

tom 60

zeszyt 1

rok 2009

nr indeksu 369721

cena 12 zł (0% VAT)

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Promieniotwórczość 2p

Nagroda Nobla 2008

O Bronisławie Burasie



ISSN 0032-5430



Odszedł nasz naczelny...



Jerzy Gronkowski, profesor na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, redaktor naczelny *Postępów Fizyki*, zmarł 6 lutego w wieku zaledwie 60 lat. Mógł jeszcze zdziałać wiele, także w *Postęпах*, lecz przegrał nierówną walkę z nieuleczalną – jak się okazało – chorobą.

Zaatakowała go ona mniej więcej rok temu. W ciągu tego roku przeżył trzy bardzo ciężkie operacje. Po każdej z nich czuł się lepiej, lecz chyba na coraz krótszy czas, a następujące potem pogorszenie było coraz bardziej dotkliwe. Na początku grudnia ubiegłego roku medycyna poddała się. Po dwóch miesiącach Jurek zmarł.

* * *

Sprawdzając daty, stwierdziliśmy, że Jurek był z nami w redakcji krócej niż nam się wydawało. Mamy wrażenie, że przyszedł do nas bardzo dawno, a tymczasem jego nazwisko pojawiło się w składzie komitetu redakcyjnego w 1997 r. – raptem 12 lat temu. Jako redaktor naczelny występuje od roku 2003, czyli kierował wydaniem zaledwie sześciu roczników czasopisma.

Wrażenie, że był z nami niemal „od zawsze”, bierze się pewnie stąd, że na pracę z nami w *Postęпах* poświęcał niewiarygodnie dużo czasu. Każdą rzeczą zajmował się niezwykle starannie i wyczerpująco. Wkrótce po przyjeździe do redakcji stał się jednym z jej filarów – podejmował się niemal wszystkiego, tak że z czasem miał coraz więcej obowiązków redakcyjnych. Po objęciu funkcji redaktora naczelnego zajmował się wszystkim, na co innym brakowało czasu. Mieliśmy świadomość, że bierze na siebie

zbyt wiele, lecz nie wszyscy i nie zawsze potrafiliśmy go wspomóc.

* * *

Jego pracowitość i staranność (był prawdziwym perfekcjonistą, jak przystało na urodzonego redaktora) były niezwykle. Był gotów ulepszać teksty przysyłanych nam artykułów niemal bez końca oraz dyskutować z autorami proponowane zmiany bardzo szczegółowo i cierpliwie. Pochłaniało to rzecz jasna mnóstwo czasu i pracy, lecz tych nigdy nie żałował. Było jednak warto. Jeden z naszych autorów napisał do nas po śmierci Jurka: „Jerzy zdobył moje wielkie uznanie jako Redaktor – przygotowywanie z nim artykułu do druku było prawdziwą przyjemnością”. Czy może być większy komplement dla redaktora?

* * *

My zapamiętamy go chyba najlepiej z dyskusji redakcyjnych, podczas których cierpliwie i stanowczo tłumaczył swe argumenty wtedy, gdy wiedział, że ma rację, a z dużą uwagą pytał nas o zdanie lub radę, gdy nie miał co do tego pewności. Zazwyczaj zresztą rację miał, a pomysły redakcyjne miał znakomite i w wielkiej ilości. Lecz życie (nawet redakcyjne) to nie tylko praca i wysiłek. Jesteśmy pewni, że Jurek bardzo dobrze się w *Postęпах* czuł, a wszystkie codzienne niewygody (w tym trudne potyczki z autorami) po prostu lubił. I miał mnóstwo satysfakcji z każdego wydanego zeszytu.

* * *

Postępy przeszły pod jego kierownictwem swego rodzaju „face lifting”. Nie nastąpiła żadna rewolucja, lecz dostosowanie ich postaci do zmieniającego się świata, w wyniku czego zmieniły się zarówno zewnętrznie, jak i wewnętrznie. Zaczęły mieć kolorowe okładki, pojawiły się znów reklamy. W treści zeszytów zaczęliśmy się więcej niż poprzednio zajmować przedstawianiem ludzi z naszego środowiska – pojawiły się notki o nowych profesorach, zabiegaliśmy o notki biograficzne o laureatach nagród, np. PTF i FNP, rozbudowaliśmy też informacje o laureatach Nagrody Nobla. Zabiegaliśmy – ze zmiennym niestety powodzeniem – o wspomnienia o odchodzących od nas kolegach-fizykach.

* * *

Na koniec warta ciągłego przypominania refleksja. Są takie rzeczy i ludzie, których istnienia i obecności nie doceniamy w pełni, póki są. Dopiero gdy ich zabraknie, przekonujemy się, nieraz bardzo boleśnie, jak trudno bez nich żyć i działać. Jurek z pewnością był taką osobą.

Żegnamy go z wielkim żalem.

Ewa Lipka, Mirek Łukaszewski,
Adam Sobiczewski, Magda Staszal,
Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

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), Ewa Lipka (sekretarz redakcji), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, 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), Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz), Wojciech Gruhn (Częstochowa), Tomasz Jarosław Wąsowicz (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Aldona Kubala-Kukuś (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Michał Szaneczki (Łódź), Halina Pięta (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociask (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Stupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winićjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłosz (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Joanna Borgensztajn (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Reinhard Kulessa (prezes), Jacek M. Baranowski (sekretarz generalny), Roman Puźniak (skarbnik), Przemysław Dereń, Mirosław Trociuk i Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Bolesław Augustyniak, Maria Dobkowska, Stanisław Dubiel, Henryk Figiel, Jacek Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Bernard Jancewicz i Ewa Kurek (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 022-6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Józef Zbrozycz (Częstochowa), Bolesław Augustyniak (Gdańsk), Bogusława Adamowicz (Gliwice), Maciej Maśka (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Stanisław Wróbel (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Włodimir Tomlin (Stupsk), Adam Bechler (Szczecin), Grzegorz Karwasz (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Marian Olszowy (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Witold D. Dobrowolski – *Acta Physica Polonica A*, Kacper Zalewski – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Zbigniew Wiśniewski (redaktor prowadzący) – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zenda i Wspólnicy sp.j., tel.: 022-8735520, e-mail: etnova@etnova.pl

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

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

PTF	2, 38
B. Blank – Promieniotwórczość dwuprotonowa	3
M. Pfützner – Promieniotwórczość 2p: widok z Warszawy	8
NAGRODA NOBLA 2008: Naruszone symetrie Teorii Standardowej – Nobel dla Nambu, Kobayashiego i Maskawy	12
L. Gerward – Profesor Bronisław Buras: metoda dyspersji energii i promieniowanie synchrotronowe	30
NOWI PROFESOROWIE	36
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	37
LISTY DO REDAKCJI	39
KRONIKA	39

Droży Czytelnicy,

Trudno dziś oczywiście nie zacząć od śmierci naszego redaktora naczelnego, Jurka Gronkowskiego... Na sąsiedniej stronie przedstawiamy napisane na gorąco wspomnienie redakcyjne i poświęcamy mu ten zeszyt – ostatni już przygotowany pod jego kierownictwem.

Z pewnością ucieszyłoby go doprowadzenie do dwugłosu polsko-francuskiego o promieniotwórczości dwuprotonowej – bardzo leżało mu to na sercu. Zabiegał też o notatkę o Nagrodzie Nobla 2008 za badania symetrii oddziaływań cząstek elementarnych i różnych mechanizmów ich naruszenia. Jurek nie widział już tej notatki w końcowej postaci, ale zapewne zgodziłby się z nami, że są sprawy trudne, o których nie zawsze warto pisać krótko i łatwo.

Zeszyt uzupełnia wspomnienie Leifa Gerwarda o badaniach prowadzonych w Danii przez Bronisława Burasa po jego wyjeździe z Polski. Publikujemy je w 15 rocznicę śmierci Profesora Burasa. Trochę nam żal, że coraz częściej zmuszeni jesteśmy sięgać po wspomnienia obcokrajowców lub przedstawicieli zawodów innych niż fizyk, gdyż nasi koledzy-fizycy nie kwapią się do napisania wspomnienia o tych, którzy już odeszli.

Życzę ciekawej lektury i chwili namysłu nad marnością tego świata,

Mirek Łukaszewski

Na okładce:

Mozaika fotografii przedstawiających rozpady jądrowe nuklidów emitujących cząstki naładowane. Fotografie te wykonano kamerą CCD, która jest elementem detektora opisywanego w artykule na s. 8. Większość jasnych smug na zdjęciach obrazuje tory protonów emitowanych podczas rozpadu jąder zatrzymanych wewnątrz komory gazowej. Dwa jasne, krótkie tory, widoczne na kilku zdjęciach, to przypadki promieniotwórczości dwuprotonowej nuklidu ^{45}Fe .



Medal Smoluchowskiego 2008

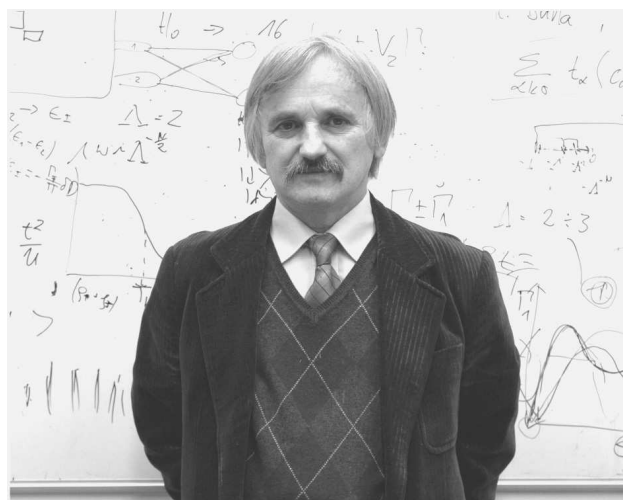
Medal im. Mariana Smoluchowskiego za rok 2008 otrzymał prof. Józef Barnaś, pracujący na Wydziale Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza i w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, za osiągnięcia z zakresu teorii magnetyzmu ciała stałego, a w szczególności za wyjaśnienie zjawiska gigantycznego magnetooporu.

Profesor Barnaś jest jednym z najwybitniejszych naszych fizyków zajmujących się fizyką teoretyczną ciała stałego, specjalizującym się w teorii zjawisk magnetycznych. Istotny wpływ na rozwój naukowy Józefa Barnasia miał ponad 3-letni pobyt w laboratoriach prof. Petera Grünberga (Institut für Festkörperforschung, Jülich) i prof. Alberta Ferta (Unité Mixte de Physique CNRS/Thomson, Orsay). W tym właśnie okresie nastąpił gwałtowny rozwój metod wytwarzania bardzo cienkich warstw (i wielowarstw) epitaksjalnych metalicznych magnetyków. Dzięki temu realizowano prace eksperymentalne, które bez tej technologii były niemożliwe do przeprowadzenia. W laboratorium Petera Grünberga Józef Barnaś zajmował się teorią wzbudzeń magnonowych w epitaksjalnych układach cienkowarstwowych badanych metodą rozpraszania światła Brillouina. W pracy opublikowanej wspólnie z Grünbergiem (*J. Magn. Magn. Mater.* 1989) wyznaczono po raz pierwszy parametr sprzężenia wymiennego między warstwami magnetycznymi przedzielonymi metaliczną warstwą niemagnetyczną. W układach tego rodzaju Peter Grünberg i Albert Fert odkryli gigantyczny magnetoopór. Za odkrycie to otrzymali w 2007 r. Nagrodę Nobla.

Józef Barnaś i teoretyk Robert Camley z Colorado Springs, wizytujący laboratorium Grünberga, jako pierwsi w pracy opublikowanej w 1989 r. (*Phys. Rev. Letters*) przedstawili teorię tego zjawiska opierającą się na wcześniej opracowanej przez G.G. Cabrera i L.M. Falicova idei rozpraszania nośników prądu na ściankach domen magnetycznych. W swoich wykładach noblowskich obaj Nobliści podkreślają¹ znaczenie pracy Camleya i Barnasia, a Grünberg mówi wręcz o „modelu Camleya–Barnasia”. Znaczenie tego modelu polegało na wskazaniu drogi do powiększania efektu gigantycznego magnetooporu, co oprócz znaczenia poznawczego miało również niebagatelne znaczenie praktyczne, gdyż głowice do odczytu informacji czy do detekcji pola magnetycznego wykorzystujące efekt gigantycznego magnetooporu szybko weszły do produkcji.

Praca Camleya i Barnasia jest niewątpliwie najważniejszą pracą w dorobku naukowym Józefa Barnasia. Była ona (i jest ciągle jeszcze) cytowana ponad 600 razy.

