopu aluminium-niklowo-kobaltowo-żelazowego (Alnico), w którym namagnesowanie powstaje głównie w wyniku uporządkowania ustawień spinów elektronów, oraz magnesu samarowo-kobaltowy o namagnesowaniu, do którego istotny wkład wnosi orbitalny moment pędu elektronów samaru. Poprzez odpowiedni dobór namagnesowania magnesów z Alnico badacze z grupy Eöt-Wash potrafią zrównoważyć namagnesowanie w pierścieniu toroidalnym, niemal idealnie zerując wypadkowy moment magnetyczny wahadła. Ponieważ jednak część namagnesowania pochodzi od orbitalnego momentu pędu, wahadło ma nadal duży, niezniwelowany spin elektronowy.

Wahadło jest zawieszane na cienkim włóknie wewnątrz układu osłon magnetycznych, a całe urządzenie umieszczone jest na precyzyjnym stoliku obrotowym, otoczonym cewkami Helmholtza i odpowiednio rozmieszczonymi masywnymi osłonami redukującymi gradienty zewnętrznego pola magnetycznego i pola grawitacyjnego. Jakikolwiek oddziaływanie spinów niezgodne z niezmienniczością lorentzowską wywołałyby powstanie momentu siły działającego na wahadło, o okresie równym w przybliżeniu jednogodzinnemu okresowi obrotu stolika. Wiązka laserowa odbita od zwierciadła zamocowanego na wahadle pozwala zmierzyć kąt jego obrotu z dokładnością 4 nanoradianów.

Wyniki eksperymentu z wahadłem torsyjnym ograniczyły dopuszczalne składowe \mathbf{b}^e do wartości mniejszej niż $2 \cdot 10^{-29}$ GeV. Zwróćmy uwagę, że dotyczyło to jedynie składowej \mathbf{b}^e równoległej do osi obrotu Ziemi. W podobnym eksperymencie, wykonanym ostatnio na Tsing Hua University (Tajwan), uzyskano zbliżoną czułość [10].

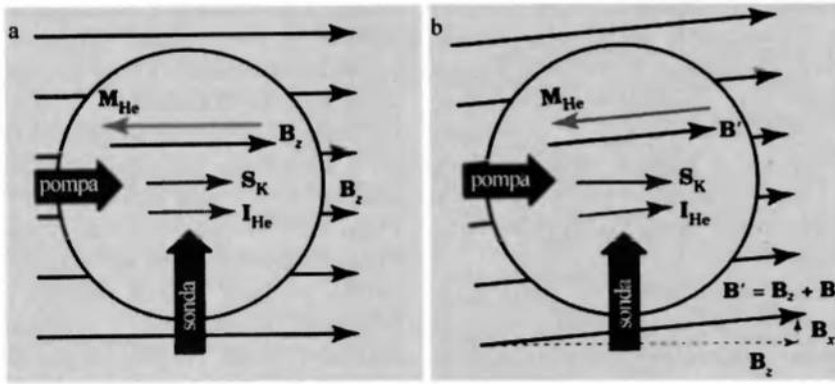
Efektywne teorie pola mogą również dopuszczać oddziaływanie naruszające niezmienniczość lorentzowską w opisie fotonu: przykładem tego jest ostatni człon we wzorze (1). Ten i podobne człony wyższego rzędu prowadzą do prędkości światła zależnej od kierunku propagacji lub od kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła rozchodzącego się w próżni.

Najdalej idących ograniczeń możliwych anizotropii prędkości światła dostarczają współczesne konty-

nuacje eksperymentu Michelsona–Morleya. Renesans zainteresowania testami lorentzowskiej niezmienniczości zachęcił ostatnio grupy z Uniwersytetu Stanforda, Uniwersytetu Humboldtta w Berlinie i Observatoire de Paris do przeprowadzenia eksperymentów, w których zmierzono częstości rezonansowe optycznej lub mikrofalowej wnęki ochłodzonej do temperatury ciekłego helu. W miarę obrotu Ziemi zmienia się orientacja wnęki względem ustalonego układu odniesienia. Gdyby prędkość światła zależała od kierunku, zmiana orientacji powodowałaby przesunięcia częstości rezonansowej wnęki. Najmocniejsze dotychczas ograniczenie uzyskano w eksperymencie grupy z Uniwersytetu Humboldtta, w którym porównano częstości rezonansowe dwóch wnęk optycznych z kryształu szafiru, zorientowanych wzajemnie prostopadle [11]. Dane zbierane przez ponad rok wyznaczyły granicę zmienności prędkości światła na $\Delta c/c \lesssim 2 \cdot 10^{-15}$. Ponieważ dane zbierano przez długi okres, a sygnały rejestrowano przy różnych położeniach dobowych i rocznych Ziemi, badacze zdołali wyznaczyć niezależne ograniczenia na niemal wszystkie człony naruszające niezmienniczość lorentzowską wskutek wprowadzenia anizotropii prędkości światła.

Szykuje się już następne pokolenie eksperymentów. Grupa CfA pracuje obecnie nad poprawą długoczasowej stabilności swojego masera ^3He – ^{129}Xe oraz nad ulepszeniem eksperymentu z maserem wodorowym, dzięki któremu wyznaczono najlepsze dotychczas ograniczenie na oddziaływanie protonów naruszające niezmienniczość lorentzowską. Grupa z Amherst College ulepsza wersję eksperymentu Hughesa–Drevera z 1995 r. [12], w którym porównano precesję spinów atomów rtęci-199 i cezu-133 osiągając wysoką czułość krótkoczasową; ich nowy eksperyment zostanie przeprowadzony na magnetycznie ekranowanym stoliku obrotowym. Grupa Eöt-Wash również dokonuje istotnych usprawnień, wprowadzając m.in. aktywny układ stabilizujący położenie obrotowego stolika, a także wahadło o większym spinowym momencie pędu. Na Uniwersytecie w Princeton przygotowuje się też nowy eksperyment, w którym użyte zostaną atomy potasu i helu-3 działające wspólnie jako samokompensujący się komagnetometr atomowy, czuły na pewną kombinację $(\mathbf{b}^n/\mu_{\text{He}} - \mathbf{b}^e/\mu_e)$ współczynników neutronowych i elektronowych (rys. 3).

Prowadzone obecnie eksperymenty powinny zawęzić istniejące granice o około dwa rzędy wielkości. Jednym z wyzwania stojących przed doświadczaniem zaprojektowanymi w celu wykrywania odchylenia od niezmienniczości lorentzowskiej jest fakt, że małe częstości modulacji czynią je bardzo wrażliwymi na szum $1/f$. Eksperymentatorzy mogą znacznie poprawiać czułość poprzez zwiększanie częstości modulacji sygnału – umieszczając układy pomiarowe albo na platformie obrotowej, albo na sztucznym satelicie, jak planuje się obecnie dla przyszłych doświadczeń Michelsona–Morleya.



Rys. 3. Nowy eksperyment uruchamiany na Uniwersytecie w Princeton wykorzystuje zjawisko samokompensowania się komagnetometru potasowo-helowego. a) Pompowanie optyczne polaryzuje atomy K, które w zderzeniach z wymianą spinów przekazują atomom ^3He część swojej polaryzacji spinowej S_K . Atomy ^3He , których jądra mają spin I_{He} , wytwarzają znaczne namagnesowanie M_{He} skierowane przeciwnie do przyłożonego podłużnego pola magnetycznego B_z . Indukcja przyłożonego pola dopasowana jest w taki sposób, by całkowite pole magnetyczne widziane przez atomy K zniknęło. b) Jeśli zewnętrzne pole magnetyczne powoli zmienia się wzdłuż kierunku poprzecznego, to namagnesowanie ^3He adiabaticznie podąża za nim. Wskutek tego pole magnetyczne widziane przez atomy K pozostaje równe zero. Pod nieobecność zjawisk naruszających niezmienniczość lorentzowską polaryzacja atomów K, mierzona sondującą wiązką laserową, pozostaje niezmienną, lecz np. poprzeczne pole b sprzęgające się jedynie do spinu elektronowego atomów K wytworzy moment sił, który zmieni polaryzację atomów K, nie wpływając na atomy ^3He . [Dzięki uprzejmości Toma Kornacka z Princeton University]

Symetria CPT

Fizycy cząstek od dawna testują symetrię CPT. Po odkryciu antycząstek stopniowo wyznaczano coraz silniejsze ograniczenia wskazujące na równość mas, stałych rozpadu, momentów magnetycznych oraz innych własności cząstek i antycząstek.

Najsurowsze ograniczenie na różnicę mas naruszającą symetrię CPT pochodzi z pomiarów mieszania cząstek K^0 oraz \bar{K}^0 i ich rozpadu. Wynika z nich, że $|m(K^0) - m(\bar{K}^0)| < 5 \cdot 10^{-19}$ GeV. Pomiaru dla obojętnych mezonów są wyjątkowe, gdyż można dzięki nim obserwować zjawiska interferencji między cząstkami i antycząstkami. Dostarczają one zatem ograniczeń na takie parametry modeli, które nie są dostępne w pomiarach wykonywanych oddzielnie albo na materii, albo antymaterii.

Naruszenia symetrii lorentzowskiej oraz CPT przewidywane przez efektywne teorie pola powinny na różne sposoby przejawiać się w wynikach eksperymentów z zakresu fizyki cząstek odwołujących się do zależności od czasu gwiazdowego; można byłoby to wykorzystać do zwiększenia dokładności testów. W zasadzie niskoenergetyczne eksperymenty Hughesa–Drevera mogą osiągać dobrą czułość na naruszenie niezmienniczości lorentzowskiej dla trwałych cząstek pierwszej generacji, a eksperymenty z obojętnymi mezonami i innymi cząstkami nietrwałymi dają czułość na nielorentzowskie efekty dla cząstek dwóch pozostałych generacji.

Sprzężenie pola b_μ naruszającego symetrię CPT ze spinem cząstek pozwala ją testować bez potrzeby użycia antycząstek. Poprzez odwrócenie spinu można

zmierzyć te same przesunięcia energii, które można byłoby otrzymać, porównując cząstkę z jej antycząstką. Zatem pomiary wartości $g-2$ i inne eksperymenty wykonane przy użyciu spulchakowanych pozytonów i antyprotonów mogą posłużyć do bezpośredniego porównania z pomiarami precesji spinu zwykłych cząstek. Jeśli naruszenia symetrii CPT zostaną kiedykolwiek odkryte, to porównanie wyników dla cząstek i antycząstek pozwoli fizykom oddzielić naruszające niezmienniczość lorentzowską efekty zgodne z symetrią CPT od efektów ją naruszających. Można byłoby w ten sposób np. rozróżnić wkłady do pola b pochodzące od członów b_i oraz $\varepsilon_{ijk}H_{jk}$.

Testy astrofizyczne i kosmologiczne

Obserwacje astronomiczne mogą dostarczać niezwykle silnych ograniczeń na niektóre rodzaje niezgodności doświadczenia z lorentzowską niezmienniczością, jak zmiany polaryzacji światła rozchodzącego się w przestrzeni. Na przykład, konsekwencją ostatniego członu we wzorze (1) byłby obrót płaszczyzny polaryzacji. W przypadku tego konkretnego oddziaływania efekt ten nie zależałby od długości fali. By go wykryć, należałoby obserwować polaryzację promieniowania synchronotronowego emitowanego przez odległe źródła radiowe. Początkową polaryzację promieniowania, która zależy od pola magnetycznego wewnątrz emitującej je galaktyki, można skorelować z jej wydłużeniem. Analiza obserwowanego promieniowania synchronotronowego [6] ogranicza współczynnik k_μ naruszający niezmienniczość lorentzowską do czterowymiarowej wartości mniejszej od 10^{-42} GeV. Energia ta odpo-

wiada częstości trochę mniejszej od tempa rozszerzania się Wszechświata w modelu Hubble'a.

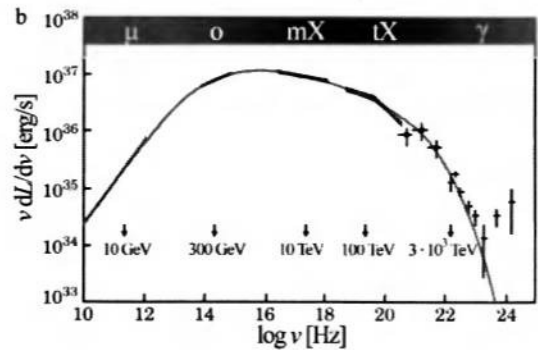
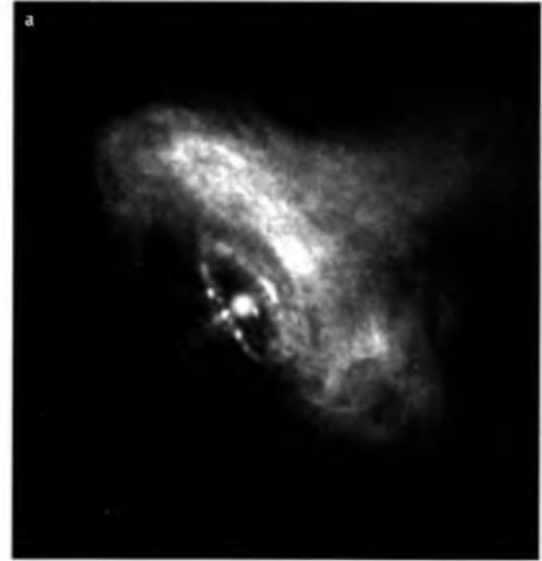
Inne czony naruszające lorentzowską niezmienniczość mogą powodować obroty płaszczyzny polaryzacji zależne od długości fali. Można je mierzyć w obserwacjach światła spolaryzowanego pochodzącego z odległych galaktyk. Typową przyczyną polaryzacji światła jest rozproszenie na pyłe międzygwiazdowym lub elektronach, co oznacza, że wyjściowa polaryzacja nie powinna zależeć od długości fali. Mierząc w obrębie pewnego widma polaryzację światła rozproszonego, można więc ustalić górną granicę zależnego od długości fali kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji, związanego z efektami nielorentzowskimi [14].

Inną oznaką naruszania lorentzowskiej niezmienniczości powstałego w wyniku włączenia do efektywnej teorii pola członów oddziaływania o wymiarze wyższych potęg energii jest modyfikacja zwykłego związku dyspersyjnego $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$. Modyfikacje takie prowadzą do całej gamy efektów dla cząstek o wielkich energiach, np. do rozrzutu czasów dotarcia fotonów pochodzących z rozbłysków promieniowania γ [15], do ograniczenia maksymalnej prędkości cząstek o niezerowej masie, wreszcie do nowych typów procesów, jak rozpad wysokoenergetycznego fotonu na pozyton i elektron [5].

Obserwowane wysokoenergetyczne zjawiska astrofizyczne znacznie ograniczyły możliwe modyfikacje standardowego związku dyspersyjnego. Na przykład, promieniowanie synchrotronowe Mgławicy Krab (rys. 4) było obserwowane aż do energii rzędu 100 MeV, a pole magnetyczne tej mgławicy oszacowano różnymi metodami, uzyskując wartości z przedziału 20–50 nanotesli. Obie te liczby razem wskazują, że elektrony przyspieszane są tam przynajmniej do energii 1500 TeV, co odpowiada prędkości różniącej się od prędkości światła w próżni o mniej niż 1 część na 10^{19} . Elektrony osiągające taką energię muszą być odporne na procesy emisji próżniowego promieniowania Czerenkowa $e \rightarrow \gamma e$, zatem samo ich istnienie silnie ogranicza dopuszczalne modyfikacje zwykłego związku dyspersyjnego dla elektronów i fotonów [17].

Wyzwania stojące przed kwantową teorią grawitacji

Wartość masy Plancka $M_P = (\hbar c/G)^{1/2} \approx 10^{19}$ GeV/ c^2 stanowi dla kwantowych teorii pola pewien problem koncepcyjny. Gdy przekaz pędu w zderzeniach cząstek jest porównywalny z $M_P c$, wymiana grawitonu zaczyna odgrywać dużą rolę i zawodzi standardowy, perturbacyjny, polowy opis. Czy to możliwe, żeby nieznaną dynamikę przy energiach rzędu skali Plancka prowadziła do naruszania lorentzowskiej niezmienniczości? W ramach teorii strun, czołowego kandydata na kwantową teorię grawitacji, efekty naruszające niezmienniczość lorentzowską i symetrię CPT są dozwolone, choć nie wymagane. W innych podejściach do



Rys. 4. a) Promieniowanie rentgenowskie Mgławicy Krab jest promieniowaniem synchrotronowym elektronów przyspieszanych w falach uderzeniowych wytworzonych wskutek wybuchu supernowej w 1054 r. Obraz został zarejestrowany przez Chandra X-ray Observatory. b) Światłość L promieniowania synchrotronowego emitowanego przez Mgławicę Krab jest funkcją częstości ν . Nziemne obserwacje dostarczają danych o mikrofalowej (μ) oraz optycznej (o) części widma. Pomiary miękkiego (mX) i twardego (tX) promieniowania rentgenowskiego oraz promieniowania γ zostały wykonane przez detektory z satelitów NASA (HEAO-1 oraz Compton Gamma-Ray Observatory). Dopasowaną krzywą teoretyczną obliczono przy założeniu, że pole magnetyczne w Mgławicy ma indukcję 20 nanotesli. Strzałki wskazują wartości energii elektronów niezbędne do wyemitowania poszczególnych części widma. Najwyższe wartości energii elektronów poważnie ograniczają możliwość modyfikacji związków dyspersyjnych (wykres zaadaptowany z pracy [16]).

kwantowej teorii grawitacji, jak teoria pętlowa, argumentuje się często, że naruszanie niezmienniczości lorentzowskiej i symetrii CPT powoduje dyskretna natura czasoprzestrzeni na małych odległościach. Tego typu naruszenia prowadzą do związku dyspersyjnego postaci [15]:

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2 + \xi \left(\frac{E^3}{M_P c^2} \right) + \dots \quad (4)$$

gdzie wielokropek oznacza poprawki postaci $E^{n+2}/(M_{\text{P}}c^2)^n$.

W przypadku modyfikacji związku dyspersyjnego, której źródłem są operatory o wymiarze 5, zarówno lewo- jak i prawoskrętne fermiony można opisać za pomocą trzech członów wypisanych we wzorze (4), ale współczynniki ξ dla obu typów fermionów mogą być różne; oznaczmy je odpowiednio η_{L} oraz η_{R} . Dla fotonów zmianę związku dyspersyjnego może opisać jeden parametr ξ , ale z przeciwnymi znakami dla fotonów o lewej i prawej polaryzacji kołowej.

Obserwacje astrofizyczne, np. Mgławicy Krab, ograniczają różne kombinacje fotonowych i elektronowych parametrów ξ oraz η z niespotykaną dotąd dokładnością względną [17], czasem przekraczającą nawet 10^{-7} . Może jednak bardziej zaskakujący jest fakt, że porównywalnie silnych ograniczeń dostarczają także pomiary precesji spinu [6]. Jeśli założyć, że związki dyspersyjne są zapisane w układzie spoczynkowym kosmicznego promieniowania relikowego, to każda różnica między czynnikami η_{L} oraz η_{R} dla kwarków wytworzyłaby efektywne sprzężenie ze spinem rzędu $10^{-3} n_{\nu}(\eta_{\text{L}} - \eta_{\text{R}})(m_{\text{n}}^2/M_{\text{P}})c^2$, gdzie m_{n} jest masą nukleonu. W połączeniu z granicą wyznaczoną w eksperymentach Hughesa–Drevera, wynik ten ogranicza wartość $|\eta_{\text{L}} - \eta_{\text{R}}|$ do ok. 10^{-8} . Oddziaływania elektromagnetyczne wewnątrz nukleonów i jądra prowadzą do dodatkowej zależności precesji spinu od parametru ξ ; jego wartość nie przekracza 10^{-5} . Zatem wyznaczone astrofizycznie i laboratoryjnie ograniczenia naruszania niezmienniczości lorentzowskiej zdecydowanie wykluczają poprawki $E^3/M_{\text{P}}c^2$ ze związków dyspersyjnych dla fotonów, kwarków i elektronów. Jest to duże wyzwanie dla kwantowych teorii grawitacji postulujących tego typu modyfikacje.

Inną, lecz istotną gałęzią fizyki małych skal prowadzącą do naruszania niezmienniczości lorentzowskiej są niekomutatywne teorie pola. W teoriach tego typu, w naturalny sposób wyłaniających się w kontekście niektórych teorii strun [18], współrzędne czasoprzestrzenne są niekomutującymi operatorami: $[x^{\mu}, x^{\nu}] = i\theta^{\mu\nu}$. Tensor $\theta^{\mu\nu}$ ma wymiar odwrotności kwadratu energii i określa tzw. energetyczną skalę niekomutatywności $\Lambda_{\text{NC}} \propto \theta^{-1/2}$. Przy energii nieprzekraczającej Λ_{NC} niekomutowanie współrzędnych przejawia się oddziaływaniami określonymi operatorami Modelu Standardowego o wymiarze 6, np. $(\theta^{\mu\nu} F_{\mu\nu})(F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta})$, gdzie $F^{\mu\nu}$ jest tensorem pola elektromagnetycznego.

Antysymetryczny tensor $\theta^{\mu\nu}$ ma te same właściwości transformacyjne co tensor pola elektromagnetycznego, zatem nie jest pewnie zaskoczeniem, że jego „magnetyczna” składowa $\theta_i = \varepsilon_{ijk}\theta_{jk}$ sprzęga się ze spinem jądrowym. Niekomutatywne rozszerzenie chromodynamiki kwantowej [19] prowadzi do modulacji częstości spinowej jądra odpowiadającej energii rzędu $0,1 \text{ GeV}^3 \Lambda_{\text{NC}}^{-2}$. Wynik ten w połączeniu z wynikami eksperymentów Hughesa–Drevera oznacza, że skala niekomutatywności jest większa niż 10^{14} GeV .

Rozważanie możliwych modyfikacji związków dyspersyjnych i niekomutatywnych teorii pola podkreśla wagę, jaką ma kontynuowanie eksperymentów projektowanych w celu weryfikacji niezmienniczości lorentzowskiej. W obu przykładach skala fizyki wielkich energii odpowiedzialnej za jej naruszanie może być badana z niespotykaną dotąd dokładnością.

Modele kosmologiczne

Nasza dotychczasowa dyskusja odbywała się w ramach szczególnej teorii względności, dla której można wprowadzić stałe tła odpowiadające za naruszanie niezmienniczości lorentzowskiej. W ogólnej teorii względności tego typu stałe pola nieuchronnie stają się funkcją współrzędnych. Tła takie jak b_{μ} oraz $H_{\mu\nu}$ uzyskują człony kinetyczne i zaczynają brać udział w dynamice jako dodatkowe, niskoenergetyczne stopnie swobody. Chociaż teorie grawitacji z dodatkowymi, skalarnymi stopniami swobody uprawiane są od wielu lat [2], dopiero niedawne odkrycie ciemnej energii zintensyfikowało wysiłki skierowane na tego typu badania.

Jednym z kandydatów do wyjaśnienia zagadki ciemnej energii, pozwalającym uniknąć pewnych delikatnych problemów związanych ze stałą kosmologiczną, jest kwintesencja, bardzo niskoenergetyczne pole o długości fali porównywalnej z rozmiarami obserwowalnego Wszechświata. Nie dość, że pole to mogłoby wpływać na proces ekspansji Wszechświata, to również mogłoby przejawiać się w oddziaływaniach z materią i promieniowaniem [2,20].

Można byłoby oczekiwać, że pole kwintesencji ϕ związane z ciemną energią wciąż jeszcze ewoluuje i że jego nieustanna ewolucja czasoprzestrzenna prowadziłaby do efektów nielorentzowskich. Jako przykład rozważmy najprostszą postać sprzężeń: skalarnego i pseudoskalarnego (czyli zawierającego γ_5) między fermionem Diraca o niezerowej masie, np. elektronem lub kwarkiem, i skalarnego pola kwintesencji ϕ . Lagranżjan

$$\mathcal{L} = -m_{\psi}\bar{\psi}\left(\frac{\phi}{F_{\text{s}}} - \frac{\phi}{F_{\text{a}}}\text{i}\gamma_5\right)\psi \quad (5)$$

prowadzi do hamiltonianu oddziaływania

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{F_{\text{s}}}m_{\psi}(\nabla\phi \cdot \mathbf{r}) + \frac{1}{F_{\text{a}}}m_{\psi}(\nabla\phi \cdot \mathbf{S}). \quad (6)$$

Oddziaływanie skalarnie prowadzi do modyfikacji masy fermionu jako funkcji współrzędnych i narusza zasadę równoważności. Częstka czuje w takim przypadku dodatkową siłę w kierunku $-\nabla\phi$. Oddziaływanie pseudoskalarnie sprzęga spin z $\nabla\phi$, tworząc w ten sposób w precesji spinów możliwość ujawnienia naruszania niezmienniczości lorentzowskiej identyczną jak w przypadku oddziaływania parametryzowanego polem b . Powtórzenie podobnego wyprowadzenia dla fotonu ujawnia, że sprzężenie skalarnie wiedzie do stałej struktury subtelnej zmieniającej się w przestrzeni oraz czasie i że sprzężenie pseudoskalarnie przybiera w zasadzie tę samą postać, co ostatni człon we wzorze (1).

Pochodne przestrzenna i czasowa ϕ powinny być odpowiednio mniejsze niż pierwiastek obecnie znanej gęstości energii Wszechświata. Jeśli założyć, że przestrzenna pochodna $\nabla\phi$ jest rzędu $(0,01 \text{ eV})^2$, to z eksperymentów Hughesa–Drevera wynika, że pseudoskalarne (F_a) sprzężenia z elektronami i jądrami są większe niż 10^9 GeV . Ograniczenia astrofizyczne na k_μ wskazują [4,20], że odpowiednie sprzężenie pseudoskalarne z fotonami musi przekraczać energię Plancka.

Jeśli przyszłe poszukiwania naruszania niezmienniczości lorentzowskiej i zmienności fundamentalnych „stałych” dadzą pozytywne wyniki, to może to oznaczać, że Wszechświat zawiera długofalowe stopnie swobody i być wskazówką na temat własności kwintesencji. Wówczas zmienność fundamentalnych stałych i pozornie nielorentzowskie precesje spinów mogłyby stracić aurę tajemniczości – oba efekty wynikałyby z konwencjonalnej fizyki oddziałujących pól skalarnych.

Tłumaczył Andrzej Dragan
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Literatura

- [1] V.W. Hughes, H.G. Robinson, V. Beltran-Lopez, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 342 (1960); R.W.P. Drever, *Phil. Mag.* **5**, 409 (1960).
- [2] C.M. Will, *Theory and Experiment in Gravitational Physics* (Cambridge U. Press, New York 1993).
- [3] H. Quinn, *Phys. Today* **56**, zes. 2, 30 (2003); polski przekład: *Postępy Fizyki* **55**, 225 (2004).
- [4] D. Colladay, V.A. Kostelecky, *Phys. Rev. D* **55**, 6760 (1997); *Phys. Rev. D* **58**, 116002 (1998); V.A. Kostelecky, C.D. Lane, *Phys. Rev. D* **60**, 116010 (1999).
- [5] S.R. Coleman, S.L. Glashow, *Phys. Rev. D* **59**, 116008 (1999).
- [6] S.M. Carroll, G.B. Field, R. Jackiw, *Phys. Rev. D* **41**, 1231 (1990).
- [7] P.J. Peebles, R.H. Dicke, *Phys. Rev.* **127**, 629 (1962); K.J. Nordtvedt, *Astrophys. J.* **161**, 1059 (1970); A.P. Lightman, D.L. Lee, *Phys. Rev. D* **8**, 364 (1973); W.-T. Ni, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 301 (1977).
- [8] D. Sudarsky, L. Urrutia, H. Vucetich, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 231301 (2002); R.C. Myers, M. Pospelov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 211601 (2003).
- [9] D. Bear i in., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5038 (2000); **89**, 209902(E) (2002).
- [10] B.R. Heckel i in. (grupa Eöt-Wash), w: *CPT and Lorentz Symmetry II*, red. V.A. Kostelecky (World Scientific, River Edge, NJ 2002); R. Bluhm, V.A. Kostelecky, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1381 (2000); L.-S. Hou, W.-T. Ni, Y.-C.M. Li, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 201101 (2003).
- [11] H. Müller i in., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 020401 (2003).
- [12] C.J. Berglund i in., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1879 (1995).
- [13] T.W. Kornack, M.V. Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 253002 (2002).
- [14] V.A. Kostelecky, M. Mewes, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 251304 (2001).
- [15] G. Amelino-Camelia i in., *Nature* **393**, 763 (1998).
- [16] A.M. Atoyan, F.A. Aharonian, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, 525 (1996).
- [17] T. Jacobson, S. Liberati, D. Mattingly, *Nature* **424**, 1019 (2003).
- [18] N. Seiberg, E. Witten, *J. High Energy Phys.* 09(1999), art. 032; M.R. Douglas, N.A. Nekrasov, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 977 (2001).
- [19] I. Mocioiu, M. Pospelov, R. Roiban, *Phys. Lett.* **B489**, 390 (2000).
- [20] S.M. Carroll, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3067 (1998).



Oddział Łódzki

(dokończenie ze strony 194)

regionu, a przewodniczący Oddziału brał udział w uroczystym zakończeniu i podsumowaniu zawodów II stopnia. W roku 2004 wzięło w nich udział 95 osób z naszego regionu, a w 2005 r. 76 osób.

Znacznie rozbudowano stronę internetową Oddziału www.fic.uni.lodz.pl/ptf/. Obecnie można z niej ściągnąć kilkanaście plików z różnymi referatami wygłoszonymi w ramach działalności Oddziału w latach 2003–05.

Dzięki dużemu wysiłkowi sekretarza Oddziału, do utworzonej przez Zarząd Główny bazy danych wprowadzono już wszystkie posiadane przez Zarząd Oddziału dane osobowe naszych członków. Był to warunek konieczny do wprowadzenia w życie elektronicznej formy wyborów.