Z prac wykonanych przez Józefa Barnasia w czasie pobytu w Orsay warto zwrócić uwagę na prace opublikowane wspólnie z Albertem Fertem w *Phys. Rev. Letters* (1998) i *Europhysics Letters* (1998) dotyczące wykorzystania efektu tunelowego magnetooporu do skonstruowania ferromagnetycznego tranzystora jednoelektronowego. W pracach tych przewidziano m.in. odkrytą w latach późniejszych oscylacyjną zależność magnetooporu tunelowego od przyłożonego napięcia.



Józef Barnaś

Okres wspólnej pracy z obu Noblistami miał niewątpliwie istotny wpływ na aktywność naukową prof. Józefa Barnasia. Wpływ ten związany był z bezpośrednim dostępem do danych doświadczalnych w laboratoriach, gdzie rodziła się spintronika. Nie ulega jednak wątpliwości, że inicjatorem i głównym wykonawcą publikacji teoretycznych powstałych w tym okresie był Józef Barnaś. Jego aktywność naukowa ciągle rośnie i ciągle powstają wysoko cytowane publikacje. W ostatnich latach uwagę środowiska zwróciły prace Barnasia z innym poznańskim teoretykiem – Janem Martinkiem – dotyczące efektu Kondo w kropkach kwantowych. Mamy więc pewność, że Józef Barnaś apogeum aktywności naukowej ma ciągle jeszcze przed sobą.

Henryk Szymczak

¹Przekład wykładu noblowskiego Alberta Ferta zamieściliśmy w zeszycie 6/2008 (s. 249), a przekład wykładu Petera Grünberga opublikujemy najprawdopodobniej w następnym zeszycie (2/2009); zob. także notatkę Józefa Barnasia o Nagrodzie Nobla 2007 („Nobel z fizyki za gigantyczny magnetoopór”, *Postępy Fizyki*, zesz. 1/2008) – red.

Promieniotwórczość dwuprotonowa*

Bertram Blank

Centre d'Etudes Nucleaires, Bordeaux-Gradignan, Francja

Radioactivity doubles up

Abstract: Researchers have directly detected a new form of radioactivity whereby an atomic nucleus emits two protons. How two-proton decay is opening a window onto the nuclear force is explained.

Wstęp

Minęło już ponad 100 lat od czasu, gdy Henri Becquerel odkrył promieniotwórczość, a jednak fizycy nie w pełni jeszcze rozumieją to spontaniczne zjawisko przyrody. Posługując się niegdyś, jak Becquerel, zwykłymi płytami fotograficznymi, a potem coraz bardziej wyrafinowaną aparaturą fizyki jądrowej, badacze odkryli 9 różnych możliwości procesu rozpadu jądra atomowego. Najlepiej z nich znane rozpady alfa (α), beta (β) oraz gamma (γ) znalazły wiele zastosowań, od medycyny aż po archeologię – z innych korzysta się znacznie rzadziej.

Ostatnio odkryto zupełnie nowy tryb rozpadu jądra, nazwany promieniotwórczością dwuprotonową. Podobnie jak „promieniotwórczość jednoprotonowa” odkryta w latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku, rozpad dwuprotonowy zachodzi, gdy jądro zawierające znacznie więcej protonów niż neutronów nie jest już w stanie związać tych wszystkich nukleonów i spontanicznie emituje parę protonów. Te emitery dwuprotonowe, mające dwa niezwiązane protony, nie są w stanie rozpaść się drogą emisji jednego protonu, gdyż protony i neutrony wolą tworzyć wewnątrz jądra pary. Jądra o dużej nieparzystej liczbie protonów mogą emitować pojedynczy proton, natomiast jądra o wielkiej parzystej liczbie protonów będą z większym prawdopodobieństwem emitować dwa protony.

Do wyjaśnienia struktury jąder konieczne jest zrozumienie zjawiska tworzenia par nukleonów, które ostatecznie pochodzi od sił między podstawowymi ich składnikami. Niestety kiepsko jeszcze rozumiemy to zjawisko. Jedną z przeszkód jest niemożność bezpośredniego pomiaru siły działającej między dwoma nukleonami. Przejawia się ona za pośrednictwem masy czy energii wiązania większych jąder. Promieniotwórczość dwuprotonowa jest wręcz skutkiem tworzenia par, więc badanie takiego rozpadu może nam dać bardziej bezpośredni wgląd w skomplikowane i tajemnicze siły działające wewnątrz jądra.

Historia promieniotwórczości

Promieniotwórczość została odkryta zanim jeszcze wiadomo było, że atom ma jądro. W 1896 r. Henri Becquerel przypadkowo stwierdził, że ruda uranu zaczernia znajdującą się w pobliżu kliszę fotograficzną, co wskazywało, iż substancja ta emituje jakieś „promienie”. Zainspirowany tym odkryciem Ernest Rutherford odróżnił dwa rodzaje tego zjawiska: promieniowanie α (o którym teraz wiemy, że składa się z dodatnio naładowanych jąder helu, każde o dwóch protonach i dwóch neutronach) oraz promienie β (ujemnie naładowane elektrony powstające razem z antyneutrino, gdy neutron rozpada się spontanicznie, dając proton). Następnie w 1900 r. Paul Villard zaobserwował, że jądro może emitować wysokoenergetyczne promienie γ . Wiemy teraz, że tak się dzieje, gdy nukleony przemieszczają się wewnątrz jądra.

W 1898 r. Maria Curie ukuła dla tych spontanicznych emisji termin „promieniotwórczość”, by odróżnić je od zjawisk wymagających aktywacji, jak np. fluorescencja. Później zostały odkryte inne, rzadziej zdarzające się rozpady. Na przykład w roku 1934 Frédéric i Irène Joliot-Curie zaobserwowali promieniotwórczość β^+ , gdy proton wewnątrz jądra zmienia się w neutron z emisją pozytonu (antyelektronu) i neutrino. Cztery lata później Otto Hahn i Fritz Strassmann odkryli ostatnią z „klasycznych” promieniotwórczości: rozszczepienie, w którym ciężkie jądro rozpada się na lżejsze fragmenty. Tak więc mamy 5 rodzajów znanych typów naturalnej promieniotwórczości.

W miarę jak rozwijała się teoria jądra atomowego, badacze postulowali, a także odkrywali bardziej egzotyczne rozpady. W 1980 r. stwierdzono, że jądro selenu-82 podlega „podwójnemu rozpadowi beta”, tj. jednoczesnemu rozpadowi dwóch neutronów zachodzącemu w niektórych jądrach mających parzystą liczbę protonów i również parzystą liczbę neutronów. (Kilka lat temu zespół pracujący w Narodowym Laboratorium Gran Sasso we Włoszech ogłosił odkrycie „bezneutrinowego podwójnego rozpadu

*Artykuł opublikowany w *Physics World* **21**, zesz. 5 (2008) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission, © 2008 IOP Publishing Ltd]

beta”; gdyby zostało to potwierdzone, oznaczałoby, że neutrino ma dziwną właściwość bycia własną antycząstką – patrz np. notka w *Physics World* **17**, July 2004, s. 8). W 1984 r. odkryto „promieniotwórczość klastrową” w rozpadzie radu-223 – z ciężkiego jądra są emitowane jądra o małej lub średniej masie.

Rozpady protonowe

W latach sześćdziesiątych ubiegłego wieku dwaj teoretycy radzieccy Witali Goldanski i Jakow Zeldowicz postawili hipotezę rozpadu jednoprotonowego. Istotnie, został on doświadczalnie stwierdzony w 1981 r. przez Sigurda Hofmanna (laboratorium GSI Darmstadt, Niemcy) w luteciu-151, co zostało wkrótce potwierdzone również w GSI przez Ottona Kleppera i współpracowników w jądrach talu-147. Po raz pierwszy poznano rodzaj promieniotwórczości, w której jądro emituje swoje pojedyncze składniki. Dzięki temu można było w prosty sposób opisać teoretycznie i badać potężnymi metodami doświadczalnymi ważne parametry jądra, jak np. sekwencję orbitali jądrowych i masy jąder bardzo bogatych w protony.

W tym samym mniej więcej czasie Witali Goldanski zdał sobie sprawę, że jądro może również podlegać promieniotwórczości dwuprotonowej. Ten rozpad określił jako zachodzący w stanie podstawowym jądra, które emituje w czasie dłuższym niż 10^{-12} s dwa protony i dla którego emisja jednoprotonowa jest zabroniona ze względu na zachowanie energii (co wyklucza rozpady z emisją dwóch protonów szybko wysyłanych jeden po drugim). Opierając się na obliczeniach energii wiązania jąder, Goldanski podał przykłady wielu jąder jako możliwych kandydatów do emisji dwuprotonowej.

Możliwe są, według niego, dwa rodzaje promieniotwórczości dwuprotonowej: „rozpad trójciałowy”, w którym emitowane są jednocześnie dwa protony, lecz nie ma między nimi korelacji kątowej lub energetycznej, oraz „emisja helu-2”, gdy dwa protony mają prawie tę samą energię i początkowo, zanim się rozdzielą, poruszają się po niemal jednakowych torach (rys. 1). To jest oczywiście bardzo schematyczne objaśnienie. W bardziej realistycznym modelu trzeba traktować bardziej szczegółowo

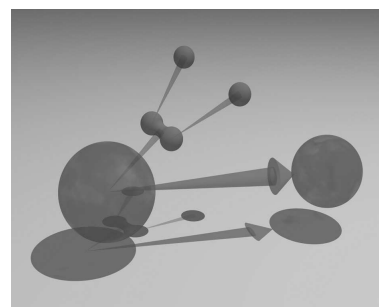
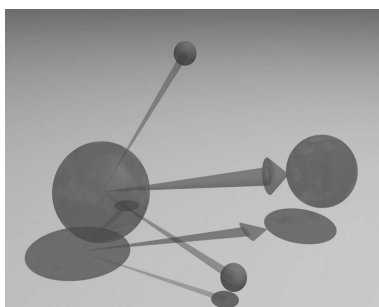
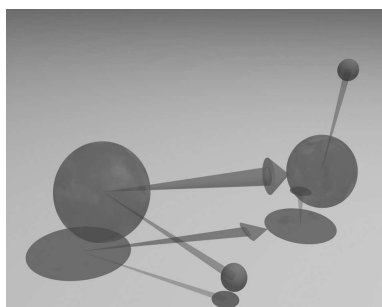
siły jądrowe działające w tym zjawisku, w szczególności oddziaływanie prowadzące do łączenia się nukleonów w pary. W 1964 r., wkrótce po tym, gdy Goldanski wykażał, że promieniotwórczość dwuprotonowa jest energetycznie możliwa, dwóch innych teoretyków radzieckich – V.M. Galitsky i V.F. Chelsov – przedstawiło pierwszą pełną teorię tego rozpadu.



Pierwszym, który zdał sobie sprawę, że jądro atomowe może podlegać rozpadowi dwuprotonowemu, był radziecki teoretyk Witali Goldanski

Wykorzystując nowe oszacowania mas i teoretyczne modele przenikania protonów przez barierę kulombowską jądra, Alex Brown z Michigan State University oraz inni autorzy ustalili w 1990 r. nową listę najbardziej prawdopodobnych kandydatów do emisji dwuprotonowej (wśród nich żelazo-45 i nikiel-48). Te modele umożliwiały wprowadzić oszacowanie czasów połowicznego zaniku jąder podlegających dwuprotonowemu rozpadowi, jednak traktowały protony, jak gdyby były „sklejone” ze sobą, bez żadnej wewnętrznej struktury. Ponadto nie przewidywały korelacji kątowych lub energetycznych, które pozwalałyby jednoznacznie identyfikować w eksperymencie rozpad dwuprotonowy.

W roku 2000 Brown i Fred Barker z Australia National University znacznie ulepszyli moc przewidywania tego modelu, traktując bardziej realistycznie oddziaływanie proton-proton [1]. Chociaż ten „rozszerzony model macierzy R ” opisywał względnie dobrze strukturę jądra, to jednak nie uwzględniał dynamiki procesu emisji. To osiągnął „model trójciałowy” Leonida Grigorenki i współpracowników z Instytutu Kurczatowa w Moskwie [2]. Grigorenko przedstawiał strukturę jądra nieco naiwnie, traktując emitujące jądro jako ciężkie nieruchome centrum plus dwa protony. Model taki pozwalał jednak obliczyć ułamek energii będący udziałem każdego z protonów, a także kąt między ich torami.



Rys. 1. Rozpad dwuprotonowy. Jądro atomowe może emitować dwa protony kilkoma sposobami. Kolejnej emisji dwóch protonów (po lewej) nie uważa się za promieniotwórczość dwuprotonową, gdyż cząstki są tu emitowane niezależnie (odpowiada to dwom następującym po sobie rozpadom jednoprotonowym). Prawdziwa promieniotwórczość dwuprotonowa zachodzi, gdy jądro jednocześnie emituje dwa protony, które mogą nie mieć korelacji przestrzennej czy energetycznej (środek), lub też zachodzi przez pośredni stan helu-2, taki że protony są ściśle skorelowane (po prawej).

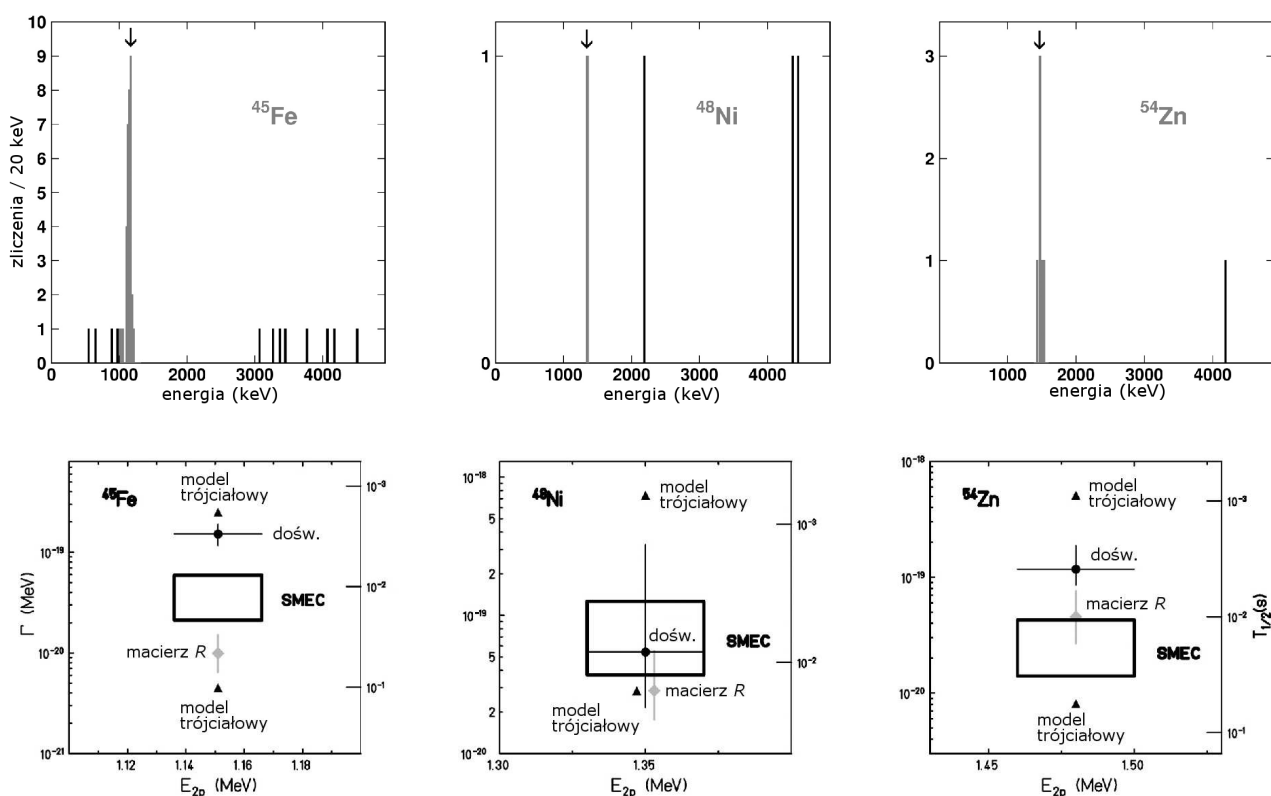
W 2005 r. Jimmy Rotureau i współpracownicy z Laboratorium Wielkiego Narodowego Akceleratora Ciężkich Jonów (Grand Accélérateur National d'Ions Lourdes – GANIL) opracowali „model powłokowy zanurzony w kontinuum” (shell model embedded in the continuum – SMEC) – trzeci model opisujący promieniotwórczość dwuprotonową [3]. Ten model, będący rozwinięciem bardzo udanego modelu powłokowego struktury jądra, zawierał nukleony słabo związane lub w ogóle nie związane, tworzące owo „kontinuum”. SMEC jest z pewnością najbardziej kompletnym modelem struktury jądra ze względu na opis tej struktury i jest w stanie opisywać różne schematy sprzęgania dwóch protonów. Wyniki stosowania tego modelu są jednak bardzo czułe na masę pośredniego jednoprotonowego jądra pochodnego, która nie jest znana dla wszystkich stanów podstawowych emiterów dwuprotonowych, o których dziś wiadomo. Ponadto model nie uwzględnia dynamiki reakcji jądrowej.

Podczas gdy rozwijano teorię rozpadu dwuprotonowego, akceleratory cząstek i separatory elektromagnetyczne zostały tak znacznie ulepszone, że doświadczalnicy

mogli już badać egzotyczne jądra przewidziane przez ten model.

Ku odkryciu

Od początku było jasne, że wytworzyć jądra podlegające promieniotwórczości dwuprotonowej będzie trudno, a to dlatego, iż jądra będące kandydatami do takiego rozpadu są bardzo nietrwałe, leżą daleko od ścieżki stabilności zajmowanej przez jądra o zbliżonej liczbie protonów i neutronów. Jednym ze sposobów wywołania rozpadu dwuprotonowego jest bombardowanie odpowiedniej tarczy przez cięższe trwałe jądra, aby spowodować fragmentację na poszukiwane jądra. Niestety, im bardziej egzotyczny fragment, tym trudniej go wytworzyć. Na przykład, aby wytworzyć jedno jądro niklu-48, jednego z kandydatów do emisji dwuprotonowej proponowanego przez Browna, trzeba rozbić na fragmenty 10^{16} jąder niklu-58, a następnie – używając separatorów elektromagnetycznych lub spektrometrów – odfiltrować to jedno jądro spośród 10^{16} innych fragmentów.



Rys. 2. Sygnały nowej promieniotwórczości. Pierwszy dowód na to, że jądra mogą rozpadać się drogą promieniotwórczości dwuprotonowej, dały widma energii rozpadu żelaza-45, niklu-48 i cynku-54 (górny wiersz, dane z GANIL-u). Zliczenia promieniotwórczości dwuprotonowej dla zdarzeń, których produkty rozpadu miały energię ok. 1,3 MeV zgadzają się z przewidywaniami teorii jądrowej (linie oznaczone strzałką). Bardziej szczegółowa analiza wykazała brak cząstki β pochodzącej z konkurencyjnego rozpadu tych jąder, inne dowody pochodzą ze stwierdzenia istnienia jądra pochodnego, np. chromu-43 w przypadku rozpadu żelaza-45. Zmierzone korelacje między energią rozpadu i czasem rozpadu (lub szerokością rozpadu Γ) dla wszystkich trzech jąder są bliskie przewidywaniom trzech najlepszych modeli rozpadu dwuprotonowego: modelu trójciałowego, rozszerzonego modelu macierzy R i SMEC (dolny wiersz). Pokazane dane dotyczą żelaza-45 (po lewej), niklu-48 (środek) i cynku-54 (po prawej). Nawet w przypadku niklu-48, gdzie zaobserwowano tylko jedno zdarzenie, zgodność jest doskonała i można ufać, że to zdarzenie istotnie pochodzi z rozpadu dwuprotonowego.

Łatwiej jest wytworzyć lepsze jądra, jak beryl-6 czy tlen-12, i dlatego w nich właśnie początkowo badano promieniotwórczość dwuprotonową. Jednak w latach pięćdziesiątych XX w. badacze stwierdzili, że niektóre z tych jąder podlegają dwóm jednoprotonowym rozpadom, co jest sprzeczne z pierwotną definicją Goldanskiego. W takim procesie dwa protony nie są emitowane równocześnie, lecz są wyrzucane z jądra jeden po drugim, tworząc pośredni stan kwantowy. W takim przypadku mamy do czynienia z dwoma niezależnymi rozpadami jednoprotonowymi, a nie z pojedynczym aktem dwuprotonowym.

Po wielu nieudanych próbach promieniotwórczość dwuprotonową w końcu odkryli badacze (wśród nich autor tego artykułu) pracujący przy separatorze LISE3 w GANIL-u [4] i przy separatorze FRS w GSI [5]. W tych eksperymentach tarcze niklowe i berylowe były bombardowane trwałymi jądrami niklu-58, a fragmenty, o które chodziło, kierowane do detektorów krzemowych. Rozpad był identyfikowany przez pewne właściwości charakterystyczne, m.in. uwalnianą energię, czas zaniku, brak jakiegokolwiek promieniowania (konkurencyjny tryb rozpadu to przemiana β^+) oraz zaobserwowanie jąder chromu-43 – produktu pochodzącego z rozpadu żelaza-45 (rys. 2).

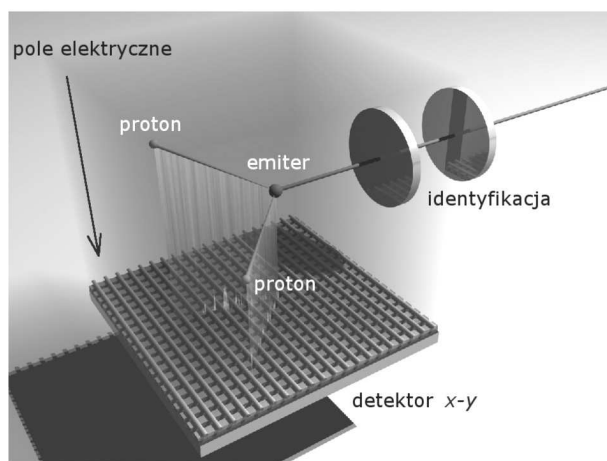
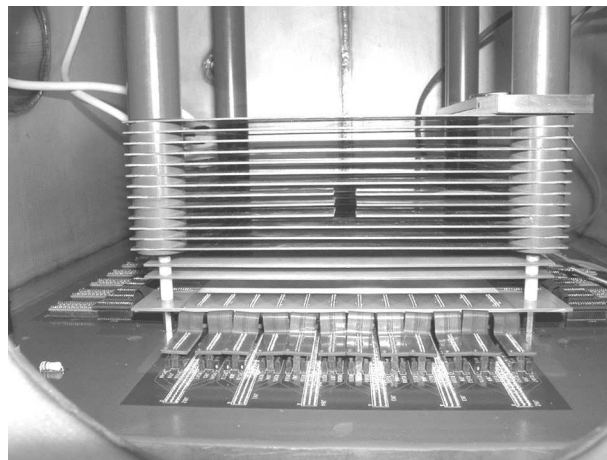
Wyniki tych pionierskich doświadczeń zostały potwierdzone w roku 2004 w GANIL-u przez udoskonalony eksperyment, w którym można było zbadać większą liczbę rozpadów. Wytwarzano jądra niklu-48 i cynku-54, rokujące nadzieję na promieniotwórczość dwuprotonową. Spośród zaobserwowanych czterech rozpadów niklu-48 (nikiel-48 ma nadzwyczaj małe prawdopodobieństwo produkcji) tylko jedno zdarzenie można było uznać za rozpad dwuprotonowy. Natomiast duża próbka rozpadów cynku-54 pozwoliła wnioskować jednoznacznie, że to jądro podlega rozpadowi dwuprotonowemu.

Ogólnie, dane uzyskane dla żelaza-45, niklu-48 i cynku-54 zgadzają się zupełnie dobrze z przewidywaniami trójciałowego modelu Grigorenki i współpracowników, modelu Browna i Barkera oraz modelu SMEC Rortureau i kolegów. Emitowane protony były w tych eksperymentach absorbowane w detektorze krzemowym, nie można więc było obserwować ich pojedynczo, a zatem brak było informacji o samym procesie emisji – korelacjach kinetycznych między protonami. Szczegółowe badania, które pozwalałyby na dokładniejsze testowanie różnych modeli jądrowych, wymagały nowej aparatury do obserwacji pojedynczych protonów.

Detekcja bezpośrednia

Użycie napełnionego gazem detektora zwanego komorą z projekcją czasu (ang. time-projection chamber, TPC) jest wypróbowaną i sprawdzoną metodą badania torów protonów. Naładowane cząstki, np. protony, mogą jonizować gaz szlachetny, np. argon. Wytworzone elektrony kierowane są w polu elektrycznym do detektorów, które rejestrują w dwóch wymiarach projekcję oryginalnego toru cząstki (rys. 3). Trzeci wymiar toru można uzyskać na podstawie czasu dryfowania elektronów do detektora. W ten sposób otrzymuje się trójwymiarowy obraz rozpadu jądra,

a na tej podstawie łatwo już wyznaczyć energie poszczególnych protonów i kąt między nimi.