Prawdziwym wyzwaniem dla naszego Oddziału było przygotowanie imprez w ramach Światowego Roku Fizyki 2005. Z inicjatywy Zarządu Oddziału zawiązany został w 2004 r. Łódzki Komitet Organizacyjny Obcho-

dów Światowego Roku Fizyki 2005. Tym sposobem Zarząd przyjął na siebie główny ciężar koordynacji obchodów w naszym regionie. Przy wsparciu IF UŁ udało się przygotować i rozstać do ponad 600 szkół naszego regionu broszurę zawierającą wykaz imprez proponowanych przez Oddział (broszura oraz kalendarz imprez dostępne są na jego stronie www). Spośród kilkudziesięciu łódzkich imprez kilka zostało zorganizowanych lub zainspirowanych bezpośrednio przez Oddział. W szczególności warto tu wymienić Seminarium Szkolne „Fizyka Środowiska”, które odbyło się 10 czerwca 2005 r. pod honorowym patronatem wojewody łódzkiego. Pełne podsumowanie imprez Światowego Roku Fizyki 2005 będzie możliwe dopiero po jego zakończeniu.

Walne Zebranie udzieliło absolutorium ustępującemu Zarządowi, stwierdzając, że dzięki jego aktywnej postawie osiągnięto sukcesy w realizacji celów statutowych PTF. Następnie wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodniczący – Bogusław Broda – oraz członkowie: Paweł Barczyński, Paweł Caban, Maria Giller, Maria Mucha, Anna Piotrowska, Maciej Przanowski.

Marcin Ostrowski

Stefan Ćwiok (1933–2003)

„Z głębokim żalem zawiadamiamy, że w dniu 16 czerwca 2003 roku zmarł ś.p. prof. dr hab. Stefan Ćwiok, profesor Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, wybitny fizyk, specjalista w dziedzinie fizyki jądra atomowego, kierownik Zakładu Fizyki Jądrowej, były wieloletni z-ca dyrektora Instytutu Fizyki PW. Żegnamy naszego Przyjaciela, uczonego i nauczyciela akademickiego, którego praca wniosła olbrzymi wkład w dorobek Wydziału”. Te słowa nekrologu podpisanego przez dziekana, Radę Wydziału, pracowników i studentów Wydziału Fizyki PW opisują – w wielkim skrócie – dorobek zmarłego. Stefan Ćwiok miał bowiem osobowość wielowymiarową i jej pełniejszy opis wymagałby bardzo wielu słów.

Stefan Ćwiok urodził się 9 lipca 1933 r. w Przerzynie pod Tarnowem. Po maturze rozpoczyna studia na AGH w Krakowie, ale, zaliczywszy drugi rok, zmienia zainteresowania i przenosi się na Wydział Fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego im. Michaiła Łomonosowa, gdzie w 1964 r. uzyskuje dyplom magistra fizyki. Następnie wraca do kraju i po studiach doktoranckich na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego uzyskuje w roku 1969 stopień doktora fizyki, po czym pracuje jako adiunkt na tym Wydziale do 1973 r. We wrześniu tegoż roku przenosi się do Instytutu Fizyki PW, gdzie pracuje na stanowisku adiunkta. W roku 1989 uzyskuje stopień doktora habilitowanego nadany przez Wydział Fizyki UW, a w 1995 r. zostaje profesorem nadzwyczajnym PW. W roku 1998 otrzymuje tytuł naukowy profesora fizyki.

Cała działalność naukowa Stefana Ćwioka, począwszy od pracy magisterskiej, związana jest z fizyką jądrową. Jego osiągnięcia jako fizyka są znaczące. Był autorem lub współautorem ponad 70 publikacji, które ukazały się w najważniejszych czasopiśmie fizycznych. Jego światowa kariera zaczęła się po publikacji pracy dotyczącej obliczeń struktury jąder atomowych z symetrią osiową i nieosiową na podstawie pola średniego Woodsa–Saxona. Prace teoretyczne dotyczące wysp trwałości ciężkich jąder atomowych stanowiły istotny czynnik w planowaniu na szeroką skalę badań doświadczalnych prowadzonych w laboratoriach zagranicznych, m.in. w Darmstadtzie. W licznych publikacjach na ten temat Stefan Ćwiok odgrywał zawsze istotną rolę. Miarą znaczenia tych prac jest liczba cytowań przekraczająca tysiąc. Brał aktywny udział w realizacji grantów KBN i National Science Foundation (USA). Narzędzia teoretyczne, które stworzył, są bez przerwy wykorzystywane przez środowisko fizyków jądrowych.

Od uzyskania doktoratu Stefan Ćwiok prowadził ożywioną współpracę z zagranicą. Był zapraszany na



Stefan Ćwiok w Kampinosie

dłuższe okresy do Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, francuskich centrów badań jądrowych w Orsay i Strasburgu, jak też do instytutu ciężkich jonów GSI w Darmstadtzie, na Uniwersytet w Pittsburghu i do Oak Ridge National Laboratory w USA, wreszcie do Królewskiej Politechniki w Sztokholmie. Swój czas poświęcał jednak przede wszystkim działalności w kraju – większość okresu swojej pracy zawodowej spędził w Instytucie i na Wydziale Fizyki PW. Tu wygłaszał wykłady cieszące się ogromnym uznaniem wśród studentów, prowadził prace dyplomowe i doktorskie, brał udział w działalności organizacyjnej, wkładając ogromnie dużo energii w przyszłość fizyki na Politechnice i w całym kraju.

Był całkowicie oddany sprawom fizyki oraz Wydziału i nie wahał się występować z odmiennym poglądem, gdy wierzył, że zmierza do właściwego celu. Sam posiadał rzadko już spotykaną w środowisku szeroką znajomość fizyki i wymagał tego od swoich współpracowników oraz studentów. Dlatego kontakt z nim wydawał się niekiedy trudny. Profesor Ćwiok jako wicedyrektor Instytutu Fizyki był inicjatorem i głównym organizatorem licznych przedsięwzięć ważnych dla działalności Instytutu, a obecnie Wydziału Fizyki. Jako przykłady warto wymienić poważny wkład w organizację, a właściwie budowę od podstaw Laboratorium Fotoniki i Nowych Materiałów, oraz starania o uzyskanie funduszy na renowację gmachu fizyki. Był organizatorem międzynarodowego sympozjum poświęconego Marii Skłodowskiej-Curie i współorganizatorem innych konferencji na naszym terenie.

My, przyjaciele i koledzy z Zakładu VII, byliśmy głęboko poruszeni wiadomością o śmierci Stefana. Wiedzieliśmy o chorobie, a przecież czekaliśmy, że powróci na Wydział. Gdy ten powrót stał się już niemożliwy,

zdaliśmy sobie sprawę, że Stefan pozostanie dla nas na zawsze niekwestionowanym autorytetem naukowym – człowiekiem, którego prace przyczyniły się do wytyczenia kierunku badań w dziedzinie struktury jądra atomowego, osobowością, która ma niekwestionowane miejsce w historii rozwoju naszego Instytutu i Wydziału Fizyki PW. Jako wieloletni przyjaciel Stefana chciałbym tu wspomnieć jeszcze, jak troskliwym i oddanym był mężem, ojcem i dziadkiem. Jak bardzo cieszył się sukcesami i radościami swoich najbliższych, jak bardzo pragnął, aby ich życie było wartościowe i piękne. Nie rozstawał się też nigdy z Przerzytym Borem, krainą lat dziecińczych, którą z ogromnym uczuciem niezmiennie nosił w sercu przez całe życie.

Żegnam Cię, Stefanie, piękną sentencją łacińską, na którą w pełni zasłużyłeś: „non omnis moriar”.

Włodzimierz Zych
Wydział Fizyki
Politechnika Warszawska

* * *

Chciałbym dołączyć do wspomnienia prof. Zycha kilka słów od siebie. Przez wiele lat blisko współpracowałem ze Stefanem Cwiokiem nad zagadnieniem istnienia i trwałości jąder superciężkich. Zawsze podziwiałem jego pełne zaangażowanie w to, co robił, dokładność, pracowitość i wytrwałość. Gdy Stefan otrzymał jakiś wynik, to można było mieć pełne przekonanie, że jest to wynik poprawny. Zanim bowiem go przedstawił, wielokrotnie i na różne sposoby go sprawdzał. Przy wszystkich swoich obowiązkach dydaktycznych i organizacyjnych, o których pisze prof. Zych, zawsze, codziennie znajdował czas na pracę naukową. Nierzadko była to praca wieczorami i w dni formalnie wolne od pracy. Często zastanawiałem się, skąd bierze motywację i siły do tak wyteżonej pracy. O siły te dbał, prowadząc zdrowy tryb życia. Pamiętam, jak podczas naszych pobytów w instytucie ciężkich jonów (GSI) w Darmstadtzie codziennie rano, przed rozpoczęciem pracy, długo biegał po okolicznych polach i lasach. W Warszawie lubił takie bieganie i długie spacery po Puszczy Kampinoskiej (patrz zdjęcie we wspomnieniu prof. Zycha). A motywacją do ciężkiej pracy była chyba ciekawość i wielka radość z każdego dobrego wyniku naukowego. Byłem zawsze pod wrażeniem intensywności jego przeżycia, gdy udało mu się rozwiązać jakiś trudniejszy problem i otrzymać ciekawy wynik. Nie bał się trudnych problemów, którym trzeba było poświęcić wiele wysiłku. Stąd współpraca z nim była ciekawa i efektywna. To odważne podejmowanie trudniejszych zagadnień, wytrwałość i konsekwencja w ich rozwiązywaniu pozwoliły mu otrzymać wiele wartościowych wyników, które zyskały uznanie w środowisku fizyków jądrowych na całym świecie.

Adam Sobiczewski
Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana
Warszawa

Najważniejsze prace

Najważniejsze prace prof. Stefana Cwioka dotyczą fizyki jąder ciężkich i superciężkich. Nie ulega wątpliwości, że był on pionierem badań teoretycznych w tej dziedzinie.

Jego największe osiągnięcia są następujące.

- Wykazanie, że bariery na rozszczepienie jąder o $Z > 100$ silnie zależą od deformacji trójosiowych i stwierdzenie, że jądra o $N = 162$ są szczególnie trwałe ze względu na występowanie zdeformowanego efektu powłokowego (S. Cwiok, V.V. Pashkevich, J. Dudek, W. Nazarewicz, „Fission Barriers of Transfermium Elements”, *Nucl. Phys. A* **410**, 254 (1983)). Przewidywanie to zostało potwierdzone doświadczalnie w GSI i ośrodkach amerykańskich. Przed jego pracami sądzono, że długożyciowe jądra superciężkie stanowią „wyspę”, która oddzielona jest od „kontynentu” jądrowego obszarem jąder o niezwykle krótkich czasach życia. Stefan Cwiok wykazał, że ze względu na efekt deformacyjny dla $N = 162$ mamy w rzeczywistości do czynienia z półwyspem.
- Wyjaśnienie zagadkowych danych doświadczalnych pokazujących występowanie dwóch rodzajów rozszczepienia w izotopach fermu i wykazanie, że nowy, „symetryczny” kanał rozszczepienia można związać z podziałem jądra fermu-264 na dwa podwójnie magiczne jądra cyny-132 (S. Cwiok, P. Rozmej, A. Sobiczewski, Z. Patyk, „Two Fission Modes of the Heavy Fermium Isotopes”, *Nucl. Phys. A* **491**, 281 (1989)).
- Wykonanie pierwszych realistycznych obliczeń stanów podstawowych i barier na rozszczepienie jąder superciężkich z uwzględnieniem deformacji multipolowych wyższych rzędów (S. Cwiok, A. Sobiczewski, „Potential Energy and Fission Barriers of Superheavy Nuclei Calculated in Multidimensional Deformation Space”, *Z. Phys. A* **342**, 203 (1992)).
- Wykazanie, że w wielu jądrach z obszaru aktywności pojawi się trzecie (metastabilne) minimum energii odpowiadające kształtom jądrowym o naruszonej symetrii odbiciowej (S. Cwiok, W. Nazarewicz, J.X. Saladin, W. Płociennik, A. Johnson, „Hyperdeformations and Clustering in the Actinide Nuclei”, *Phys. Lett.* **322B**, 304 (1994)). Takie silnie asymetryczne minima można związać z istnieniem konfiguracji o charakterze klastrowym, w których cięższym klastrem jest jądro cyny-132.
- Wykonanie systematycznych obliczeń struktury nieparzystych jąder superciężkich (S. Cwiok, S. Hofmann, W. Nazarewicz, „Shell Structure of the Heaviest Elements”, *Nucl. Phys. A* **573**, 356 (1994)). Na obliczeniach tych opierała się (i w dalszym ciągu opiera) interpretacja danych doświadczalnych z GSI i Jyväskylä.
- W pracach najnowszych, opartych na mikroskopowych modelach samogodnych, wykazanie, że protonową liczbą magiczną w obszarze jąder superciężkich jest $Z = 126$ (lub $Z = 120$), a nie $Z = 114$,

jak sądzono przez dziesiątki lat (S. Cwiok, J. Dobaczewski, P.-H. Heenen, P. Magierski, W. Nazarewicz, „Shell Structure of the Superheavy Elements”, *Nucl. Phys. A* **611**, 211 (1996); S. Cwiok, W. Nazarewicz, P.-H. Heenen, „Structure of Odd- N Superheavy Elements”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1108 (1999); S. Cwiok, P.-H. Heenen, W. Nazarewicz, „Shape coexistence and triaxiality in the superheavy nuclei”, *Nature* **433**, 705 (2005)). Obliczenia Stefana Cwioka sugerują występowanie obszaru współistnienia kształtów dla $Z \approx 116$ oraz $N \approx 176$. Do jąder z tego obszaru dochodzi się obecnie w Dubnej, wykorzystując reakcje typu „gorącej syntezy”.

Witold Nazarewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Department of Physics and Astronomy
The University of Tennessee, USA

Physics Division
Oak Ridge National Laboratory, USA

Wspominając Kolegę . . .

Stefana Cwioka spotkałem po raz pierwszy we wrześniu 1958 r. na Uniwersytecie Moskiewskim, powszechnie nazywanym MGU, dokąd przyjechał po ukończeniu dwóch pełnych lat studiów technicznych w Krakowie, by rozpocząć, od pierwszego roku, studia na Wydziale Fizyki. Ja wówczas rozpoczynałem tam trzeci rok studiów. Był to bodajże pierwszy rok, w którym odstąpiono od ogólnopolskiej rekrutacji abiturientów szkół średnich na studia zagraniczne poprzez wojewódzkie i ogólnopolskie egzaminy konkursowe. Zapewne przyczyna tej zmiany była taka, że sporo osób dostawało się na takie studia, uznawane za prestiżowe, poza konkursem, co z reguły kończyło się szybką przymusową rezygnacją, a nawet kompromitacją. Również pewna część osób zakwalifikowanych na studia w drodze konkursu nie była w stanie podolać ogromowi nieoczekiwanych trudów. Oni także rezygnowali, chociaż tych było znacznie mniej. A przecież całkowite utrzymanie studenta za granicą wiązało się z kosztami większymi niż w kraju. Dlatego uznano, że studenci, którzy na krajowych uczelniach wykazali się bardzo dobrymi wynikami w nauce, poradzą sobie i w tych warunkach. Właśnie takim studentem był Stefan Cwiok. Trzeba tu dodać, że na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Moskiewskiego kształcono wówczas studentów tak, by mogli podejmować pracę (według rozdzielnika) w tzw. skrytkach pocztowych, czyli w zamkniętych zakładach pracy, których oficjalnym adresem był tylko numer kodu pocztowego. Taki specjalista powinien był umieć praktycznie wszystko, poczynając od dorabiania kluczy, wytapiania naczyń szklanych, stolarki itp. Musiał również zbudować odbiornik radiowy i solidnie poznać rysunek techniczny. I to wszystko od razu na pierwszym roku studiów. Dlatego też tydzień nauki trwał od poniedziałku do soboty włącznie po 8–10 godzin

dziennie i wszystkie zajęcia były obowiązkowe, w dokładnym ustalonym czasie. Dodatkowym utrudnieniem, zwłaszcza na pierwszym roku studiów, był język rosyjski, który co prawda uważany jest za łatwy, bo jest podobny do polskiego, ale należało się nim biegle posługiwać na co dzień, praktycznie bez taryfy ulgowej. Szczególnie dawało to się we znaki na przedmiotach o charakterze humanistycznym. Stefan, będąc wówczas w wieku absolwenta, startował w takich warunkach razem z nowicjuszami, młodszymi od niego o 5–6 lat. Trzeba jeszcze dodać, że jako stypendyści Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego (MSzW – poprzednik obecnego MENiS) mieliśmy rygorystyczny warunek kontynuowania studiów – jakakolwiek ocena dostateczna oznaczała powrót do kraju, a skala ocen w MGU jest taka: 2, 3, 4 oraz 5, i nie przewiduje plusów.

Na studiach nie prowadziliśmy na ogół jakiegos aktywnego życia towarzyskiego, bo po prostu nie było kiedy. Wszyscy jednak dobrze wiedzieliśmy, jak się komu wiedzie. Stefana spotykałem, jak i paru innych kolegów, m.in. znanego obecnie prof. Henryka Szymczaka czy ówczesnych aspirantów (czyli doktorantów), prof. Zbigniewa Strugalskiego i zmarłego już prof. Edmunda Igrasa, w bibliotekach, stołówkach, przy stoiskach z książkami. Mieszkaliśmy w akademiku na Wzgórzach Leninowskich (obecnie Worobiowe Góry), tam, gdzie mieści się część główna Uniwersytetu, kilkanaście kilometrów od centrum miasta. Metro tam jeszcze wtedy nie dochodziło, tylko jeden autobus, nr 111, najczęściej zatłoczony, a wewnątrz zawsze czuć było silny zapach benzyny.

Wyjazdy do miasta były rzadkie. Głównie podczas świąt państwowych, nieczęstych zresztą. No i tzw. sobotników, kiedy studenci pomagali wykonywać plan przy budowie metra. Stefan tam też bywał. A była to praca wcale nie symboliczna. Nasi miejscowi koledzy dawali przykład rzetelnego poświęcenia. Pomyśleć tylko, że niektórzy z nich dorabiali po nocach z soboty na niedziele do głodowych stypendiów, rozładowując łopatami wagony kolejowe. Część tych pieniędzy wysyłali nawet swoim rodzicom na utrzymanie. Taka była niepisana prawda tamtych lat.

Studenci starszych lat z zaciekawieniem i zwiększonym zainteresowaniem przyglądali się nowicjuszom rekrutowanym na studia w odmienny, jak gdyby łatwiejszy sposób. Ale słowa uznania odnosiły się tylko do Stefana. Był zawsze bardzo staranny, systematyczny, pracowity, skrupulatny. Studia ukończył z tzw. czerwonym dyplomem, tzn. z samymi piątkami. Nawet wśród nas nielicznych, którzy odbyli pełny tok trwających 5 i pół roku studiów na MGU, była to rzadkość. Słowo „czerwony”, po rosyjsku „krasnyj”, należy tu rozumieć etymologicznie jako skrót od „krasiwyj”, czyli „piękny”.

Potem spotkaliśmy się ze Stefanem „na Hożej”, tj. na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie przyjmowano absolwentów MGU i Uniwersytetu

Leningradzkiego, przy czym głównie dlatego, że jeszcze formalnie na MSzW spoczywał obowiązek znalezienia zatrudnienia dla swoich stypendystów. Jednak ten obowiązek traktowano już wówczas bardzo niechętnie. W istocie zaś byliśmy tam ludźmi zatrudnionymi „z urzędu”, którzy zajęli miejsce przeznaczone dla własnych absolwentów (takim „intruzem” był również dr Antoni Dymus, absolwent MGU, doskonały dydaktyk i erudyta). Dlatego też po obronie prac doktorskich przenieśliśmy się wkrótce do Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej, gdzie dyrektorem został prof. Strugalski. Ale czas zatrudnienia „na Hożej” był dla nas, po MGU, kolejnym etapem rzetelnego profesjonalizmu. Chociaż, niestety, nie tylko...

Okres pracy Stefana w Instytucie Fizyki, a następnie na Wydziale Fizyki PW jest już powszechnie znany. Był również przeplatany kilkuletnimi wyjazdami, w szczególności do Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, gdzie i ja bywałem. W Laboratorium Fizyki Teoretycznej (LTF) tego instytutu Stefan przepracował kilka lat i pozostawił po sobie bardzo dobre wrażenie. Jeden z jego ówczesnych współpracowników, prof. Paszkiewicz, człowiek o podobnych jak Stefan cechach usposobienia, z dużym ciepłem i podziwem wspomina naszego Kolegę. Ceniono go tam za solidną wiedzę i niezwykłą pracowitość. A LTF był, zwłaszcza wtedy, jednym z najbardziej prestiżowych ośrodków w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych, teorii struktur jądrowych, teorii pola i grawitacji oraz fazy skondensowanej.

Teraz, kiedy od chwili rozstania się ze Stefanem upłynął już jakiś czas i pozostały tylko coraz bardziej



Stefan Ćwiok w Brukseli

wyważone wspomnienia, uważam, że do najcenniejszych jego cech należy zaliczyć niesłabnącą twórczą dociekliwość, opartą na rzetelnej i ciągle rozwijanej wiedzy, no i ogromną pracowitość. Jako taki potrafił również właściwie ocenić rzeczywisty dorobek i wartość zawodową innych, pomijając emocje i słabości właściwe naturze ludzkiej. A ponadto fakt, że dla niego fizyka była nie tylko zawodem. Była pasją i sensem życia.

Bronisław Słowiński

Wydział Fizyki

Politechnika Warszawska

PTF



Oddział Toruński

- 9 czerwca 2005 r. w Instytucie Fizyki UMK odbyło się Walne Zebranie Toruńskiego Oddziału PTF. Zasadniczym celem zebrania były wybory nowych władz Oddziału. W ich wyniku przewodniczącym został dr hab. Ryszard S. Trawiński, a w skład zarządu weszli dr Krystyna Mieloszyk, dr Mariusz Piwiński (sekretarz), dr Jaromir Patyk i mgr Wojciech Grochowski. Powołano również komisję rewizyjną (prof. Andrzej Bielski, dr hab. Piotr Targowski) oraz korespondenta oddziału (niżej podpisany).
- Z okazji Światowego Roku Fizyki Oddział zorganizował cykl otwartych wykładów z pokazami. Wykłady odbywały się w Instytucie Fizyki. Prowadzili je kolejno: dr hab. Bartłomiej Pokrzywka z Krakowa („Jak powstaje zorza polarna”), dr Jolanta Domysławska z To-

runia („Dlaczego grają instrumenty dęte”), dr Krzysztof Przegiętka i dr Krzysztof Wiśniewski z Torunia („Dlaczego dzwonią dzwony”) oraz dr hab. Mirosław Bylicki z Torunia („Dlaczego grają instrumenty strunowe”). Wykłady spotkały się ze sporym zainteresowaniem. Przybywali na nie widzowie należący do różnych grup wiekowych, często całymi rodzinami. Wobec powszechnej, niezrozumiałej niechęci młodzieży do nauki przedmiotów ścisłych, cenna była możliwość pokazania, że fizyka jest naprawdę fascynująca.

- Podobnie jak w latach ubiegłych, IF UMK wraz z Oddziałem zorganizowały pokazy z fizyki dla uczniów szkół ponadgimnazjalnych. Tegorocznym tematem przewodnim było zjawisko rezonansu. Pokazy odbyły się w dniach 21–23 września 2005 r. Obejrzało je blisko 2300 uczniów ze szkół z województwa kujawsko-pomorskiego i sąsiednich.

Winićjusz Drozdowski

Metody krystalografii

Zofia Kosturkiewicz: *Metody krystalografii*, wyd. II poprawione, Wydawnictwo Naukowe UAM, Poznań 2004, s. 204.

Wydany przez Wydawnictwo Naukowe UAM w Poznaniu w 2004 r. podręcznik akademicki p. prof. Zofii Kosturkiewicz zatytułowany *Metody krystalografii* przeznaczony jest dla studentów chemii, geologii, fizyki i biotechnologii. Na dwustu stronach tego podręcznika po krótkiej przedmowie oraz wstępie opisane są w dwunastu kolejnych rozdziałach podstawowe informacje dotyczące kolejno: symetrii makroskopowej kryształów, sieci przestrzennych, symetrii struktury kryształów – grup przestrzennych i ich symboliki, graficznej reprezentacji symetrii grup przestrzennych, podstaw dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego, metod badania materiałów polikrystalicznych, metod krystalografii rentgenowskiej monokryształów, wyznaczania klas Lauego i parametrów sieciowych, wyznaczania grup przestrzennych metodami rentgenografii monokryształów, goniometrii i projekcji stereograficznej, właściwości fizycznych kryształów oraz metod otrzymywania monokryształów. Powyższe tematy uzupełnione są krótkim spisem podstawowej literatury oraz skróconym. Każdy rozdział merytoryczny kończy się zbiorem krótkich zadań umożliwiających sprawdzenie przez prowadzącego zajęcia stopnia opanowania treści danego rozdziału.

Jest to podręcznik kierowany na Wydziale Chemii UAM do studentów drugiego roku chemii, do wykorzystania w trakcie semestralnych zajęć. Jego niewątpliwą zaletą jest praktyczność. Służy on nabyciu przez studentów podstawowych umiejętności określania symetrii kryształów, nauce posługiwania się rachunkiem za pomocą pasów krystalograficznych, nabyciu umiejętności wykonywania projekcji kryształów, ilustracji grup przestrzennych i dyfrakcyjnych, umiejętności korzystania z *Międzynarodowych tablic krystalograficznych*, nauce interpretacji zdjęć rentgenowskich oraz dyfraktogramów proszkowych. Ważną rolę w zarysowanym w tym podręczniku programie krystalografii odgrywa umiejętność wykonywania prostych obliczeń krystalograficznych, wyznaczania parametrów sieci, otrzymywania monokryształów oraz powiązanie symetrii kryształów z ich właściwościami fizycznymi. Jest to praktyczny podręcznik do nauki „podstaw zawodu”.

Tak zarysowany program krystalografii dla studentów jest bardzo dobrym wstępem do bardziej zaawansowanych zajęć fakultatywnych dotyczących metod rentgenowskiej analizy strukturalnej, krystalochemii, krystalografii białek, rentgenografii proszkowej czy też metod wykorzystywania krystalograficznych baz danych.

Moim zdaniem taka pozycja literaturowa jest w Polsce bardzo potrzebna głównie studentom nauk przyrodniczych, ponieważ stanowi oryginalny, praktyczny i dobrze sprawdzony kurs podstaw krystalografii. Można potraktować go jako syntezę kilku innych podręczników obecnie

dostępnych w Polsce, takich jak cytowane w spisie literatury książki prof. Zbigniewa Bojarskiego i prof. Tadeusza Penkali czy też podręczników autorstwa Zygmunta i Hanny Trzaska Durskich. Podręczniki te jednakże skoncentrowane są zazwyczaj albo na krystalografii geometrycznej, albo na rentgenografii. Uważam, że w podręczniku prof. Kosturkiewicz zachowana jest odpowiednia proporcja między powyższymi działami krystalografii. Jednocześnie jest to bardzo dobry wstęp do studiowania trudniejszych i bardziej zaawansowanych tematycznie anglojęzycznych podręczników krystalografii (często jednakże przetłumaczonych na język polski), takich jak popularna książka Petera Lugerera *Rentgenografia strukturalna monokryształów*, podręcznik akademicki Maurice'a Van Meersschego i Janine Feneau-Dupont *Krystalografia i chemia strukturalna* czy też podręczniki Jenny P. Glusker (m.in. *Crystal Structure Analysis for Biologists*) oraz redagowana przez Carmela Giacovazza i sponsorowana przez Międzynarodową Unię Krystalograficzną monografia zatytułowana *Fundamentals of Crystallography*.

Moim zdaniem udało się p. prof. Kosturkiewicz pogodzić zwięzłość z odpowiednim doбором zakresu treści merytorycznych. Właściwie trudno znaleźć rozdziały czy tematy w tym podręczniku akademickim, które byłyby zbędne lub które powinny być dodane. Nie mam większych uwag do układu podręcznika, może z wyjątkiem tego, że – moim zdaniem – rozdział poświęcony goniometrii oraz projekcjom powinien znajdować się bliżej początku podręcznika ze względu na możliwość ilustracji symetrii grup punktowych, które omawiane są na początku kursu. Podręcznik ten na ogół napisany jest w bardzo dobrym stylu, prostym i jasnym językiem, chociaż w kilku miejscach Autorka nie ustrzegła się odrobiny krystalograficznego slangu, np. pisząc w przedmowie o „zakładzie posiadającym CCD” bez wyjaśnienia początkującym studentom, co ten skrót oznacza – wyjaśniony jest on dopiero w połowie podręcznika. Nie jest też konieczne używanie terminu *International Tables* w wersji angielskiej (p. 4.2). Moje inne drobne uwagi krytyczne dotyczą użycia w definicji kryształu – otwierającej wstęp – pojęcia sieci przestrzennej, które wyjaśnione jest w dalszych rozdziałach podręcznika. Także symetria oraz element symetrii wprowadzane są w sposób bardzo opisowy, bez podsumowującej, zwięzłej i jasnej definicji. W rozdziale na temat elementów symetrii Autorka podaje, że osie o krotnościach 5, 8, 10 i 12 są zabronione, lecz występują w kwazikryształach. Informacji tej mogłoby towarzyszyć stwierdzenie o ich lokalnym, a nie globalnym charakterze. Te drobne uwagi w niczym nie zmieniają mojej opinii o wysokim poziomie merytorycznym tego podręcznika i tylko szkoda, że Wydawnictwo Naukowe UAM zdecydowało się wydać go w wersji czarno-białej. Kolorowe ilustracje są szczególnie pomocne przy dyskusji symetrii grup przestrzennych i mogłyby ułatwić studentom zrozumienie treści oraz dostarczyć im pozytywnych wrażeń estetycznych. Niestety, jednobarwne ilustracje nieco

zmniejszając przyjemność płynącą z lektury tego podręcznika, ogólnie zresztą wydanego dosyć starannie. Jestem przekonany, że recenzowane drugie wydanie tego podręcznika (w nakładzie 700 egzemplarzy) pewnie wkrótce ulegnie wyczerpaniu.