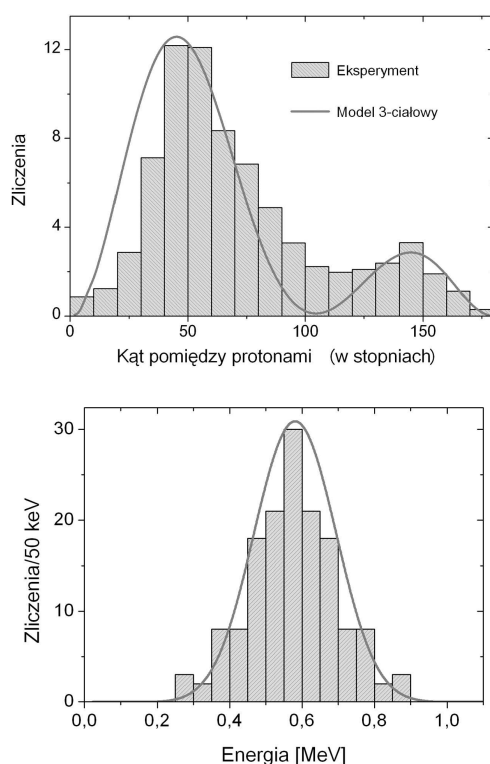


Rys. 3. Detekcja w trzech wymiarach. Najbardziej szczegółowe badania promieniotwórczości dwuprotonowej przeprowadzono ostatnio np. w GANIL-u, używając napełnionych gazem detektorów TPC (góra). Badane jądra są identyfikowane za pomocą detektorów krzemowych, następnie są spalniane w zderzeniach z cząstkami gazu i zatrzymują się wewnątrz TPC. Protony emitowane w rozpadzie dwuprotonowym jonizują gaz, uwolnione elektrony dryfują pod wpływem pola elektrycznego do detektora $x-y$. Tak rekonstruowany jest obraz dwuwymiarowy emitowanych protonów. Trzeci wymiar schematu rozpadu uzyskuje się na podstawie czasu, w którym elektrony osiągają płaszczyznę $x-y$.

Niedawno zbudowano dwa takie urządzenia i po raz pierwszy zarejestrowano dwuprotonowy rozpad żelaza-45. Pierwszy eksperyment został przeprowadzony w 2006 r. przez Jérôme'a Giovinnazzo i współpracowników (wśród nich autora tego artykułu) w GANIL-u. Udało nam się zaobserwować po raz pierwszy dwa protony emitowane w procesie promieniotwórczości dwuprotonowej ze stanu podstawowego [6]. Nie wytworzyliśmy wprawdzie dostatecznej liczby takich rozpadów, by móc wyznaczyć korelacje kątowe lub energetyczne, jednak zaobserwowaliśmy

w 10 zdarzeniach różne typy rozpadu, a nie tylko te o małym kącie między protonami, charakterystyczne dla rozpadu typu helu-2.

Drugi eksperyment został przeprowadzony w 2007 r. w National Superconducting Cyclotron Laboratory w Michigan przez zespół kierowany przez Marka Pfütznera [7]. Dzięki swojej aparaturze mogli oni zaobserwować dostatecznie dużą liczbę zdarzeń dla wyznaczenia rozkładów energetycznych i kątowych dwóch protonów. Wyniki te pokazały, że przewidywania trójciałowego modelu Grigorenki i współpracowników dobrze oddają rozkład energii w rozpadzie dwuprotonowym i dobrze zgadzają się z zaobserwowanym rozkładem kątowym (rys. 4).



Rys. 4. Bezpośrednia obserwacja rozpadu dwuprotonowego. Porównanie danych doświadczalnych uzyskanych detektorem TPC w Michigan State University z przewidywaniami trójciałowego modelu Grigorenki i współpracowników. Rozkład kątowy ma strukturę o dwóch wierzchołkach (górny wykres). Wynika to ze składu funkcji falowej dwóch emitowanych protonów zawierającej wkłady z różnych orbitali jądrowych. Rozkład energii rozpadu (dół) ma maksimum stosunku energii indywidualnych protonów do całkowitej energii rozpadu przypadające przy wartości 0,5, co wskazuje, że energia jest najprawdopodobniej rozdzielona równo między te dwa protony, zgodnie z modelem Grigorenki.

Uzyskaliśmy więc pierwszy bezpośredni dowód istnienia promieniotwórczości dwuprotonowej w sensie definicji Goldanskiego i jak dotychczas wyniki doświadczeń dobrze zgadzają się z teorią. Brak nam jednak dostatecznej ilości danych, aby stworzyć szczegółową i systematyczną analizę tego nowego zjawiska jądrowego. Brak nam jeszcze dokładnej wiedzy o tym, jak promieniotwórczość dwuprotonowa zależy od energii rozpadu, spinu jądra, liczby neutronów zawartych w jądrze i od tego, czy liczba nukleonów jest parzysta, czy nieparzysta. Badania rozpadu dwuprotonowego, podobnie jak jednopronowego, mogą przynosić informacje o parametrach jądrowych, np. sekwencji orbitali jądrowych, składzie jądrowej funkcji falowej dwóch protonów. Byłyby to klucze do poznania mechanizmu tworzenia par nukleonów.

Jest jasne, że musimy uzyskać więcej danych – zarówno z detektorów krzemowych, które umożliwiają bardzo precyzyjny pomiar energii rozpadu i czasu zaniku, jak też wyników z ostatnio prowadzonych eksperymentów TPC dających nadzwyczaj subtelne porównanie z teorią. Tą pierwszą metodą będą najprawdopodobniej badane german-59, selen-63 i krypton-67. Pomiar TPC dla cynku-54 i niklu-48 planowane są w GANIL-u i w Michigan.

Jeśli chodzi o teorię, ważne jest opracowanie nowych modeli traktujących na równi strukturę jąder i dynamikę emisji. Obecnie model Grigorenki i współpracowników daje nam najlepszy wgląd w dynamikę, podczas gdy dwa inne modele – rozszerzony model macierzy R i model SMEC – lepiej oddają strukturę jądra. Połączenie tych dwóch opisów na pewno nie jest sprawą prostą, częściowo dlatego, że teoretycy pracowali dotychczas tylko nad jednym lub nad drugim podejściem. Pokonanie niedoskonałości obu tych modeli wymaga wprowadzenia nowych idei. Biorąc pod uwagę obecne postępy, można być pewnym, że badania promieniotwórczości dwuprotonowej stworzą nowy obraz jądra atomowego i umożliwią zrozumienie mechanizmu tworzenia par nukleonów.

Tłumaczyła Barbara Wojtowicz
Warszawa

Literatura

- [1] B.A. Brown, F.C. Barker, *Phys. Rev. C* **67**, 041304 (2003).
- [2] L.V. Grigorenko i in., *Phys. Rev. C* **64**, 054002 (2001).
- [3] J. Rotureau i in., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 042503 (2005).
- [4] J. Giovinnazzo i in., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 102501 (2002).
- [5] M. Pfützner i in., *Eur. Phys. J. A* **14**, 279 (2002).
- [6] J. Giovinnazzo i in., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 102501 (2007).
- [7] K. Miernik i in., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 192501 (2007).

Promieniotwórczość 2p: widok z Warszawy

Marek Pfützner

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Two-proton radioactivity as seen from Warsaw

Autor artykułu „Promieniotwórczość dwuprotonowa” (patrz s. 3), Bertram Blank z Centrum Badań Jądrowych w Bordeaux-Gradignan (Francja), przedstawia aktualny stan badań nad tą niedawno odkrytą i słabo jeszcze poznaną formą przemian jądrowych. Ukazanie się tego artykułu, pierwotnie w brytyjskim miesięczniku *Physics World* (maj 2008), wiąże się ze znacznym postępem, jaki udało się ostatnio uzyskać w tej dziedzinie. Rejestracja obydwu protonów emitowanych podczas spontanicznej przemiany nuklidu ^{45}Fe przyniosła pierwsze bezpośrednie, doświadczalne potwierdzenie wcześniejszych doniesień oraz, co więcej, pozwoliła na uzyskanie pierwszych informacji o mechanizmie tego zjawiska i o samym nuklidzie, w którym ono zachodzi. Wyniki te, jak się wydaje, otwierają nowe okno na budowę nuklidów o wielkim niedoborze neutronów, leżących w istocie poza skrajem stabilności jądrowej.

W pierwszej części artykułu Autor opisuje historię poszukiwań promieniotwórczości dwuprotonowej (2p) poczynszyszy od teoretycznego odkrycia takiej możliwości rozpadu przez Goldanskiego w roku 1960, poprzez rozwój modeli teoretycznych, które wskazały eksperymentatorom w jakich nuklidach należy poszukiwać tego zjawiska, a skończywszy na opisie doświadczeń, w których promieniotwórczość tę ostatecznie zaobserwowano. Celem uzupełnienia warto wskazać najważniejsze składniki metody doświadczalnej, dzięki którym udało się dokonać tego odkrycia po wielu latach prób. Skrajnie neutronodeficytowe nuklidy, takie jak ^{45}Fe oraz omawiane też ^{48}Ni i ^{54}Zn , wytwarza się w tzw. reakcji fragmentacji, która zachodzi, gdy wiązka ciężkich jonów (w naszym przypadku ^{58}Ni) przyspieszona do energii ok. 100 MeV/nukleon lub wyższej pada na względnie cienką tarczę wykonaną zazwyczaj z berylu lub naturalnego niklu. Przy tak dużej energii, w wyniku zderzenia jąder wiązki z jądrami tarczy fragmenty powstałe przez oderwanie części jądra pocisków poruszają się z prawie tą samą prędkością i w tym samym kierunku co jądra wiązki. Wśród fragmentów tych znajdujemy niemal wszystkie nuklidy, jakie można otrzymać z jądra pocisku poprzez usuwanie z niego neutronów i protonów. W szczególności, gdy pociskiem jest ^{58}Ni , usunięcie 11 neutronów i 2 protonów prowadzi do wytworzenia ^{45}Fe . Prawdopodobieństwo takiej szczególnej reakcji jest nadzwyczaj małe, na co składa się bardzo mały prze-

krój czynny (dla ^{45}Fe jest on rzędu pikobarna) oraz ograniczona względami technicznymi świetność. W tej sytuacji sprawą kluczową jest selekcja bardzo małej liczby interesujących jonów spośród wielkiej liczby powstających produktów. Dokonuje się jej za pomocą separatora magnetycznego, który przepuszcza do końcowego punktu pomiarowego tylko małą część wytworzonych jonów o masach i ładunkach zbliżonych do jonu wybranego. Ponieważ produkty poruszają się z dużą prędkością, a impuls wiązki jest rozciągnięty w czasie, możliwa jest pełna identyfikacja w locie każdego jonu docierającego do stacji pomiarowej. To właśnie ta nadzwyczajna czułość, pozwalająca na oznaczenie pojedynczego rejestrowanego jądra i na niezakłóconą obserwację cząstek emitowanych w jego rozpadzie, jest najważniejszą zaletą tej metody doświadczalnej. Więcej informacji o metodach wytwarzania bardzo egzotycznych nuklidów można znaleźć w artykule [1].

Pierwszej obserwacji zjawiska promieniotwórczości 2p dokonano w dwóch doświadczeniach przeprowadzonych w laboratoriach GSI Darmstadt (Niemcy) i GANIL Caen (Francja). Oba te eksperymenty były owocem współpracy naszej grupy warszawskiej z grupą francuską kierowaną przez Bertrama Blanka. Wyniki zostały przedstawione w dwóch pracach, które ukazały się w 2002 r. [2,3]. Przypomnijmy w skrócie przebieg wydarzeń. Eksperyment w laboratorium GANIL odbył się o rok wcześniej niż pomiary w GSI. Pierwotna analiza danych z GANIL-u, przeprowadzona przez zespół francuski w Bordeaux, przyniosła wynik negatywny i to w istocie zadecydowało o wykonaniu pomiarów w GSI, w których wiodącą rolę odgrywała z kolei grupa polska. Analiza danych w Warszawie ujawniła wyraźny ślad poszukiwanego zjawiska i dopiero wtedy, po ponownym opracowaniu pomiarów z GANIL-u, okazało się, że w obu eksperymentach obserwujemy zgodne ze sobą świadectwa emisji dwóch protonów przez nuklid ^{45}Fe . Historia tego odkrycia została już opisana na łamach *Postępów Fizyki* [4].

Należy podkreślić, że w tych pierwszych doświadczeniach mierzono tylko całkowitą energię wydzielaną w trakcie przemiany promieniotwórczej nuklidu zatrzymanego w grubym detektorze krzemowym oraz czas upływający między zatrzymaniem jonu a jego rozpadem. Nie dawało się stwierdzić bezpośrednio, jakie cząstki naładowane były emitowane ani ile ich było. Jednakże same wartości ener-

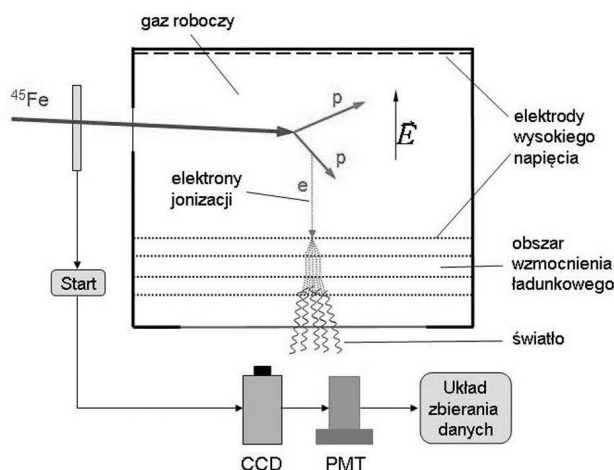
gii i czasu pozwoliły na jednoznaczną interpretację wyników – tylko hipoteza o emisji 2p była zgodna z obserwacjami. Później grupa Blanka, w kolejnych eksperymentach prowadzonych tą samą metodą w GANIL-u, potwierdziła wyniki dla ^{45}Fe i odkryła promieniotwórczość 2p w nuklidzie ^{54}Zn [5,6]. Pojawiło się też podejrzenie, że ten typ przemiany zachodzi również w ^{48}Ni [5].

Jakkolwiek wartości całkowitej energii przemiany i półokresu zaniku umożliwiały porównanie z modelami teoretycznymi i wyciąganie pewnych wniosków co do natury emisji 2p, to jasne jest, że dla dokładnego poznania tego zjawiska konieczna jest bezpośrednia obserwacja obydwu wyrzucanych protonów oddzielnie oraz pomiar pędu każdego z nich. Dopiero ustalenie korelacji energetycznej i kątowej między nimi może dać pełny wgląd w mechanizm przemiany i dać odpowiedź na pytanie, czego możemy się dzięki niej dowiedzieć. Dla osiągnięcia tego celu konieczne było opracowanie nowej metody detekcji, która pozwalałaby na rejestrację torów cząstek emitowanych podczas przemiany. Zespół francuski Blanka i grupa warszawska niezależnie podjęły to wyzwanie i podążyły nieco odmiennymi drogami.

Aby określić pędy emitowanych protonów czy też kąt między nimi, należy użyć detektora, który pozwala zobrazować tory tych cząstek. Najłatwiej zrobić to w detektorze gazowym, w którym dzięki małej gęstości ośrodka tory te mogą być dostatecznie długie. Technika komór jonizacyjnych z projekcją czasu (TPC, ang. Time Projection Chamber), służących właśnie do rejestracji torów cząstek, jest bardzo dobrze rozwinięta przez fizyków wysokich energii. Obie grupy, francuska i polska, postanowiły wykorzystać ten stan rzeczy i oprzeć nową metodę detekcji promieniotwórczości 2p o komorę typu TPC. Artykuł Blanka zwięźle opisuje główną zasadę działania takiego detektora, wspólną dla obu konkurencyjnych projektów, i ilustruje ją przejrzysto (na rys. 3) wraz z fotografią fragmentu detektora francuskiego. Grupa z Bordeaux zdecydowała się na rozwiązanie konwencjonalne, sprawdzone, lecz kosztowne i pracochłonne. Wszystkie sygnały są rejestrowane i przetwarzane elektrycznie. Elektrony uwolnione przez cząstki naładowane w czynnej objętości detektora dryfują w polu elektrycznym w kierunku sekcji wzmacniającej, a następnie anody, którą stanowi układ skrzyżowanych pasków zbierających ładunek. Sygnały z kilkuset pasków są odczytywane za pomocą dedykowanego panelu układów scalonych, wytworzonego w technologii ASIC (Application Specific Integrated Circuit). Jest to rozwiązanie bardzo zaawansowane technicznie, ale skomplikowane i kłopotliwe w eksploatacji.

Tymczasem warszawski detektor TPC opiera się na zupełnie nowatorskim podejściu do odczytu sygnałów. Jego autorem jest prof. Wojciech Dominik, który kieruje pracownią detektorów w Zakładzie Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Istota nowego podejścia polega na tym, że pierwotne sygnały rejestruje się metodami optycznymi, a dopiero potem zamienia się je na impulsy elektryczne w celu zapisu i dalszej obróbki. Elektrony dry-

fujące w stronę anody, przechodząc przez ostatni stopień wzmocnienia (obszar silnego pola elektrycznego między dwiema elektrodami siatkowymi), wywołują emisję światła dzięki specjalnym domieszkom w gazie roboczym. Światło to jest rejestrowane przez specjalną kamerę cyfrową CCD wyposażoną we wzmacniacz sygnałów. Niezależnie światło jest zbierane przez fotopowielacz, a jego sygnał wyjściowy jest próbkowany z dużą częstotliwością przez oscyloskop cyfrowy. Jedna fotografia kamery daje więc obraz rzutu torów cząstek na płaszczyznę anody, zaś zapis całkowitego natężenia światła w funkcji czasu pozwala na ustalenie kolejności zdarzeń oraz daje informacje o położeniu w kierunku prostopadłym do powierzchni anody. Ponieważ detekcja światła pełni tu kluczową rolę, konstrukcję tę nazwaliśmy OTPC (ang. Optical TPC). Detektor taki został zbudowany w Warszawie przy głównym udziale prof. Dominika i jego znakomitego zespołu. Zasadę budowy i działania komory OTPC przedstawiono schematycznie na rys. 1. Budowa i działanie tego detektora są dokładniej opisane w pracy [7].



Rys. 1. Uproszczony schemat detektora OTPC. Ciężki jon przed wejściem do komory jonizacyjnej przechodzi przez detektor krzemowy, wywołując impuls wyzwalający cykl pomiarowy. Cząstki naładowane, zarówno jon, jak i produkty rozpadu, jonizują gaz roboczy. Uwalnione elektrony dryfują w polu elektrycznym i w obszarze wzmacnienia gazowego pobudzają gaz do świecenia. Światło jest zbierane przez kamerę cyfrową (CCD) i fotopowielacz (PMT). Ekspozycja trwa ok. 30 ms od wejścia jonu. Czas połowicznego rozpadu ^{45}Fe wynosi 2,6 ms.

Zespołowi francuskiemu udało się jako pierwszemu zaobserwować emisję 2p z ^{45}Fe przy użyciu detektora TPC. Eksperyment wykonano w laboratorium GANIL, a wyniki opublikowano we wrześniu 2007 r. [8]. Zarejestrowano zaledwie kilka zdarzeń, które, jak przekonują Autorzy, dowodzą po raz pierwszy bezpośrednio, że nuklid ^{45}Fe spontanicznie emituje dwa protony jednocześnie. Jednakże poza tym stwierdzeniem Autorzy nie podają żadnej informacji fizycznej o przemianie 2p. Pełna rekonstrukcja przestrzenna torów protonów okazała się niemoż-

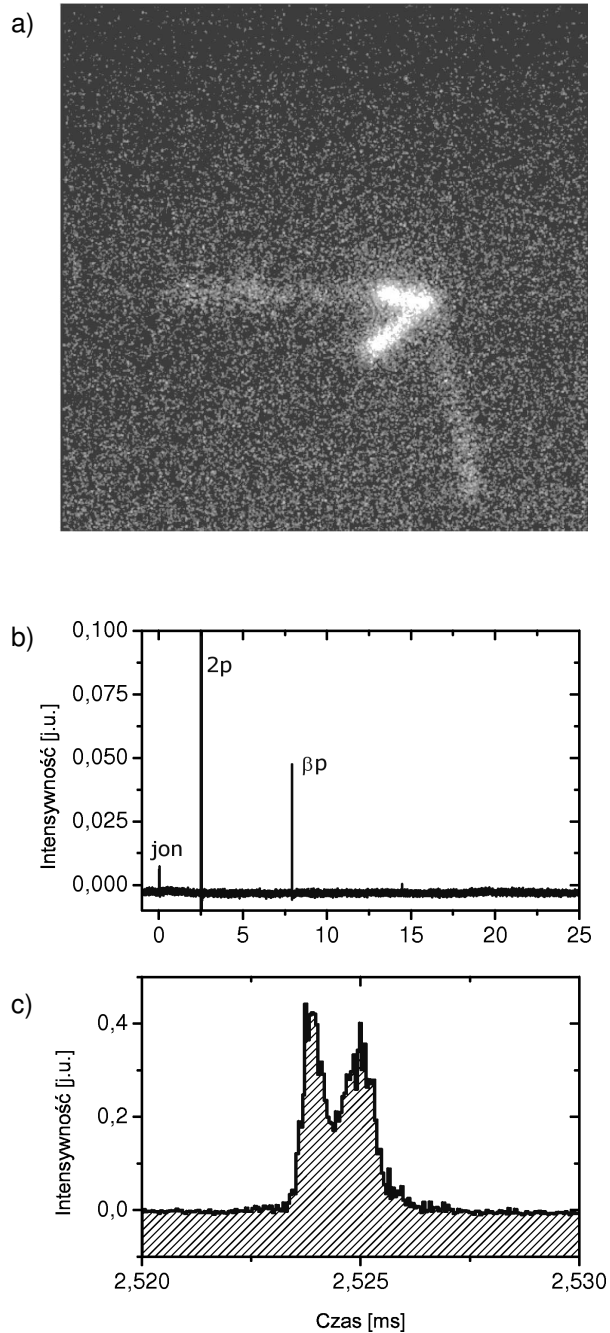
liwa z powodu trudności z pomiarem położenia wzdłuż osi prostopadłej do anody. Aczkolwiek powinno być możliwe wyznaczenie kąta między rzutami torów na płaszczyznę anody, co jak się potem okazało byłoby ważną informacją, Autorzy nie zrobili tego.

Grupa warszawska wykorzystała detektor OTPC do badania rozpadów ^{45}Fe w laboratorium NSCL/MSU (National Superconducting Cyklotron Laboratory przy Michigan State University) w East Lansing (USA) w lutym 2007 r. Udało nam się zaobserwować ok. 90 przypadków emisji 2p, a także ok. 40 przypadków przemiany β^+ , która jest konkurencyjnym kanałem rozpadu badanego nuklidu. Odnotujemy, że liczba jonów ^{45}Fe zebranych w tym doświadczeniu jest większa niż we wszystkich poprzednich eksperymentach razem wziętych. Wynikiem analizy danych była pełna trójwymiarowa rekonstrukcja torów emitowanych protonów, co pozwoliło wyznaczyć rozkład kątów między ich pędami. Udało się też ustalić podział energii rozpadu pomiędzy dwa protony [9]. Rozkłady te pokazane są na rys. 4 w omawianym artykule B. Blanka. Choć w swym artykule Autor rzetelnie cytuje wyniki naszego eksperymentu, to zestawienie rysunków 3 i 4 może wprowadzać czytelnika w błąd, ponieważ w tekście nie ma żadnej informacji na temat różnic między konkurencyjnymi detektorami. Wydaje się, że prawdziwym źródłem naszego sukcesu była nie tylko większa statystyka, jak zdaje się sugerować Blank, ale właśnie oryginalna koncepcja pomiaru.