Podsumowując, uważam podręcznik prof. Kosturkiewicza za bardzo udany i przydatny. Sam chętnie wykorzystywał go będę w prowadzonych przeze mnie zajęciach dydaktycznych z krystalografii.

Krzysztof Woźniak
Wydział Chemii
Uniwersytet Warszawski

Energia jądrowa wczoraj i dziś

Grzegorz Jezierski: *Energia jądrowa wczoraj i dziś*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 2005, s. 525.

Recenzowana książka przeznaczona jest dla wszystkich zainteresowanych energetyką jądrową oraz ochroną środowiska. Została ona wydana w momencie rozpoczynającej się dyskusji o przyszłości energetyki w Polsce i potrzebie rozwoju energetyki jądrowej.

Książka składa się z dwu części: historia energii jądrowej oraz energetyka jądrowa obecnie. W pierwszej części przedstawione są prace, które doprowadziły do zbudowania broni jądrowej w różnych krajach, skutki wybuchów jądrowych, ograniczanie zbrojeń jądrowych, reaktory jądrowe, naturalny reaktor jądrowy oraz pierwsze pokolenie elektrowni jądrowych. W drugiej części opisane są współczesne reaktory jądrowe, cykl paliwowy, wpływ elektrowni jądrowej na otoczenie, przyszłość energetyki jądrowej i tendencje rozwojowe. Główny nurt książki dotyczy energetyki jądrowej. Jest to właściwie rozłożenie akcentów, choć w obydwu częściach jest nadmiar mało znaczących faktów i szczegółów technicznych. Przykładami mogą być: wielkość nakładów finansowych na badania nad praktycznym zastosowaniem energii jądrowej w Stanach Zjednoczonych w roku 1939 (s. 35) czy też nazwiska, stopnie wojskowe i funkcje oraz zadania 18 żołnierzy bezpośrednio zaangażowanych w zrzućenie bomby atomowej na Hiroszimę (s. 91–92).

Takie podejście zbliża książkę do niemal encyklopedii energii jądrowej o charakterze historyczno-inżyniersko-fizycznym. Jestem pełen uznania dla ilości zgromadzonych informacji, starannie włączonych w opracowanie liczące 525 stron. Zaletą książki są rzetelnie podawane fakty, które zwolennicy lub przeciwnicy energetyki jądrowej mogą interpretować w korzystny dla siebie sposób.

Jest to już trzecia w ostatniej dekadzie poświęcona energii jądrowej pozycja udostępniona szerokim kręgom polskich czytelników. Dwie poprzednie to: G. Charpak i R.L. Garwin, *Błędne ogniki i grzyby atomowe* (Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1999) oraz A. Hrynkiewicz, *Energia. Wyzwanie XXI wieku* (Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 2002). Re-

cenzowana pozycja uzupełnia książkę prof. Hrynkiewicza, która ma charakter podręcznika akademickiego poświęconego różnym rodzajom energii i skierowanego do studentów wszystkich kierunków przyrodniczych.

Istotną wartością tej książki są liczne rysunki oraz 152 zdjęć czarno-białych i 25 kolorowych umieszczonych na 8 stronach dodatkowej wkładki. Wiele z nich było dotychczas trudno dostępnych. Autor włożył wiele wysiłku w ich zebranie oraz uzyskanie zgody na publikację. Szkoda tylko, że prawie połowa z nich po zmniejszeniu stała się mało czytelna. Przykładami zdjęć ciekawych, acz o trudno rozróżnialnych szczegółach są rys. 92 (Sekwencja tworzenia się krateru podczas wybuchu podziemnego), rys. 223 (Widok z helikoptera na uszkodzony blok nr 4) i rys. 245 (Zakłady produkcji paliwa w Marcoule).

Książka adresowana jest do bardzo szerokiego kręgu odbiorców. Mogą korzystać z niej studenci kierunków przyrodniczych i politechnicznych jako uzupełnienia wykładów lub materiału pomocniczego na seminaria. Można ją czytać w czasie podróży lub nawet do poduszki. Zawiera wiele danych z fizyki, chemii oraz techniki. Zamieszczone są też w niej mało znane i ciekawe informacje, niektóre o sensacyjnym charakterze. Przykładem może być opis wydobycia przez Amerykanów w roku 1974 z głębokości 5000 m radzieckiego okrętu podwodnego z bronią jądrową na pokładzie, który zatonął 6 lat wcześniej.

Książka została dość starannie przygotowana i zawiera stosunkowo mało nieścisłości, których trudno się ustrzec przy tak obszernym opracowaniu. Jako recenzent zobowiązany jestem wspomnieć o niektórych z nich. Przykładem nieprecyzyjnych sformułowań są następujące fragmenty tekstu (podkreślenia – M.B.): „zwykłe bomby grawitacyjne” (s. 146), „niskie parametry temperatury” (s. 226), „oraz w akceleratorach cząstek (protony, neutrony)” (s. 232), „niż spalanie (reakcje chemiczne), które powoduje tylko zerwanie wiązań chemicznych (rys. 162, s. 321), „Wodór może być łatwo magazynowany, transportowany (straty przy jego przesyłaniu są mniejsze niż przy przesyłaniu energii elektrycznej)” (s. 509).

Jestem pewien, że książka ta będzie pomocna w kształtowaniu prawidłowego i wyważonego poglądu na współczesną energetykę jądrową i dostarczy merytorycznych argumentów na rzecz zrównoważonego rozwoju energetyki w Polsce. Słowa podziękowania kieruję do ministra nauki, który książkę dotował, oraz instytucji, które okazały pomoc w wydaniu tej wartościowej pozycji, m.in. Elektrowni Opole, Elektrowni Turów S.A. oraz Państwowej Agencji Atomistyki.

Z pełnym przekonaniem polecam tę książkę czytelnikom. Sądzę, że nie będzie osób zawiedzionych, choć stopień zadowolenia po zakończonej lekturze może zależeć od zakresu wiedzy posiadanej przed jej rozpoczęciem.

Mieczysław Budzyński
Instytut Fizyki UMCS
Lublin

■ Zbigniew Kisiel

Urodził się w 1955 r. w Sopocie. Następnie mieszkał w Warszawie i Londynie, gdzie studiował chemię na University College London, specjalizując się w chemii fizycznej, a potem – w 1980 r. – obronił pracę doktorską „An investigation of the microwave spectra of $R_2O \cdots HX$ type hydrogen bonded dimers in the gas phase” (promotor prof. James Millen). Od 1980 r. pracuje w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, gdzie zajmuje się fizyką chemiczną i gdzie w 1993 r. uzyskał stopień naukowy doktora habilitowanego. Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymał 18 kwietnia 2005 r.



Jego główne zainteresowania naukowe dotyczą spektroskopii rotacyjnej cząsteczek i kompleksów międzymolekularnych oraz uzyskiwania precyzyjnych danych o własnościach cząsteczek. W IF PAN skonstruował dwa uniwersalne przyrządy: szerokopasmowy spektrometr zakresu fal milimetrowych oraz fourierowski spektrometr z naddźwiękową wiązką molekularną. Instrumentarium to umożliwia mu podejmowanie różnorodnych wyzwań badawczych zarówno we własnym zespole, jak i we współpracy międzynarodowej. Brał udział w badaniach ponad 30 różnych kompleksów międzymolekularnych i 40 różnych cząsteczek. Prace te zaowocowały ok. 100 publikacjami w czasopiśmie z listy filadelfijskiej. Ostatnio uczestniczy w radioastronomicznych poszukiwaniach cząsteczek życia w przestrzeni międzygwiazdowej jako ekspert od spektroskopii w kilku konsorcjach badawczych.

Odbył staże naukowe w Anglii (Exeter), Włoszech (Bologna), Francji (Lille) i Niemczech (Kilonia). Kierował 5 grantami KBN i grantem UE. W IF PAN kieruje zespołem problemowym, oddziałem naukowym, brał też udział w działalności Szkoły Nauk Ścisłych. Wypromował jednego doktora i sprawuje opiekę naukową nad dwoma doktorantami. Jest członkiem rady czasopisma *Journal of Molecular Spectroscopy*, laureatem medalu ramsaysowskiego University College oraz nagrody Sekretarza Wydziału III PAN.

Jest żonaty, ma dwoje dzieci. Preferuje rower jako środek komunikacji, uprawia tenis stołowy i badminton (kiedy może). Ceni historię i jej klasyków, fascynuje go też wykorzystanie archaicznych języków komputerowych do realizacji współczesnych wyzwań programowych.

■ Tadeusz K. Kopeć

Urodził się w 1958 r. we Wrocławiu. W latach 1977–82 studiował fizykę na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej. Po ukończeniu studiów podjął pracę w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, gdzie pracuje do dziś. W roku 1987 obronił pracę doktorską „Analiza przejść fazowych w ferromagnetycznych nadprzewodnikach” (promotor prof. Jan Klamut), a w 1994 r. uzyskał stopień doktora habilitowanego na podstawie pracy „Przejścia fazowe w kwantowych szklach spinowych”. Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymał 18 stycznia 2005 r.

Zajmuje się fizyką ciała stałego, w szczególności teorią kwantowych przejść fazowych oraz układami z nieporządkiem. Zasadniczy nurt jego obecnych badań dotyczy warstwowych i ziarnistych struktur nadprzewodzących ze sprzężeniem Josephsona, nadprzewodników wysokotemperaturowych, a także zagadnień kwantowej dysypacji. Ostatnio koncentruje się na badaniu związku między wzbudzeniami topologicznymi a kwantowymi punktami krytycznymi w układach silnie skorelowanych elektronów.



Prowadził badania na Uniwersytecie w Duisburgu (1990–91) oraz przebywał jako profesor gość na University of Alberta w Edmonton (1992). W latach 1983–84 był stypendystą Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej w ośrodku badawczym w Karlsruhe, a w latach 1994–95 – stypendystą Komisji Fulbrighta w Northeastern University w Bostonie.

Jest autorem lub współautorem 77 prac oryginalnych w czasopiśmie naukowych oraz wielu doniesień konferencyjnych. Wypromował dwóch doktorów, z których jeden otrzymał stypendium FNP. Otrzymał Nagrodę Sekretarza Naukowego PAN. Kierował wieloma projektami badawczymi KBN. Od 1997 r. kieruje Zakładem Teorii Nadprzewodnictwa i Nadciekłości, a od 2003 r. także Oddziałem Teorii Materii Skondensowanej w INTiBS PAN. Od roku 1999 jest członkiem Rady Naukowej tego Instytutu.

Pasjonuje się astronomią. Ma żonę Renatę, która jest bibliotekarzem i również pracuje w INTiBS.

■ Jan Pluta

Urodził się w 1945 r. w Tarnowie. Fizykę studiował na Uniwersytecie Warszawskim, a pracę magisterską wykonał w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku. W 1973 r. rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki Politechniki Warszawskiej. Rozprawę doktorską (promotor prof. Zbigniew Strugalski) obronił w roku 1975. Obecnie jest kierownikiem Zakładu Fizyki Jądrowej na Wydziale Fizyki PW. Tytuł naukowy otrzymał 18 kwietnia 2005 r.



W okresie przed 1990 r. uczestniczył w pracach prowadzonych w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej. Zajmował się m.in. badaniem czasowo-przestrzennego rozwoju procesu reakcji jądrowych przez analizę korelacji hadronów emitowanych z małymi prędkościami względnymi. Habilitację (1989) uzyskał w ZIBJ na podstawie rozprawy o mechanizmach produkcji hadronów w relatywistycznych zderzeniach jądrowych.

Od 1990 r. współpracuje z instytutami naukowymi w wielu krajach. W laboratorium GANIL zrealizował eksperyment „Interferometria jądrowa układów dwunukleonowych” z użyciem modułowego detektora neutronów DEMON. Kolejne obszary i miejsca działania to eksperymenty: STAR w Brookhaven National Laboratory oraz NA44 i ALICE w CERN-ie, w którym kieruje też pracami grupy z PW i jest koordynatorem prac dotyczących analizy korelacji cząstek.

Wśród jego kontaktów naukowych na podkreślenie zasługuje współpraca z Ecole des Mines de Nantes, obejmująca wymianę pracowników, doktorantów i studentów, realizację wspólnych programów naukowych i dydaktycznych, organizację spotkań naukowych itp.

W pracy dydaktycznej stosuje i propaguje współczesne metody nauczania, w tym elementy multimedialne i łączność internetową oraz udział studentów starszych lat w działalności naukowej na Wydziale. Jest współautorem multimedialnego podręcznika fizyki i koordynatorem nauczania fizyki w systemie kształcenia na odległość w PW.

Jest żonaty, ma syna i córkę oraz parę (uroczych) wnucząt. Więcej informacji można znaleźć na stronie www.if.pw.edu.pl/~pluta/.

■ Zbigniew Wąs

Urodził się w 1958 r. w Siemianowicach Śląskich. Studia fizyki odbył na Uniwersytecie Jagiellońskim. Ukończył je w 1982 r., specjalizując się w zakresie fizyki teoretycznej, i uzyskał tytuł najlepszego studenta w Krakowie. Doktorat uzyskał na UJ, a habilitował się w Instytucie Fizyki Jądrowej (obecnie IFJ PAN) w Krakowie, gdzie pracuje od 1986 r. Tytuł naukowy otrzymał 20 maja 2005 r.

Jego kariera naukowa jest niemal w całości związana z fenomenologią fizyki wysokich energii, a więc opisem oddziaływań materii przy najmniejszych odległościach i odstępach czasu dostępnych bezpośrednim badaniom. Duża część jego badań jest związana z europejskim centrum badań fizyki cząstek elementarnych CERN w Genewie. W ośrodku tym spędził łącznie ponad 6 lat. Przebywał też po jednym roku w Instytucie Maksa Plancka w Monachium oraz w Université de la Méditerranée (Faculté des Sciences Luminy) w Marsylii. Kilkumiesięczne staże odbył na Uniwersytecie w Karlsruhe, w laboratorium cząstek elementarnych KEK w Tsukubie koło Tokio, na Uniwersytecie Kalifornijskim w Santa Barbara, a także w Paryżu: w Ecole Polytechnique i Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (Orsay).



W czasie krótszych wizyt wygłaszał seminaria m.in. w Instytucie im. Budkera w Nowosybirsku, na Uniwersytecie Stanforda, w Caltechu, na Cornell University, Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley, w DESY w Hamburgu i na Uniwersytecie Warszawskim.

Jest autorem 129 doniesień zarejestrowanych w bazie danych na temat fizyki wysokich energii www.slac.stanford.edu/spires/; 73 z nich są sklasyfikowane jako publikacje i mają średnio po 48 cytowań.

Jest żonaty, ma troje dzieci. Jego żona, Elżbieta Richter-Wąs, jest również profesorem fizyki teoretycznej. Starsze dzieci studiują we Francji i Niemczech. Jego ulubione sporty to narciarstwo, pływanie i kolarstwo terenowe. Do przyjemności zalicza też słuchanie muzyki oraz przydomowe ogrodnictwo. Zna angielski, rosyjski, francuski i niemiecki.

■ Andrzej Zięba

Urodził się w 1947 r. w Krakowie. Studiował (1965–72) na Wydziale Elektrycznym AGH. Stopień doktora uzyskał za pracę „Badanie namagnesowania wybranych związków metali 3d w silnych impulsowych polach magnetycznych” (1975, promotor prof. Andrzej Oleś). Habilitował się (1986) w INTiBS we Wrocławiu na podstawie pracy „Przemiany fazowe w arsenku manganu – eksperyment i teoria fenomenologiczna”. Pracuje w Zakładzie Fizyki Fazy Skondensowanej WFilS AGH. Tytuł naukowy otrzymał 18 kwietnia 2005 r.



Tematyka większości jego prac naukowych do 1999 r. dotyczyła magnetycznych przemian fazowych. Podstawą doświadczalną było skonstruowanie generatora impulsowych pól magnetycznych 25 T i współpracującego z nim magnetometru. Najciekawsze wyniki uzyskał dla MnAs, ferromagnetyka z przemianą I rodzaju do fazy para, oraz MnP, modelowego helimagnetyka 3d. Na diagramie polowym MnAs odkrył punkt trójkrytyczny, natomiast w układach $Mn_{1-x}Ti_xAs$ – zjawisko ukrytego ferromagnetyzmu. Dla MnP opracował średniopolową teorię diagramów polowych i punktu Lifszycza.

Pracował za granicą w grupie Simona Fonera (MIT) m.in. nad analityczną teorią wpływu kształtu próbki na sygnał magnetometrów wszystkich rodzajów (1982).

W roku 1996 zaproponował wykorzystanie paskowego detektora krzemowego do 100-krotnego przyspieszenia zbierania danych w dyfrakcji polikryształów. Obecnie zajmuje się metodyką takiego dyfraktometru, zrealizowanego (2000) dzięki detektorom konstruowanym w zespole prof. Władysława Dąbrowskiego z WFilS AGH.

Redaguje (od 1978r.) kolejne wydania skryptu do Pracowni Fizycznej. Teorię i „filozofię” rachunku niepewności pomiaru przedstawiał m.in. w *PF* 5/2001 i 3/2003.

Był przewodniczącym Oddziału Krakowskiego PTF. Organizował pierwszy krakowski Jarmark Fizyczny (1998) i Ogólnopolskie Konkursy na Doświadczenie Pokazowe z Fizyki. Obecnie w Komisji Rewizyjnej i Komisji Nagród PTF (patrz *PF* 6/2003).

Zamiłowania różne, m.in. przewodnik tatrzański. Żona Elżbieta (informatyk), dzieci Joanna i Wojciech.

■ Dariusz Kaczorowski

Urodził się w 1959 r. we Wrocławiu. Studia na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej ukończył w roku 1983, po czym związał się z Instytutem Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Rozprawę doktorską „Własności magnetyczne i transportowe faz występujących w układach UMe(P,As), gdzie Me = Cu, Ni” wykonał pod kierunkiem prof. Roberta Trocia (1988). Stopień doktora habilitowanego uzyskał w roku 1997 na podstawie pracy „Wpływ efektu hybrydyzacji f-d i f-p na własności magnetyczne wybranych potrójnych związków ceru i uranu”. Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymał 18 kwietnia 2005 r.

Jego zainteresowania naukowe dotyczą magnetyzmu układów f-elektronowych, głównie związków międzymetalicznych, które wykazują cechy silnych korelacji elektronowych. Rozpoznał kilka nowych rodzin potrójnych związków ceru, iterbu i uranu oraz wyznaczył doświadczalnie ich własności magnetyczne, transportowe i cieplne. Za swoje prace został wyróżniony indywidualnymi Nagrodami Sekretarza PAN (1980) i Przewodniczącego Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii PAN (1988).



Był stypendystą Fundacji Humboldta (Frankfurt, Darmstadt i Münster), francuskiego CNRS (Rennes), Fundacji im. Lise Meitner (Wiedeń) i Towarzystwa Maksa Plancka (Drezno). Prowadzi ożywioną współpracę naukową z zagranicą, jest częstym gościem wielu ośrodków w Europie, RPA i Japonii.

Jest współautorem ok. 200 publikacji naukowych w czasopismach o zasięgu międzynarodowym oraz trzech monografii. Uczestniczył w kilkunastu projektach badawczych, w kilku jako kierownik lub koordynator krajowy.

Pracuje w INTiBS we Wrocławiu. Przez kilka lat pełnił funkcję Pełnomocnika Dyrektora Instytutu ds. Współpracy Naukowej z Zagranicą, a obecnie jest Głównym Koordynatorem Europejskiego Centrum Doskonałości CELTAM przy INTiBS PAN. W roku bieżącym został wybrany na członka Komisji ds. Magnetyzmu IUPAP.

Jest żonaty (Bogumiła: psycholog-pedagog), ma dwóch synów (Krzysztofa i Macieja). Jego pasją pozanaukową jest muzyka (klasyczna, jazz, rock progresywny).

Wielka unifikacja, czyli strukturalne przemiany fazowe na przełomie tysiącleci

Fascynujący świat przemian fazowych w ciele stałym przez dziesięciolecia oczekiwał na wielką syntezę, porównywalną z przewrotem kopernikańskim, einsteinowskim, powstaniem mechaniki kwantowej czy odrzuceniem koncepcji eteru. Wielość teorii cząstkowych, często opartych na dowolnych, a nawet fałszywych założeniach, nie dawała jednolitego opisu przemian fazowych. Na przełomie tysiącleci doczekaliśmy się jednak bardzo ciekawej unifikacji autorstwa Jurija Mniucha z USA, dawniej pracującego w Laboratorium Krystalografii Instytutu Biofizyki Akademii Nauk ZSRR. Po serii własnych publikacji w czasopiśmie (w latach 1963–81) opublikował on obszerną (liczącą blisko 370 stron) monografię *Fundamentals of Solid-State Phase Transitions, Ferromagnetism and Ferroelectricity*. Zachęcam do wnikliwej lektury tej bardzo ciekawej monografii, która – być może – odmieni w sposób istotny nasze dotychczasowe spojrzenie na fizykę przemian fazowych, a zwłaszcza na trzy jej podstawowe tematy: strukturalne przemiany fazowe, ferromagnetyzm i ferroelektryczność oraz ich wzajemne relacje.

Opierając się na własnych doświadczeniach oraz korzystając z zapomnianych idei sięgających lat trzydziestych i siedemdziesiątych XX wieku, autor dokonał nie tylko krytycznej analizy zarówno danych doświadczalnych, bardzo często niespójnych ze sobą lub różnorodnie interpretowanych, jak i teorii próbujących, często z miernym skutkiem, opisu obserwowanych zjawisk. Pokazał w swojej książce, jak kruche są podstawy naszej dzisiejszej wiedzy o ciele stałym, jak wyrzykowa jest ta wiedza i jak często oparta na grubych lub wręcz błędnych założeniach. Niektóre teorie wpisane do kanonu fizyki (teorie Landaua, Weissa–Heisenberga, klasyfikacje przemian fazowych Ehrenfesta, Buergera i Pipparda) są stosowane powszechnie, acz bez większego zastanowienia nad zakresem ich obowiązywania. Równocześnie autor zwrócił uwagę na wciąż rosnącą liczbę faktów sprzecznych z obowiązującymi teoriami.

Czy rzeczywiście nie można opracować spójnej i prostej teorii wyjaśniającej wszystkie fakty doświadczalne? Mniuch zaproponował syntezę, która na pierwszy rzut oka jest wręcz sensacyjna – alternatywny schemat mechanizmu przemiany fazowej, unikający dotychczasowych problemów i bardziej skutecznie niż poprzednie wyjaśniający zachowanie się rzeczywistych kryształów w czasie przemiany. Dzięki temu ujednoczeniu opisu usunięte zostały liczne sprzeczności spotykane dotychczas w literaturze i zbędne lub fałszywe założenia teoretyczne.

Autor pokazuje na wielu przykładach, że przemiany fazowe zawsze zachodzą przez zarodkowanie i wzrost kryształu nowej fazy. Przemiana fazowa w idealnym (bezdefektowym) kryształcie jest niemożliwa. Każda przemiana jest a) przemianą strukturalną, b) przemianą z histerezą temperaturową, c) przemianą pierwszego rodzaju. Podejście takie okazało się skuteczne, pozwoliło połączyć w zaskakująco prostym modelu także ferroelektryczność i ferromagnetyzm, odbierając im charakter zjawisk krytycznych, nazwanych przez Mniucha wprost wielką pomyłką współczesnej fizyki.

Narodziła się więc synteza, wielka unifikacja i znaczne uproszczenie widzenia świata. Jest to zresztą zgodne z intuicyjnym przekonaniem, że Przyroda nie powinna być aż tak skomplikowana, jak to wynika z obowiązującej dziś o niej wiedzy. Mniuch uzyskał spójny i wzajemnie niesprzeczny opis różnych przemian fazowych w różnych kryształach – rzecz dotychczas nieosiągalną. Dziedzina, której rola niepomiernie rośnie, jedyną, która daje poprawny obraz badanej przemiany, okazuje się krytalografia. Wystarczy tylko odpowiedni opis!

Wiele pojęć, z którymi fizycy ciała stałego są „za pan brat”, należałoby więc przenieść, jak eter, do archiwum historii fizyki. Nie tylko dlatego, że spełniły swoje „cząstkowe” zadania i przestały być już potrzebne, ale też dlatego, że część to po prostu pojęcia błędne. Im wcześniej to nastąpi, tym lepiej! Również z pozytywnym dla dydaktyki fizyki zarówno na uczelniach, jak i w szkołach średnich.

Konieczna będzie też zmiana zakresu pojmowania niektórych terminów i przyjęcie nowych. To, niestety, wymaga przełamania pewnej bariery psychologicznej przed zaakceptowaniem proponowanego opisu przemian fazowych. Z historii fizyki wiadomo, że nie jest to takie proste. Czy może trzeba będzie czekać na nowe pokolenie fizyków? Czy należy już teraz podjąć zdecydowane kroki, by uporządkować fizykę przemian fazowych? Stanęliśmy więc, u progu trzeciego tysiąclecia, przed wielkim wyzwaniem.

Jeszcze raz gorąco zachęcam do lektury monografii Mniucha. Jedną z istotnych jej zalet jest uproszczenie do minimum języka naukowego (pełna informacja jest jednak zawarta w cytowanych pracach oryginalnych), by lepiej ukazać rewolucyjny wręcz pomysł ujednoczenia opisu przemian fazowych. Uważam, że książka nie straciła na tym zabiegu redakcyjnym, a pozwoli on wielu czytelnikom łatwiej odkryć piękno propozycji nazwanej przez znanego badacza przemian fazowych, prof. Franka Herberta, „nieukończoną rewolucją Mniucha”.

Paweł E. Tomaszewski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych na mocy postanowień Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymali: 29 sierpnia 2005 r. – Janusz Berdowski (Akademia im. Jana Długosza, Częstochowa), Helena Maria Białkowska (IPJ), Piotr Maria Kielanowski (UwB) i Adam Antoni Lipowski (UAM); 10 października 2005 r. – Rafał Leszek Abdank-Kozubski (UJ), Tomasz Józef Wojtowicz (IF PAN) i Piotr Maria Żencykowski (IFJ PAN).

■ Członkowie zagraniczni PAU

Polska Akademia Umiejętności wybrała nowych członków zagranicznych. Z fizyków są to James Daniel Bjorken, Jacek Prentki i Rolf Hendrik Siemssen.

Bjorken (ur. 1938 r.) jest emerytowanym profesorem Uniwersytetu Stanforda. Wniósł zasadniczy wkład do badań nad strukturą nukleonu, opisał mechanizm powstawania tzw. kondensatu chiralnego. W zastosowaniu do badań doświadczalnych opracował teorię zachowania się wiązki w akceleratorze w wyniku rozpraszania cząstek w obrębie wiązki oraz zaprojektował nowy rodzaj detektorów do obserwacji wysokoenergetycznych zderzeń hadronów. Autor ponad 200 publikacji cytowanych ok. 1000 razy. Współautor (wraz z Sidneyem Drellem) monografii *Relativistic Quantum Field Theory*. Niedawno wyszedł też zbiór jego wykładów podsumowujących poszczególne konferencje fizyki wielkich energii: *In Conclusion: A Collection of Summary Talks in High Energy Physics* (World Scientific, 2005). Jest członkiem amerykańskiej National Academy of Sciences oraz American Academy of Arts and Sciences, a także członkiem zagranicznym Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk.

Prentki (ur. 1920 r.) jest fizykiem teoretykiem, kształcił się na tajnym Uniwersytecie Warszawskim, od 1946 r. mieszka i pracuje za granicą. Jest profesorem Collège de France, przez wiele lat był kierownikiem Zespołu Fizyki Teoretycznej w CERN-ie, miał ogromny udział w promowaniu współpracy polskich fizyków z tą instytucją. Jest autorem i współautorem wielu ważnych prac na temat podstaw mechaniki kwantowej, symetrii dyskretnej w mechanice kwantowej oraz kwantowej teorii pola. Był założycielem i pierwszym redaktorem europejskiego czasopisma poświęconego fizyce wysokich energii – *Physics Letters B*.

Siemssen (ur. 1933 r.) jest fizykiem jądrowym, przez ponad 20 lat był dyrektorem Kernfysisch Versneler Instituut w Groningen i uczynił z tego instytutu jeden z najważniejszych światowych ośrodków fizyki jądra atomowego. Jest autorem ponad 150 publikacji poświęconych reakcjom jądrowym: syntezie jądrowej, reakcjom zdzierania, wzbudzeniu gigantycznych rezonansów, multi-fragmentacji w zderzeniach ciężkich jonów. Jako dyrektor instytutu w Groningen był inicjatorem współpracy z polskimi ośrodkami fizyki jądrowej, zwłaszcza w Krakowie i Warszawie.

B. W.

■ Ku powstaniu Europejskiej Rady Badań Naukowych

Już od 2002 r. Unia Europejska zastanawia się, czy należy utworzyć międzynarodową organizację promującą w skali kontynentu badania naukowe (patrz Kronika 6/2003). Ostatnio uczyniono zdecydowany krok w tym kierunku. Komisja Europejska powołała 22 członków założycieli Europejskiej Rady Badań Naukowych (European Research Council – ERC). Jest wśród nich pięcioro fizyków: Daniel Esteve (Francja), Pavel Exner (Republika Czeska), Hans-Joachim Freund (Niemcy), Norbert Kroo (Węgry) i Maria Teresa Lago (Portugalia).

Można się spodziewać, że ERC będzie działać od 2007 r. i rozpocznie finansowanie badań prowadzonych przez zespoły, których uczestnikami będą badacze z różnych krajów Europy.