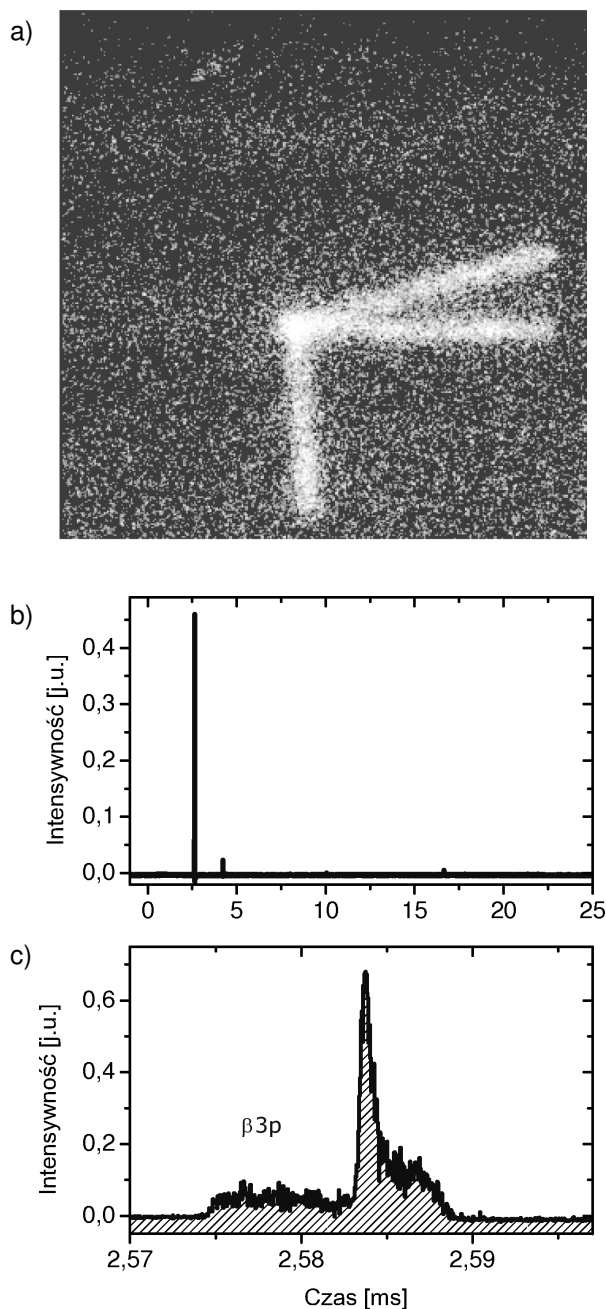
Najbardziej niefortunne w artykule Blanka, poza brakiem jakiegokolwiek wzmianki o nowym rozwiązaniu zastosowanym w OTPC, jest pozbawienie czytelników możliwości obejrzenia fotografii, jakie za pomocą tej komory uzyskaliśmy. Są to obrazy ukazujące egzotyczny proces jądrowy w niespotykany dotąd sposób, łatwo zrozumiały nie tylko dla fizyków nie będących specjalistami w tej dziedzinie, ale również dla szerokiego grona czytelników. Przykład takiej fotografii prezentujemy na rys. 2.

Bogactwo informacji zawartych w obrazie fotograficznym ma tę zaletę, że jeden dobry przypadek może wystarczyć do wykazania, że zachodzi jakiś proces. W trakcie eksperymentu w USA zebraliśmy wiele zdarzeń odpowiadających przemianie β^+ ^{45}Fe z emisją protonów opóźnionych. Rozpady te prowadzą najpierw do stanów wzbudzonych nuklidu ^{45}Mn , po czym niemal natychmiast emitowane są protony. Wśród zarejestrowanych zdarzeń znalazły się takie, w których przemianie β towarzyszył jeden proton, dwa protony, a nawet trzy protony. Ta ostatnia kategoria rozpadu nie była nigdy wcześniej obserwowana [10]. Przykładowa fotografia ilustrująca to odkrycie przedstawiona jest na rys. 3.

Wróćmy jeszcze do najważniejszego wyniku eksperymentu, czyli do wyznaczonych korelacji kątowych i energetycznych między protonami, przedstawionych na rys. 4 w artykule Blanka. Szczególnie rozkład kąta między torami protonów okazał się zaskakujący. Spośród kilku konkurencyjnych modeli teoretycznych promieniotwórczości 2p tylko jeden, którego głównym autorem jest młody fizyk rosyjski Leonid Grigorenko, przewidywał korelacje kątowe między protonami [11]. Wydaje się, że wyniki



Rys. 2. Przykładowe zdarzenie promieniotwórczości 2p. a) Fotografia zarejestrowana przez kamerę CCD. Widać tor jonu ^{45}Fe wpadającego do detektora OTPC z lewej strony. Dwa krótkie i jasne ślady wychodzące z punktu, w którym zatrzymał się jon, pochodzą od protonów o energii ok. 0,6 MeV. Cienki ślad wychodzący z tego samego punktu i biegnący w dół to proton emitowany po przemianie β ^{43}Cr , który jest produktem rozpadu ^{45}Fe . b) Całkowite natężenie światła rejestrowane przez fotopowielacz w funkcji czasu ujawnia kolejność zdarzeń. Pomiar czasu biegnie od chwili zatrzymania jonu ^{45}Fe . Emisja 2p nastąpiła po czasie ok. 2,5 ms, a przemiana β ^{43}Cr z emisją protonu – po czasie ok. 8 ms. c) Powiększony fragment części b ukazuje szczegółowo proces 2p. Widoczne są przyczynki od obydwu protonów. Połączenie informacji zawartych w a i c pozwala w pełni zrekonstruować tory protonów w przestrzeni i oszacować ich energie.



Rys. 3. Przykładowe zdarzenie (jedno z czterech zarejestrowanych) emisji trzech protonów po przemianie β ^{45}Fe . a) Obraz z kamery CCD. Toru wpadającego jonu nie widać, ponieważ w tej fazie eksperymentu kamera włączana była tuż po zatrzymaniu się jonu. Protony opóźnione mają znacznie większe energie niż protony wyrzucane w przemianie 2p, dlatego zazwyczaj uciekają z objętości detektora. b) Przebieg całkowitego natężenia światła w funkcji czasu. c) Na powiększeniu widać przyczynki od trzech protonów, które zostały wyrzucone w czasie tej samej przemiany β .

tego modelu (opublikowane na długo przed eksperymentem) są w bardzo dobrej zgodności ze zmierzonymi rozkładami. Zaskakuje właśnie tak dobra zgodność, ponieważ opis stanu jądra początkowego jest w podejściu Grigorenki uproszczony, przez co wielu teoretyków wątpiło w jego przydatność. Tymczasem model ten jako jedyny traktuje proces jako zagadnienie trzech ciał. Obserwowana zgodność może oznaczać, że kluczowe jest właśnie odpowiednie podejście do trójciałowej dynamiki. Co więcej, przewidywane rozkłady kątowe są czułe na parametry stanu początkowego. Względna wysokość maksimum widocznego dla kąta ok. 150° zależy od orbitalnego momentu pędu stanu, z którego emitowane są protony. Okazało się, że te same wartości parametrów dobrze opisują nie tylko rozkład kątowy, ale także półokres rozpadu w funkcji energii, o czym Blank w swoim tekście nie pisze i nie pokazuje tego na rys. 2.

Badania promieniotwórczości jednoprotonowej, prowadzone od niemal 30 lat, przyniosły bardzo wiele informacji o budowie nuklidów bardzo dalekich od trwałości. Mierząc emisję protonu, dysponujemy tylko dwiema obserwablami: energią i półokresem rozpadu. W przypadku promieniotwórczości dwuprotonowej oprócz tych wielkości mamy jeszcze informacje zakodowane w korelacjach między protonami. Pozwala to mieć nadzieję na znacznie ostrzejszy test modeli struktury jądrowej. Choć przypuszczamy, że nuklidów, które wyrzucają dwa protony ze stanu podstawowego, jest znacznie mniej niż tych, które emitują jeden proton, to sądzimy, że warto podjąć wysiłek ich badania. Mamy nadzieję, że równoległe z postępem eksperymentalnym w tej dziedzinie nastąpi pogłębienie opisu teoretycznego, który połączy harmonijnie poprawny opis jądrowego stanu początkowego z trójciałową naturą przemiany.

Literatura

- [1] Z. Janas, *Postępy Fizyki* **57**, 174 (2006).
- [2] M. Pfützner i in., *Eur. Phys. J. A* **14**, 279 (2002).
- [3] J. Giovinozzo i in., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 102501 (2002).
- [4] J. Żylicz, *Postępy Fizyki* **53**, 249 (2002).
- [5] C. Dossat i in., *Phys. Rev. C* **72**, 054315 (2005).
- [6] B. Blank i in., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 232501 (2005).
- [7] K. Miernik i in., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Research A* **581**, 194 (2007).
- [8] J. Giovinozzo i in., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 102501 (2007).
- [9] K. Miernik i in., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 192501 (2007).
- [10] K. Miernik i in., *Phys. Rev. C* **76**, 041304(R) (2007).
- [11] L.V. Grigorenko, M.V. Zhukov, *Phys. Rev. C* **68**, 054005 (2003).

Naruszone symetrie Teorii Standardowej

Nobel dla Nambu, Kobayashiego i Maskawy

(...) bogowie uczynili prawa symetrycznymi jedynie w przybliżeniu, abyśmy nie byli zazdrośni o ich doskonałość!

Richard P. Feynman

Wypracowany w drugiej połowie XX wieku obraz struktury materii na odległościach rzędu 10^{-18} m oraz oddziaływań jej podstawowych „cegiełek” – cząstek elementarnych – ujęty w ramy Teorii Standardowej przeszedł pomyślnie już wiele testów eksperymentalnych. Wkrótce, z ponownym uruchomieniem w CERN-ie, przypuszczalnie latem 2009 r., Wielkiego Zderzacza Hadronów (LHC) rozpoczęty zostanie nowy etap badań – badań mających na celu poznanie jeszcze głębszej struktury materii oraz rzucenie światła na wciąż otwarte problemy teorii oddziaływań fundamentalnych. Królewska Szwedzka Akademia Nauk przyznając Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za 2008 rok trzem Japończykom: Yoichiro Nambu z Uniwersytetu w Chicago (połowa Nagrody) oraz pracującym w Japonii: Makoto Kobayashiemu z Instytutu KEK w Tsukubie i Toshihide Maskawie z Uniwersytetu w Kyoto (oba po 1/4 Nagrody) po raz kolejny uhonorowała fizyków, których teoretyczne koncepcje stanowią dziś fundament Teorii Standardowej. Nagrody te stanowią więc dobrą okazję by przypomnieć niektóre przełomowe odkrycia i idee, które doprowadziły do powstania Teorii Standardowej w jej obecnym kształcie, zwłaszcza że przypomnienie takie jest konieczne, aby zrozumieć pionierski charakter i doniosłość idei Nambu oraz Kobayashiego i Maskawy. Wspólny mianownik tych idei stanowią symetrie oddziaływań cząstek elementarnych i różne mechanizmy ich naruszenia: koncepcje Nambu dotyczyły spontanicznego naruszenia symetrii ciągłych, a praca Kobayashiego i Maskawy poświęcona była jawnemu łamaniu symetrii dyskretnej. Aby łatwiej śledzić przedstawiony w dalszej części tego artykułu rozwój koncepcji teoretycznych, które doprowadziły do Teorii Standardowej, i rolę, jaką w tym rozwoju odegrały idee laureatów, dobrze jest przypomnieć wkrótce współczesny punkt widzenia na symetrie w kwantowej teorii pola.

Symetrie i ich naruszenie w kwantowej teorii pola

Ciągłe symetrie były znane w fizyce subatomowej już od połowy XX w., kiedy to niezależność ładunkowa oddziaływań jądrowych została przez Heisenberga uogólniona do ich niezmienniczości ze względu na przekształcenia symetrii SU(2) izospinu. W języku mechaniki kwantowej oznacza to, że Hamiltonian oddziaływań silnych (jądrowych) komutuje z trzema hermitowskimi operatorami Q^a , $a = 1, 2, 3$, zwanymi także ładunkami, które spełniają związki

$$Q^a Q^b - Q^b Q^a \equiv [Q^a, Q^b] = i \sum_{c=a}^3 \epsilon_{abc} Q^c. \quad (1)$$

Założenie takie pozwala rozpatrywać np. stany nukleonu

$$|\psi\rangle = \exp\left(-i \sum_{a=1}^3 \theta^a Q^a\right) |p\rangle$$

z mogącymi się zmieniać w sposób ciągły parametrami θ^a , będące dowolnymi superpozycjami stanów protonu i neutronu. Konsekwencją takiej niezmienniczości jest widmo mas i właściwości jąder, które grupują się w odpowiednie multiplety o takich samych spinach, parzystościach i niemal takich samych masach. Również odkrywane sukcesywnie w pierwszej połowie XX w. cząstki oddziałujące silnie (zwane hadronami) można klasyfikować według liczb kwantowych izospinu. I tak proton wraz z neutronem stanowią dublet grupy SU(2), a trzy mezony π – tryplet. Inną konsekwencją komutowania hamiltonianu oddziaływań silnych z trzema ładunkami Q^a grupy izospinu są związki między niektórymi amplitudami przejść przekładające się na związki między mierzonymi wielkościami. Na przykład związek przekrojów czynnych $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = 2\sigma(pn \rightarrow d\pi^0)$ wynika (przy pominięciu małych efektów oddziaływania elektromagnetycznego) tylko z niezmienniczości izospinowej oddziaływań silnych (deuteron d jest izospinowym singletem) i by go uzyskać, nie trzeba znać szczegółów ich dynamiki.

W kwantowej teorii pola hamiltoniany oddziaływania cząstek otrzymuje się przeprowadzając kwantyzację układów relatywistycznych pól $\phi_i(x)$ (gdzie i numeruje pola), których klasyczna dynamika jest zadana funkcjonalem działania $I = I[\phi_i, \partial_\mu \phi_i, \dots]$. Z symetrią ciągłą mamy do czynienia, jeśli funkcjonal ten jest niezmienniczy względem tworzących r -parametrową grupę $\mathcal{G}$ przekształceń pól. W przypadku teorii pola stosowanych w fizyce wysokich energii funkcjonal działania I musi być oczywiście niezmienniczy względem ciągłych przekształceń odpowiadających zmianom lorentzowskiego układu odniesienia (w tym sensie symetrie leżą u samych podstaw sformułowania kwantowej teorii pola). Inną ważną kategorię stanowią tzw. symetrie wewnętrzne. Zazwyczaj jako takie rozpatruje się przekształcenia liniowe postaci

$$\phi_i(x) \rightarrow \phi'_i(x) = \left[\exp\left(-i \sum_{a=1}^r \theta^a T^a\right) \right]_{ij} \phi_j(x), \quad (2)$$

gdzie macierze T^a_{ij} są generatorami algebry Liego grupy $\mathcal{G}$

w odpowiedniej dla pól ϕ_i reprezentacji (w ogólności przywiedlonej), choć w niektórych teoriach pola ważną rolę grają także nieliniowe przekształcenia symetrii. Zgodnie z twierdzeniem Noether, każdej jednoparametrowej podgrupie przekształceń odpowiada zbudowany z pól ϕ_i czterowektor „prądu” Noether j_μ^a , który jest zachowany, tzn. spełnia (na mocy równań ruchu) równość $\partial^\mu j_\mu^a = 0$. Całki z czasowych składowych prądów dają niezależne od czasu wielkości

$$Q^a = \int d^3x j_0^a(t, \mathbf{x}),$$

które po przeprowadzeniu kwantyzacji stają się właśnie operatorami ładunków spełniającymi, na mocy kanonicznych relacji komutacyjnych (w przypadku pól, których kwanty są bozonami) lub antykomutacyjnych (gdy kwanty pola są fermionami) pól i kanonicznie do nich sprzężonych pędów, związki typu (1) i komutujących z hamiltonianem teorii.

Stan podstawowy $|\Omega\rangle$ układu pól kwantowych nazywa się próżnią, a stany wzbudzone odpowiadają cząstkom (są one zwane kwantami pól, choć nie zawsze istnieje jednoznaczna odpowiedniość między polami ϕ_i występującymi w działaniu I i fizycznymi cząstkami). Niezmienniczość teorii względem grupy przekształceń pociąga za sobą istnienie wielu związków między funkcjami Greena operatorów pola (tj. wartości oczekiwanych w stanie próżni uporządkowanych odpowiednio iloczynów tych operatorów), których konsekwencją są także wspomniane już związki między amplitudami procesów fizycznych.

Innym rodzajem symetrii ciągłej jest będąca podstawą (stworzonej przez Diraca i rozwiniętej przez Schwingera, Feynmana, Tomonagę, Dysona i innych) elektrodynamiki kwantowej symetria lokalna (tj. symetria cechowania) względem zależnej od punktu w czasoprzestrzeni zmiany fazy pola elektronu ψ kompensowanej odpowiednią zmianą pola fotonu A_μ

$$\begin{aligned}\psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = e^{-ieq\theta(x)}\psi(x), \\ A_\mu(x) &\rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu\theta(x),\end{aligned}\quad (3)$$

gdzie $q = -1$, a $e > 0$ jest ładunkiem elementarnym będącym w elektrodynamice kwantowej stałą sprzężenia. Również ta symetria prowadzi do istnienia zachowanego ładunku Noether Q (ładunku elektrycznego) i znajduje swoje odbicie w związkach łączących funkcje Greena znanych pod nazwą tożsamości Warda. Najbardziej znanym z nich jest związek funkcji wierzchołkowej $\Gamma_\mu^{(3)}(p_2, p_1)$ z odwrotnością propagatora elektronu $\Gamma^{(2)}(p)$:

$$-(p_2 - p_1)^\mu \Gamma_\mu^{(3)}(p_2, p_1) = eq[\Gamma^{(2)}(p_2) - \Gamma^{(2)}(p_1)]. \quad (4)$$

Symetriami cechowania mogą też być grupy nieabelowe o większej niż jeden liczbie generatorów T^a i ładunków Q^a z $a = 1, \dots, r$, spełniających związki typu (1). Przekształcenia pól mają wtedy postać (2) z r niezależnymi parametrami θ^a zastąpionymi przez $g\theta^a(x)$, gdzie g jest stałą sprzężenia (analogiczną do e w elektrodynamice), a przekształcenia r pól A_μ^a zwanych polami cechowania

(lub polami Yanga–Millsa) są dane odpowiednim uogólnieniem przekształcenia (3) pola fotonu. Tak jak w elektrodynamice, konsekwencją niezmienniczości względem cechowania jest bezmasowość kwantów pól A_μ (jeśli kwanty te są fizycznymi cząstkami, co nie zawsze ma miejsce), które wskutek tego mogą mieć tylko dwa rzuty spinu (polaryzacje) na kierunek ich pędu: $+1$ lub -1 , ale nie mogą być podłużnie spolaryzowane (rzut spinu równy zero). Ważne jest też to, że symetrie cechowania stają się zwykłymi symetriami globalnymi dla parametrów $\theta^a(x)$ niezależnych od x lub gdy położyć równą zero stałą sprzężenia g .

Podstawowym warunkiem, aby symetrie ciągłe, takie jak niezmienniczość oddziaływań silnych względem przekształceń grupy $SU(2)$ i symetria cechowania elektrodynamiki, a także symetrie dyskretne omawiane niżej, realizowały się w tzw. modzie wignerowskim, tj. by stany układu (cząstki) grupowały się w multiplety lub by stanom można było przypisać ładunek elektryczny, jest niezmienniczość stanu próżni $|\Omega\rangle$ względem przekształceń symetrii, tj.

$$\exp\left(-i \sum_a \theta^a Q^a\right) |\Omega\rangle = |\Omega\rangle \quad (5)$$

lub równoważnie $Q^a |\Omega\rangle = 0$ (czyli także $\langle\Omega|Q^a$) dla wszystkich ładunków Q^a grupy symetrii $\mathcal{G}$.

Jeśli próżnia nie jest niezmiennicza, symetria (lub ogólniej – jej część) jest spontanicznie naruszona i mimo że nadal prowadzi do pewnych związków między funkcjami Greena, to nie przejawia się już bezpośrednio w widmie cząstek (dokładniej: w widmie cząstek przejawia się tylko jej nienaruszona część $\mathcal{H} \subset \mathcal{G}$ generowana przez te ładunki Q^a , które anihilują próżnię). Łatwo też zobaczyć, że symetria jest spontanicznie naruszona jeśli którykolwiek ze zbioru operatorów O_i (zbudowanych z pól) i przekształcający się pod działaniem grupy symetrii $\mathcal{G}$ liniowo (i nietrywialnie, tj. z niezerowymi macierzami T_{ij})

$$e^{i\theta^a Q^a} O_i e^{-i\theta^a Q^a} = \left[\exp\left(-i \sum_a \theta^a T^a\right) \right]_{ij} O_j \quad (6)$$

ma różną od zera próżniową wartość oczekiwaną. Istotnie, wartość oczekiwana w stanie próżni równości (6) zapisanej dla niezależnych nieskończenie małych parametrów θ^a

$$\langle\Omega|[Q^a, O_i]|\Omega\rangle = -T_{ij}^a \langle\Omega|O_j|\Omega\rangle$$

pokazuje, że jeśli dla jakiegoś a zachodzi $T_{ij}^a \langle\Omega|O_j|\Omega\rangle \neq 0$, to warunek $Q^a |\Omega\rangle = 0$ nie może być spełniony.

Jeśli ciągła symetria globalna zostaje spontanicznie naruszona, to – jak głosi twierdzenie Goldstone’a, które można udowodnić w ramach relatywistycznej kwantowej teorii pola – w widmie hamiltonianu występują stany odpowiadające cząstkom bezmasowym o specyficznych oddziaływaniach. Cząstki te nazywa się dziś bozonami Nambu–Goldstone’a (NG). Dokładniej rzecz ujmując, każdemu generatorowi T^a wyjściowej grupy symetrii $\mathcal{G}$ takiemu, że $T_{ij}^a \langle\Omega|O_j|\Omega\rangle \neq 0$, odpowiada jeden taki bozon.

Jeśli spontanicznemu naruszeniu ulega symetria cechowania, sytuacja jest odmienna: działa wtedy mechanizm Higgsa powodujący, że bozony NG, które dla zero-

wej stałej sprzężenia g byłyby prawdziwymi bezmasowymi cząstkami, stają się podłużnymi polaryzacjami masywnych bozonów o spinie 1.

Oczywiście możliwe jest też naruszenie symetrii globalnych przez niektóre czony działania (i hamiltonianu). Jeśli $I[\phi_i, \partial_\mu \phi_i, \dots] = I_{\text{sym}}[\phi_i, \partial_\mu \phi_i, \dots] + I'[\phi_i, \partial_\mu \phi_i, \dots]$ (czyli $H = H_{\text{sym}} + H'$) i tylko część I_{sym} jest niezmiennicza względem całej grupy $\mathcal{G}$, to symetria jest naruszona jawnie. Jeśli czony $I'[\phi_i, \partial_\mu \phi_i, \dots]$ (dające H') są w jakimś sensie małe (np. modyfikują tylko nieznacznie masy cząstek i amplitudy procesów) to symetria $\mathcal{G}$ jest zazwyczaj wciąż użytecznym narzędziem teoretycznym. W szczególności, interesujące są też kwantowe teorie pola, w których symetria $\mathcal{G}$ części I_{sym} działania jest dodatkowo naruszona spontanicznie. Cząstki, które przy $I' = 0$ byłyby bezmasowymi bozonami NG i które zwie się bozonami pseudo-NG, mają w takiej sytuacji masę, ale są dość lekkie (przy założeniu, że efekty I' są małe) i zachowują w przybliżeniu właściwości bozonów NG.

Osobną kategorię stanowią symetrie dyskretne, z których najważniejsze są symetria względem operacji odbicia lustrzanego (zwana parzystością P), odwrócenia kierunku biegu czasu (T) i zamiany cząstek na ich antycząstki (sprzężenie ładunkowe C). W formalizmie kwantowej teorii pola operacjom tym odpowiadają operatory $\mathcal{P}$, $\mathcal{T}$ i $\mathcal{C}$ działające na stany układu. Jeśli $\mathcal{P}^{-1}H\mathcal{P} = H$, tj. jeśli $[\mathcal{P}, H] = 0$ itd., to są one symetriami teorii i pociągają za sobą istnienie różnych reguł wyboru dla amplitud przejść (pewne reakcje są więc przez te symetrie wzbronione). Pod działaniem operatorów $\mathcal{P}$, $\mathcal{T}$ i $\mathcal{C}$ pola $\phi_i(x)$ przekształcają się według reguł:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^{-1}\phi_i(t, \mathbf{x})\mathcal{P} &= \eta_i D(P)\phi_i(t, -\mathbf{x}), \\ \mathcal{T}^{-1}\phi_i(t, \mathbf{x})\mathcal{T} &= \xi_i D(T)\phi_i(-t, \mathbf{x}), \\ \mathcal{C}^{-1}\phi_i(t, \mathbf{x})\mathcal{C} &= \xi_i D(C)\phi_i^\dagger(t, \mathbf{x}),\end{aligned}\quad (7)$$

gdzie η_i , ξ_i są odpowiednio wewnętrznymi parzystościami (P) i wewnętrznymi parzystościami względem sprzężenia ładunkowego (C) kwantów pól ϕ_i ($D(P)$ są zaś pewnymi macierzami działającymi na wskaźniki pól związane z ich lorentzowskimi właściwościami transformacyjnymi)¹. Kwantowanie klasycznych pól prowadzi do operatorów $\mathcal{P}$, $\mathcal{T}$ i $\mathcal{C}$ komutujących z hamiltonianem, jeśli działanie $I[\phi_i, \partial_\mu \phi_i]$ jest niezmiennicze przy zastąpieniu pól ϕ_i prawymi stronami wzorów (7) ($\phi_i^\dagger$ należy wtedy uważać za ϕ_i^*).