Lord May of Oxford, prezes Towarzystwa Królewskiego, w wywiadzie udzielonym czasopismu *Academia* powiedział m.in.: „Podstawowym celem ERC jest stworzenie szerszego obszaru działania, które ma pomóc podniesieniu aspiracji. Ponieważ różne kraje mają odmienne kultury naukowe i prowadzą badania w różny sposób, przy czym niektóre są wyraźnie mniej produktywne, wydawało się logiczne stworzenie mechanizmu, który podwyższyłby standardy nauki europejskiej w podobny sposób, w jaki Liga Mistrzów podnosi poziom krajowych lig piłkarskich. (...) ERC musi być tworzona wyłącznie opierając się o kryterium bezwzględnej doskonałości naukowej ocenianej przez środowisko. (...) Ogromnie cenię sobie sposób, w jaki Europejska Fundacja Naukowa (European Science Foundation) tworzy sieci kolegialne, ale widzę też, że walczą one o fundusze, które są na poziomie ponadnarodowym. Uważam, że Europa potrzebuje mechanizmu oceny wniosków o granty zespołów ponadnarodowych opierając się wyłącznie o kryterium doskonałości, dokładnie tak, jak robią to najlepsze narodowe komitety ds. badań, i wydaje się, że ERC byłaby idealnym rozwiązaniem służącym realizacji tego celu. (...) Uważam, że należy podkreślić niezależność ERC zarówno z zasadniczych, jak i symbolicznych powodów, ustanawiając jej siedzibę z dala od Brukseli”.

Phys. World 18, nr 8 (2005); *Academia*, nr 3 (2005)

B. W.

■ Komitet Fizyki PAN

23 kwietnia 2005 r. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego odbyło się otwarte posiedzenie Komisji Fizyki Teoretycznej Komitetu Fizyki PAN. Organizatorami spotkania byli prof. Jerzy Lukierski (UWr) i prof. Jakub Rembieliński (UŁ).

Przed południem odbyły się wykłady: prof. Józefa Spałka (UJ) – „Emergentność układów wielocząstkowych: kwantowe zjawiska krytyczne i nowe ciecze kwantowe”, prof. Roberta Alickiego (UG) – „Informatyka kwantowa, czyli powrót kota Schrödingera” oraz prof. Lu-

cjana Jacaka (PWR) – „Nanotechnologiczne perspektywy mechaniki kwantowej”.

Popołudnie zajęła dyskusja panelowa „Badania podstawowe *versus* zastosowania”. Poprowadził ją prof. Iwo Białyński-Birula (CFT). Wprowadzenie do panelu, „Manifest fundamentalisty”, wygłosił prof. Andrzej Białyński (UJ). Dyskusja koncentrowała się wokół szeroko rozumianego problemu finansowania nauki oraz miejsca fizyki we współczesnym świecie. Uczestnicy próbowali również odpowiedzieć na pytanie o relację między badaniami podstawowymi a zastosowaniami. Więcej informacji o posiedzeniu można znaleźć na stronie merlin.fic.uni.lodz.pl/~panotwarte/.

Marcin Ostrowski

■ Potrzeba badań podstawowych w Kosmosie

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) opublikowało w maju 2005 r. dokument przedstawiający stanowisko EPS wobec prowadzenia w przestrzeni kosmicznej badań podstawowych z fizyki. Dokument ten ma zachęcić fizyków europejskich do wykorzystywania możliwości poznawczych, jakie stwarzają doświadczenia prowadzone w przestrzeni pozaziemskiej, a także wzywa rządy państw europejskich, aby wspomagały Europejską Agencję Badań Kosmicznych (ESA) oraz agencje narodowe i w ten sposób zapewniały udział Europy w tych badaniach.

Wyniki doświadczeń kosmicznych mogą stanowić sprawdzian teorii grawitacji i ogólnej teorii względności (OTW), mogą nawet doprowadzić do wykrycia nowych sił i cząstek. Gdyby przewidywania OTW okazały się nieprawdziwe, byłoby to sygnałem istnienia nieznanymi dotychczas sił, a więc stanowiłoby „nową fizykę” wychodzącą poza Model Standardowy oddziaływań cząstek elementarnych. Poza tym eksperymenty z fizyki atomowej, zwłaszcza dotyczące chłodzenia laserowego w nieobecności grawitacji, dadzą możliwość pomiarów fundamentalnych sił atomowych i badania symetrii z dokładnością nieosiągalną w polu ziemskim.

Aparatura potrzebna do badań podstawowych w fizyce i metody pomiarów znacznie się różnią od stosowanych w badaniach astrofizycznych. Pierwszy eksperyment grawitacyjny, przeprowadzony w obserwatorium orbitalnym NASA, wykazał, że opanowano już potrzebne technologie. W Europie opracowuje się zegar atomowy ACES przeznaczony dla międzynarodowej stacji kosmicznej. W przyszłości międzynarodowy czas atomowy będą mierzyć zegary umieszczone na pokładach satelitów.

Podstawowe badania w przestrzeni pozaziemskiej, według definicji komitetu badań kosmicznych COSPAR, obejmują działalność dwojakiego rodzaju: 1) odkrywanie i badanie fundamentalnych praw fizyki rządzących materią, przestrzenią i czasem, 2) ustalanie zasad fizyki, z których wynika struktura i złożoność Wszechświata.

Pierwsza grupa obejmuje fizykę grawitacji i cząstek (w tym sprawdzanie OTW i teorii alternatywnych), poszukiwanie w przestrzeni kosmicznej fal grawitacyjnych, antymaterii, ewentualnych odstępstw od zasady równo-

ważności i nowych, hipotetycznych sił dalekiego zasięgu oraz testy unifikacji oddziaływań fundamentalnych.

W drugiej grupie przestrzeń pozaziemska będzie wykorzystywana do badań zjawisk kwantowych i ich zastosowań, np. kondensacji Bosego–Einsteina, zjawisk krytycznych w superpłynach i zastosowania chłodzenia laserowego do projektowania i budowy nowych zegarów. Nacisk będzie położony m.in. na dogłębne badania roli symetrii w fizyce makroskopowej. Niektóre z tych problemów są przedmiotem zainteresowania obu sekcji ESA – astronomii i fizyki podstawowej.

W roku 2004 ESA wezwała do zgłaszania propozycji wchodzących w skład projektu „Cosmic Vision 2015–2025”. Nadeszło 41 wniosków; Grupa Doradcza ds. Fizyki Podstawowej wybrała kilkanaście z nich jako możliwych do realizacji w przyszłych eksperymentach kosmicznych.

Niestety, budżet naukowy ESA nie zmienia się już od dekady, istnieje więc obawa, że nie będzie dostatecznego wsparcia finansowego rozwoju technologii umożliwiających te doświadczenia. Komitet Wykonawczy EPS jest zdania, że Światowy Rok Fizyki 2005 stanowi właściwą okazję, aby zwrócić uwagę na potrzeby dziedziny „fizyka podstawowa w kosmosie”. Ma ona ogromny potencjał odkrywczy i powinna odegrać decydującą rolę w fizyce XXI wieku.

B. W.

■ Nagrody EPS za fizykę wysokich energii

Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek (HEPP) Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznał nagrody za rok 2005. Nagrodzono Heinricha Wahla (CERN) – „za wybitne kierownictwo eksperymentów dotyczących naruszenia symetrii CP” – oraz CERN-owską współpracę NA31, „która pierwsza wykazała naruszenie symetrii CP w rozpadach obojętnych mezonów K”.

Nagrodę EPS–HEPP dla młodych fizyków otrzymał Mathieu de Naurois (Laboratorium Fizyki Jądrowej i Wysokich Energii CNRS) za „swoje nowe idee i decydujący wkład w eksperymenty z kosmicznym promieniowaniem γ ”.

CERN Courier 45, nr 7 (2005)

B. W.

■ ITER będzie w Europie

Podjęty w 1988 r. projekt zbudowania międzynarodowego eksperymentalnego reaktora termojądrowego (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) we współpracy Unii Europejskiej, Stanów Zjednoczonych, Rosji (wówczas jeszcze ZSRR) i Japonii po prawie 20 latach zbliża się do realizacji. W swoim czasie do udziału dołączyły jeszcze Chiny i Korea Południowa.

ITER (to nie tylko akronim nazwy urządzenia, lecz także łacińskie słowo „droga”) ma wykazać możliwość uzyskiwania energii z kontrolowanej reakcji syntezy jądrowej. W planach jest uzyskanie temperatury powyżej 100 mln kelwinów. Do ścisania plazmy deuterowo-trytowej w toroidalnym urządzeniu typu tokamak zastosowane

będą bardzo silne pola magnetyczne wytwarzane przez magnesy nadprzewodnikowe.

Długo trwał spór, gdzie ma być budowane to urządzenie. Japonia naciskała, żeby ulokować je na jej terenie. Zdecydowano się w końcu na miejscowość Cadarache w południowej Francji. Unia Europejska zgadza się pokryć połowę kosztów budowy, resztę podzielono między pozostałych pięciu partnerów. W roku 2007 zostaną zawarte pierwsze kontrakty z wykonawcami, w 2011 r. rozpocznie się konstrukcja urządzenia i montowanie tokamaka, w 2016 r. urządzenie ma być gotowe.

Phys. World 18, nr 8 (2005)

B. W.

■ 36. Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

Zawody 36. Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej (MOF) odbyły się w Salamance w dniach 3–12 lipca 2005 r. Liczba krajów uczestniczących w Olimpiadach Międzynarodowych rośnie z każdym rokiem, a w tym roku przekroczyła 70. Obecnie w MOF biorą udział delegaci krajów z Europy, Azji, obu Ameryk i Australii. Każdy uczestniczący kraj przysyła delegację składającą się z pięciu zawodników, uczniów szkół średnich. Zawody polegają na rozwiązaniu trzech zadań rachunkowych i jednego lub dwóch zadań doświadczalnych.

Uczestnicy rozwiązują zadania w swoich językach ojczystych. Rozwiązania są sprawdzane i oceniane przez organizatorów oraz przez opiekunów z poszczególnych krajów. Ostateczna ocena jest ustalana po dyskusji między przedstawicielami organizatorów i opiekunami drużyn krajowych. Różnorodność języków używanych przez uczestników sprawia organizatorom olbrzymie trudności – zadania muszą być tak sformułowane, by można było sprawdzić i ocenić rozwiązanie napisane w każdym języku.

W mojej ocenie zadania tegorocznej MOF były bardzo ciekawe. Pierwsze zadanie rachunkowe dotyczyło manewrowania sztucznym satelitą Ziemi na orbicie. Jest to klasyczne zagadnienie mechaniki, ale z drugiej strony bardzo współczesny problem. Drugie zadanie dotyczyło klasycznych zagadnień elektromagnetyzmu – wyznaczenia omówienia i ampera poprzez efekty mechaniczne. To zadanie uważam za najmniej ciekawe. Trzecie zadanie rachunkowe oparte było na niedawnym doświadczeniu z interferencją neutronów i sprowadzało się do obliczenia odległości między prążkami interferencyjnymi.

Zadanie doświadczalne polegało na wyznaczeniu stałej Plancka na podstawie promieniowania żarówki w różnych temperaturach. Zestawy doświadczalne przygotowane zostały perfekcyjnie, przy starannym wykonaniu doświadczenia uzyskiwało się dokładność około 5%.

Uważam, że zadania okazały się nieco za łatwe, mimo iż wyglądają na bardzo zaawansowane. Znaczna liczba uczestników rozwiązała je dobrze, prawie błędnie. Organizatorzy oceniali więc rozwiązania bardzo surowo, odejmując punkty nawet za niewielkie pomyłki. Zwycięzcami tegorocznej MOF zostali Gabor Halasz z Węgier i Ying-Hsuan Lin z Tajwanu. Polscy uczestnicy MOF to zwycięzcy polskiej Olimpiady Fizycznej.

W tym roku byli to: Sieciech Czajka, absolwent V LO im. Księcia Józefa Poniatowskiego w Warszawie, Marcin Grzybowski, absolwent LO im. Komisji Edukacji Narodowej w Stalowej Woli, Krzysztof Niemkiewicz, uczeń VI LO im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, Kornel Maczyński, uczeń V LO w Bielsku-Białej oraz Michał Pecelerowicz, absolwent XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie.

Wyniki polskich uczestników: Sieciech Czajka – srebrny medal, Kornel Maczyński – brązowy medal, Marcin Grzybowski – wyróżnienie, Krzysztof Niemkiewicz – wyróżnienie.



Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna w Salamance: blisko 400 uczestników rozwiązuje zadanie doświadczalne – mierzy stałą Plancka (fot. Waldemar Gorzkowski)

Warto podkreślić, że MOF nie prowadzi klasyfikacji drużynowej. Można się jednak pokusić o nieformalną ocenę polskich uczestników na tle innych. Uważam, że podobnie jak w latach poprzednich nasi uczestnicy wypadli przyzwoicie. Należy jednak pamiętać, że dobre wyniki naszych uczestników w MOF nie świadczą, niestety, że poziom nauczania fizyki jest w naszych szkołach ogólnie wysoki. Warto też dodać, że bardzo trudno naszym zawodnikom konkurować z kolegami z Chin czy niektórych innych krajów azjatyckich, którzy przez dłuższy czas, czasem nawet przez dwa lata, są przygotowani do MOF przez wyspecjalizowaną kadrę nauczycieli, kosztem nauki innych przedmiotów. Oceniając wyniki polskich uczestników, trzeba brać pod uwagę ten element.

Więcej informacji na temat MOF można znaleźć na stronie internetowej www.ipho2005.com.

Jan Mostowski

■ Woda zamarza w temperaturze pokojowej?

Czy można zestalić wodę w temperaturze pokojowej? Tak, jeśli cząsteczki wody poddać działaniu dostatecznie silnego pola elektrycznego – o natężeniu rzędu 10^9 V/m. Działanie tego pola powoduje porządkowanie wiązań wodorowych wymagane do uzyskania stanu krystalicznego. Niedawno w Państwowym Uniwersytecie

w Seulu zaobserwowano krystalizację w temperaturze pokojowej już w polu 10^6 V/m, tzn. o kilka rzędów wielkości mniejszym niż wartość przewidywana teoretycznie. Zjawisko zachodziło w przestrzeni między podłożem ze złota i czubkiem złotego ostrza skaningowego mikroskopu tunelowego. Podobne warunki występują w przyrodzie np. w chmurach burzowych.

Phys. News Update, nr 742 (2005)

B. W.

■ Wskaźnik h – nowe kryterium oceny osiągnięć

Wyniki wyborów do akademii, towarzystw naukowych, kryteria przyznawania stałej profesury i nagród wydają się czasem nieoczywiste, zależne od tego, czy kandydat ma znajomych w kółku osób wpływowych, a nieraz też po prostu fantazyjne. Jorge Hirsch, fizyk z Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Diego, opracował wskaźnik osiągnięć badawczych, który według niego daje ocenę jasną, niezależną i trudną do zafałszowania.

Proponowane przez niego kryterium – jego „wskaźnik h” – zależy zarówno od liczby publikacji naukowych jak i ich oddziaływania na grono specjalistów danej dziedziny, czyli od liczby cytowań. Wskaźnik h to największa liczba publikacji danego naukowca, które były cytowane co najmniej właśnie tę liczbę razy. Na przykład, wskaźnik 50 oznacza 50 prac, z których każda była cytowana co najmniej 50 razy.

Oto kilku fizyków, którzy osiągnęli najwyższy wskaźnik h:

110 – Ed Witten (Institute for Advanced Studies, Princeton) – twórca teorii M (rozszerzenia teorii strun);

94 – Marvin Cohen (Uniwersytet Kalifornijski, Berkeley) – teoretyk ciała stałego;

91 – Philip Anderson (Princeton University) – teoretyk fazy skondensowanej, Nagroda Nobla 1977;

86 – Manuel Cardona (Instytut Ciała Stałego im. Maksa Plancka, Stuttgart) – badania nadprzewodników;

79 – Pierre-Gilles de Gennes (Wyższa Szkoła Fizyki i Chemii Przemysłowej, Paryż) – teoria ciała stałego, Nagroda Nobla 1991;

68 – Frank Wilczek (MIT) – Nagroda Nobla 2004 za prace nad oddziaływaniami silnymi;

66 – David Gross (Kavli Institute, Santa Barbara) – Nagroda Nobla 2004, wspólna z Wilczkiem.

Według Hirscha taki sposób uszeregowania pozwala zwrócić uwagę na badaczy, których prace miały silny wpływ na rozwój danej dziedziny, a których ominęło ogólne uznanie szerszego grona. Przeciwnicy wskaźnika h wolą opierać się na opiniach uznanych recenzentów.

Nature 436, nr 7053 (2005)

B. W.

■ Józef Rotblat (1908–2005)

31 sierpnia 2005 r. zmarł w Londynie Józef Rotblat, fizyk o znacznych osiągnięciach w dziedzinie fizyki jądrowej oraz biofizyki.

Rotblat urodził się 4 listopada 1908 r. w Warszawie. Fizykę studiował na Uniwersytecie Warszawskim. W Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego (kierowanej przez prof. Ludwika Wertensteina) badał w drugiej połowie lat trzydziestych spalanie neutronów w ciężkiej wodzie, mierząc aktywność promieniotwórczą wzbudzaną w srebrze. Do najistotniejszych uzyskanych tam jego wyników należy odkrycie niesprężystego rozpraszania neutronów i powstawania radiokobaltu w reakcjach z neutronami. W roku 1938 uzyskał stopień doktora na podstawie pracy „Badania neutronowych procesów dezintegracyjnych za pomocą komory jonizacyjnej i elektrometru Hoffmanna”. Był jednocześnie adiunktem w Wolnej Wszechnicy Polskiej. Z Polski wyjechał w lecie 1939 r. na stypendium do Uniwersytetu w Liverpoolu. W czasie wojny brał w Los Alamos udział w pracach nad budową bomby jądrowej. Gdy jednak doszedł do wniosku, że Niemcy nie zdołają wytworzyć takiej bomby, wycofał się z tej działalności, wrócił do Anglii i zajął się zastosowaniami fizyki jądrowej w medycynie i biologii. Został profesorem Uniwersytetu Londyńskiego (St Bartholomew's Hospital Medical College). Prowadził badania wpływu promieniowania jonizującego na organizmy żywe oraz zastosowań radioizotopów i promieniowania jonizującego w naukach biofizycznych i fizykochemicznych.



Józef Rotblat

Był jednym z założycieli ruchu Pugwash sprzeciwiającego się stosowaniu broni jądrowej i od 1989 r. przez wiele lat jego prezesem. W roku 1995 otrzymał wraz z tym ruchem Pokojową Nagrodę Nobla.

Do końca życia utrzymywał związki z Polską, wielokrotnie tu przyjeżdżał, świetnie mówił po polsku. Był członkiem zagranicznym Polskiej Akademii Nauk.

B. W.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2006 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Prenumerat i Współpracy z Zagranicą, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. (+4822) 5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

Opłata roczna dla członków PTF oraz studentów wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Prace należy nadsyłać pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje komitet redakcyjny. Prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku redakcja nie zwraca. Bardziej szczegółowe informacje na temat układu i sposobu przygotowania pracy znajdują się na stronie internetowej *Postępów Fizyki*.

REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularyzatorów nauki – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postęпах Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: postepy@fuw.edu.pl.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

NOWE KSIĄŻKI

- *O fizyce i innych naukach ścisłych w Wilnie, Toruniu i gdzie indziej – rozmowy z profesorami Kazimierzem Antonowiczem, Wilhelminą Iwanowską, Leonem Jeśmanowiczem, Jerzym Rayskim przeprowadzone i podane do druku przez Romana S. Ingardena i Sławomira Kalembkę*, Wyd. UMK, Toruń 2005, s. 156.
- Johannes Kepler, *Sen czyli wydane pośmiertnie dzieło poświęcone astronomii księżycowej*, z jęz. angielskiego tłum. Dorota Sutkowska i Jarosław Włodarczyk; Wyd. Naukowe Scholar, Warszawa 2004, s. 222, cena 20,50 zł.
- B.M. Jaworski, A.A. Dietlaf, *Fizyka – poradnik encyklopedyczny*, z jęz. rosyjskiego tłum. Włodzimierz Komar i Ludmiła Skubiszak; wyd. VII, PWN, Warszawa 2004, s. 675, cena 29,90 zł.
- Jearl Walker, *Podstawy fizyki – zbiór zadań*, z jęz. angielskiego tłum. Mirosław Łukaszewski; PWN, Warszawa 2005, s. 322.
- Zygmunt Trzaska Durski, Hanna Trzaska Durska, *Podstawy krystalografii*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2003, s. 332, cena 27 zł.
- Władysław Bogusz, Jerzy Garbarczyk, Franciszek Krok, *Podstawy fizyki*, wyd. III popr. i rozszerz., Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2005, s. 574, cena 45 zł.
- Leszek Adamowicz, *Mechanika kwantowa – formalizm i zastosowania*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2005, s. 272, cena 26 zł.

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej <http://postepy.fuw.edu.pl>, gdzie można znaleźć:

- szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.,
- archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992,
- materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów,
- materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku w 1999 r. i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 r.
- WYBRANE ARTYKUŁY W FORMACIE PDF, w tym wykłady noblowskie z lat 2001–04.

WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykłady z Sympozjum IFT UW „Albert Einstein – rok 1905” (12 maja 2005 r.)*
- *Łukasz A. Turski – Annus mirabilis 1905: wtedy i dziś*
- *Wykład noblowski Davida Politzera*
- *Hans Feldmeier i Thomas Neff o powłokach, klastrach i halo, czyli współczesnych aspektach struktury jądrowej*

Znakomite, trzytomowe kompendium wiedzy matematycznej!

D. A. McQuarrie

Matematyka dla przyrodników i inżynierów, t. 1-3

Doskonały podręcznik matematyki przeznaczony dla studentów-niematematyków. Przedstawione w nim zagadnienia stanowią esencję wiedzy matematycznej wykorzystywanej w praktyce przez studentów wydziałów przyrodniczych uniwersytetów oraz studentów uczelni technicznych.

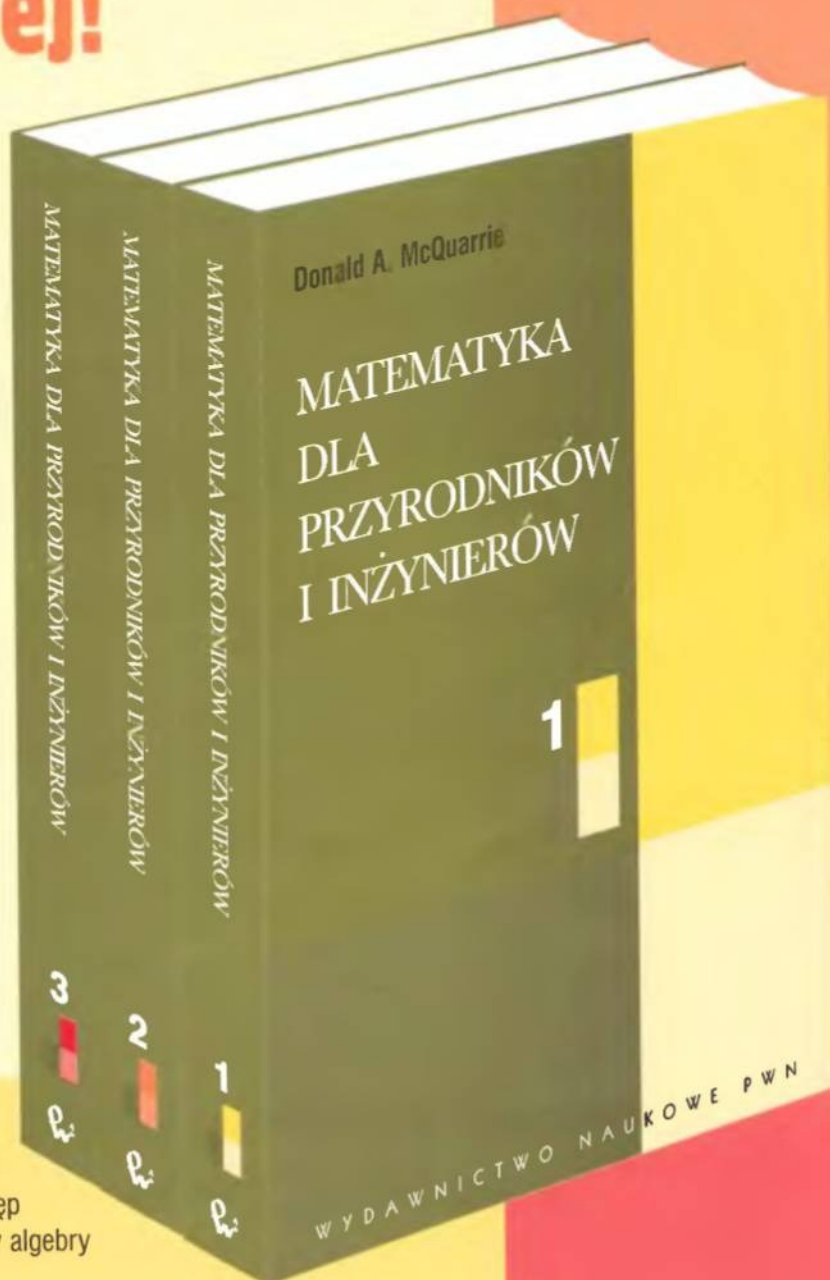
Zawiera:

- niezbędny aparat matematyczny
- dobrze dobrane przykłady ilustrujące omawiane problemy
- wskazówki dotyczące wykorzystywania oprogramowania komputerowego przy rozwiązywaniu zadań
- liczne zadania na końcu każdego podrozdziału umożliwiające sprawdzenie i utwalenie nabytej wiedzy
- bogaty materiał ilustracyjny ułatwiający zrozumienie prezentowanych zagadnień

Tom 1 omawia zagadnienia rachunku różniczkowego i całkowego, ze szczególnym naciskiem na tematykę istotną dla zastosowań, a także wstęp do analizy funkcji zmiennej zespolonej i elementy algebry liniowej.

Tom 2 poświęcony jest równaniom różniczkowym – zwyczajnym i cząstkowym. Przedstawiono w nim metody rozwiązywania tych dwóch rodzajów równań różniczkowych, wraz z licznymi przykładami.

Tom 3 składa się z trzech niezależnych części. Pierwsza, to rozwinięcie (wprowadzonej w pierwszym tomie) analizy funkcji zmiennej zespolonej, jej zastosowania do liczenia całek i związki z równaniami różniczkowymi cząstkowymi. Druga, poświęcona jest podstawowym metodom rachunku wariacyjnego. Trzecia, jest wykładem na temat bardziej zaawansowanych problemów rachunku różniczkowego, ze szczególnym naciskiem na teorię i przykłady procesów stochastycznych oraz wykładem z podstawowych metod statystyki matematycznej.



COHERENT ULTRAFAST

RODZINA LASERÓW DLA FIZYKI I CHEMII FEMTOSEKUNDOWEJ

OSCYLATORY (CHAMELEON, MIRA)

WZMACNIACZE (EVOLUTION/LIBRA/LEGEND)

PARAMETRYCZNE UKŁADY PRZESTRAJALNE (OPERA)

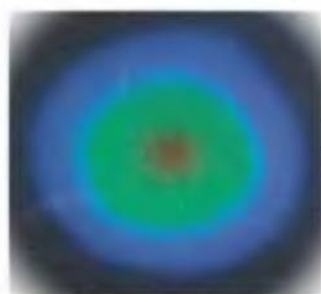
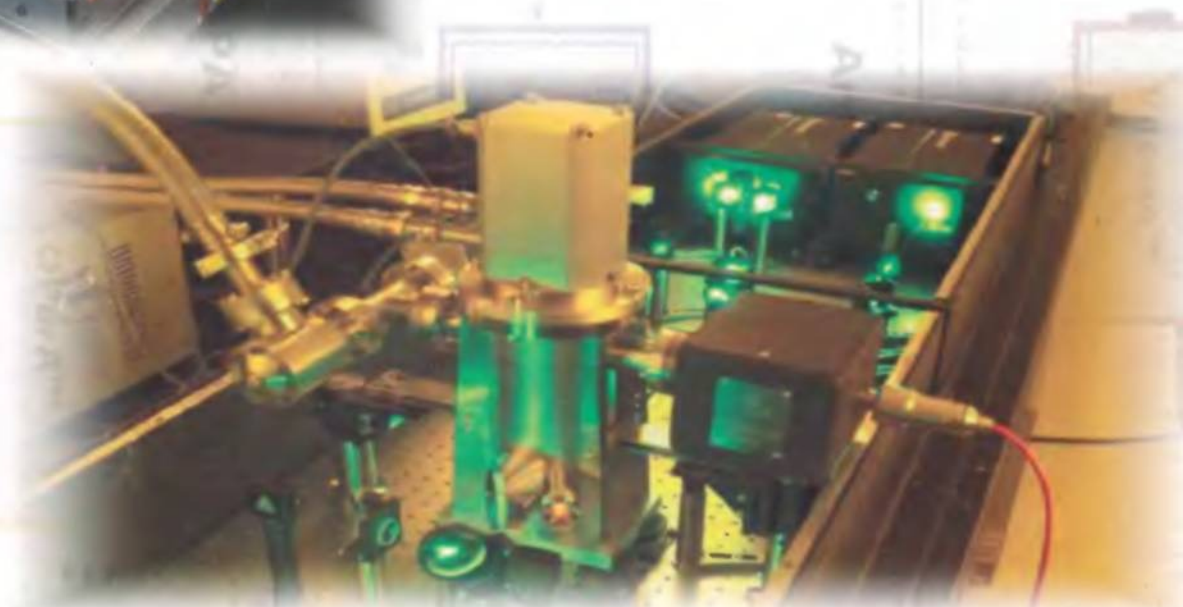
GENERATORY THZ I TW

Legend-HE-Cryo

Legend-HE - wzmacniacz regeneratywny

Cryo - wieloprzebiegowy wzmacniacz

chłodzony helem



Długość fali:	800 nm
Częstość repetycji:	1 lub 5 kHz
Energia w impulsie:	od 5 do 10 mJ
Moc średnia:	5 do 10 W
Moc w impulsie:	0.1 TW
Stabilność energii:	< 1% rms
Mod:	M2<1.5
Stabilność kierunkowa:	<30 mikrorad

Eurotek International Sp. z o. o. (od 1992 r.)

Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

Tel./faks: (22) 843 79 40 / 843 61 43,

inbox@eurotek.com.pl