Podstawowe twierdzenie CPT mówi, że w przypadku relatywistycznie niezmienniczej kwantowej teorii pola o hermitowskim hamiltonianie czynniki η_i , ξ_i i ζ_i

pól ϕ_i można zawsze tak dobrać, by hamiltonian teorii komutował z operatorem CPT kombinowanej symetrii. Czy natomiast czynniki te można tak dobrać, by z hamiltonianem komutowały operatory $\mathcal{P}$, $\mathcal{C}$ oraz $\mathcal{CP}$, zależy od zestawu pól teorii oraz od współczynników (struktury sprzężeń) i formy hamiltonianu². W szczególności, aby teoria przewidywała niezachowanie CP, niektóre ze stałych sprzężenia muszą jako liczby zespolone mieć niezerowe fazy, których nie można usunąć przez przededefiniowanie pól.

Tak jak i w przypadku symetrii ciągłych, możliwe jest spontaniczne naruszenie symetrii dyskretnych przez próżnię, ale jak dotąd nie wydaje się, by taki mechanizm ich naruszenia realizował się w przyrodzie. Drugą możliwością jest oczywiście jawne łamanie symetrii P , C lub CP przez niektóre czony hamiltonianu (działania). Wiadomo, że oddziaływania silne i elektromagnetyczne są niezmiennicze względem operacji symetrii P , C i T . Konieczność uwzględnienia łamania P w rozpadach β jąder i w rozpadach kaonów doprowadziła do ważnej (patrz następny rozdział) modyfikacji hamiltonianu oddziaływań słabych (w dzisiejszym języku: efektywnego hamiltonianu opisującego te oddziaływania przy niskich energiach). Ponieważ jednak oddziaływania słabe są „słabe”, przypisanie parzystości cząstkom oddziałującym silnie, tj. hadronom, zachowuje swoją użyteczność. Odkrycie w 1964 r. naruszenia CP w rozpadach obojętnych elektrycznie kaonów spowodowało konieczność dalszej modyfikacji teorii. Zasluga Kobayashiego i Maskawy było pokazanie w roku 1973, że naruszenie symetrii kombinowanej CP można w naturalny sposób wbudować w sformułowaną kilka lat wcześniej teorię oddziaływań elektroslabych.

Możliwość spontanicznego naruszenia symetrii ciągłej przez stan podstawowy układu była po raz pierwszy dostrzeżona już w 1928 r. przez Heisenberga, który rozważał porządkowanie się momentów magnetycznych w materiale o właściwościach magnetycznych. Jednak dopiero dzięki Nambu i jego pracom dotyczącym symetrii oddziaływań silnych, w których wykorzystał koncepcje zastosowane we wcześniejszej swojej pracy o teorii nadprzewodnictwa³, spontaniczne naruszenie symetrii zostało wprowadzone do relatywistycznej kwantowej teorii pola i znalazło zastosowanie w fizyce oddziaływań fundamentalnych.

Oddziaływania słabe – od hamiltonianu Fermiego do teorii $V-A$

Historia idei, które są podstawą Teorii Standardowej jest w dużej mierze historią rozwoju teorii oddziaływań słabych i współgrania tego rozwoju z postępem w zroz-

¹Ponieważ $\mathcal{T}$ jest operatorem antyunitarnym, cząstkom nie można przypisać określonej „wewnętrznej parzystości względem odwrócenia czasu”.

²Ponieważ CPT jest zawsze dobrą symetrią, naruszenie T jest równoważne naruszeniu CP itd.

³Narzuca się w tym miejscu uwaga, że prowadzone na polskich uniwersytetach wykłady z mechaniki kwantowej II (w tzw. wersji relatywistycznej) są zazwyczaj marnowane na studiowanie historycznych już dziś problemów równania Diraca, a tylko w niewielkim stopniu, jeśli w ogóle, są wykorzystywane do naświetlenia związków i analogii między nierelatywistyczną fizyką układów wielu cząstek (fizyką materii skondensowanej), kwantową teorią pola i fizyką oddziaływań fundamentalnych. Nie dają one zatem studiującym podstaw do twórczego przenoszenia idei między tymi dziedzinami.

mieniu dynamiki oddziaływań silnych. Pierwszą kwantową teorię oddziaływań słabych o hamiltonianie oddziaływania postaci

$$H_{\text{weak}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^3x (\bar{\psi}_e \gamma^\lambda \psi_\nu) (\bar{\psi}_p \gamma_\lambda \psi_n) + \text{h.c.} \quad (8)$$

zaproponował już w 1934 r. Enrico Fermi. W hamiltonianie (8) operatory pola ψ_f mogą anihilować (kreować) fermion f lub kreować (anihilować) jego antycząstkę (czynniki γ^λ są macierzami Diraca). Przełomowa idea Fermiego polegała na przyjęciu, że w rozpadzie takim w elementarnym akcie oddziaływania znika jeden nukleon, np. neutron, a w jego miejsce niejako „ex nihilo” powstają proton, elektron i (anty)neutrino. Od powstania teorii kwantów wiadomo było, że fotony (kwanty promieniowania) mogą być emitowane i pochłaniane przez materię, wydaje się jednak, iż myśl, że podobnie powstawać i znikać mogą cząstki tak ciężkie jak nukleony, nie była łatwa do przyjęcia (wysuwano wcześniej przypuszczenie, że w przemianie β neutrino i elektron uwalniają się z jądra pierwotnego, w którym od początku były uwięzione razem z protonem)⁴.

Amplitudy przejść otrzymywane z tej teorii w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń dobrze opisywały najprostsze rozpady β – jedyne znane w owym czasie efekty oddziaływań słabych. Szybko okazało się jednak, że teoria Fermiego z oddziaływaniem postaci (8) nie opisuje przejść jądrowych typu Gamowa–Teller (w których para $e\nu$ ma całkowity spin $S_{(e\nu)} = 1$). Trzymając się idei Fermiego, rozpatrywano więc najogólniejszy (przy założeniu niezmienniczości względem odbicia przestrzennego) hamiltonian postaci

$$H_{\text{weak}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{N=S,V,T,A,P} C_N \int d^3x (\bar{\psi}_e \Gamma^N \psi_\nu) (\bar{\psi}_p \Gamma_N \psi_n) + \text{h.c.} \quad (9)$$

z czynnikami lorentzowskimi $\Gamma^N = I, \gamma^\lambda, [\gamma^\lambda, \gamma^\kappa], \gamma^\lambda \gamma^5, \gamma^5$ zwanymi odpowiednio sprzężeniami: skalarnym (S), wektorowym (V), tensorowym (T), aksjalnym (A) i pseudoskalarnym (P). Zgodność przewidywań teorii z mierzonymi widmami energii emitowanych w rozpadach β elektronów i pozytonów wymagała w przypadku przejść typu Fermiego ($S_{(e\nu)} = 0$) obecności albo sprzężenia S , albo V (ale nie obu razem), a w przypadku przejść typu Gamowa–Teller albo T , albo A . Eksperymentalne ustalenie, czy za przejścia typu Fermiego (Gamowa–Teller) odpowiada sprzężenie S , czy V (T czy A) było jednak na tyle trudne (neutrino z rozpadu nie było rejestrowane!), że do 1957 r. przeważało przekonanie, że w H_{weak} występują sprzężenia S i T !

W latach 1940–50 zaczęto odkrywać liczne nowe cząstki. Odkryto miony μ oraz nieco później mezony π ,

które utożsamiano z postulowanymi przez Hideki Yukawę nośnikami (kwantami) sił jądrowych. Zarówno miony, jak i mezony π rozpadały się wskutek oddziaływań słabych (o czym świadczyły ich stosunkowo długie czasy życia) i stało się konieczne uwzględnienie jakości tych faktów w teorii Fermiego. Co więcej, wkrótce zaczęto odkrywać cząstki dziwne, które dość łatwo produkowały się w wysokoenergetycznych zderzeniach hadronów, ale rozpadały się powoli, mając czasy życia świadczące, że również za te rozpady odpowiedzialne są oddziaływania słabe. Aby wyjaśnić, dlaczego cząstki te ($K, \Sigma, \Lambda^0, \dots$) nie rozpadają się wskutek oddziaływań silnych, Nishijima i Gell-Mann nadali im liczbę kwantową zwaną dziwnością S (nie mylić ze sprzężeniem S !) i wprowadzili zasadę, że dziwność jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych, a niezachowywana jedynie przez oddziaływania słabe.

Najważniejszym jednak przełomem dla teorii oddziaływań słabych okazał się kryzys zwany „zagadką $\tau-\theta$ ”, który doprowadził, dzięki sugestii Lee i Yanga, do odkrycia przez Wu (i niemal równolegle przez Ledermana, Garwin i Weinricha) niezachowania parzystości w rozpadzie na $^{60}\text{Ni}^* e^- \bar{\nu}$ jąder ^{60}Co spolaryzowanych w niskiej temperaturze polem magnetycznym. W doświadczeniu tym o naruszeniu parzystości świadczyła duża asymetria w kątowym (w stosunku do kierunku pola magnetycznego) rozkładzie elektronów.

Uwzględnienie tych wyników doświadczalnych wymagało zamiany w (9) $\bar{\psi}_e$ na $\bar{\psi}_e [1 + (C'_N/C_N) \gamma^5]$, czyli ψ_e na $[1 - (C'_N/C_N) \gamma^5] \psi_e$ – dobierając stosunek C'_N/C_N można dopasować przewidywany przez teorię rozkład kątowy. Ponieważ elektrony z rozpadów jąder ^{60}Co wylatywały głównie w kierunku przeciwnym do kierunku pola magnetycznego, musiały być lewoskrętnie spolaryzowane, tj. mieć rzut spinu na kierunek pędu równy $-1/2$ (^{60}Co ma spin 5, a $^{60}\text{Ni}^*$ spin 4). Rzeczywiście, ustalono eksperymentalnie, że emitowane w rozpadach β elektrony są lewoskrętnie, a pozytony prawoskrętnie. Sugerowało to, że $C'_N \approx C_N$, a co za tym idzie, że antyneutrino pochodzące z rozpadu muszą być albo niemal całkowicie lewoskrętnie (jeśli dominuje sprzężenie T), albo całkowicie prawoskrętnie (jeśli dominuje A)⁵, co skłoniło Landaua i niezależnie Salama do wysunięcia hipotezy, iż istnieją wyłącznie neutrino jednej skrętności (i wyłącznie antyneutrino o przeciwnej skrętności).

Ustalenie, czy za rozpady β odpowiedzialne są sprzężenia S i T , czy V i A , sprowadzało się zatem do ustalenia albo skrętności neutrino (lub antyneutrino) emitowanych w tych przejściach, albo kierunku ich emisji w stosunku do kierunku emisji elektronów (pozytonów). Skrętność neutrino została definitywnie zmierzona w pięknym

⁴Można co prawda utrzymywać, że już teoria Diraca elektronu przewidywała anihilację i kreację par e^+e^- , ale należy pamiętać, że pozyton został odkryty dopiero w 1933 r., a elektron i pozyton były też do pewnego stopnia traktowane jak promieniowanie (do dziś w szkołach uczy się o promieniowaniu α, β i γ).

⁵W granicy zerowej masy fermionu operator $\bar{\psi}(1 + \gamma^5)$ może kreować tylko lewoskrętnie cząstki, a $(1 - \gamma^5)\psi$ tylko prawoskrętnie antycząstki (a operator $(1 + \gamma^5)\psi$ tylko antycząstki lewoskrętnie); co więcej $(1 + \gamma^5)\Gamma^N \propto \Gamma^N(1 - \gamma^5)$ dla sprzężeń V i A , ale $(1 + \gamma^5)\Gamma^N = \Gamma^N(1 + \gamma^5)$ dla S i T .

eksperymentcie Goldhabera, który udowodnił, że są one lewoskrętne.

Niezależnie od wyników eksperymentalnych, które przeważały szalę, argumenty czysto teoretyczne za występowaniem w (9) sprzężeń V i A wysunęli Feynman i Gell-Mann (oraz niezależnie Sudarshan i Marshak)⁶. Autorzy ci podnieśli podstawienie $\psi_f \rightarrow (1 - \gamma^5)\psi_f$ do rangi ogólnej zasady, obowiązującej dla wszystkich pól w (9) (a nie tylko dla ψ_e), co automatycznie eliminowało możliwość występowania w $\mathcal{H}_{\text{weak}}$ sprzężeń S i T (gdyż $(1 + \gamma^5)\Gamma^N(1 - \gamma^5) = 0$ dla $\Gamma^N = S$ i T). Uwzględniając dodatkowy człon odpowiedzialny za rozpady mionu, Feynman i Gell-Mann zapisali hamiltonian oddziaływań słabych w postaci uniwersalnego oddziaływania „prąd–prąd”:

$$H_{\text{weak}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int d^3x J_\lambda^\dagger J^\lambda \quad (10)$$

(zauważając, że taka postać byłaby naturalną konsekwencją oddziaływania „prądu” J^λ z wektorowym bozonem pośredniczącym) z „prądem” J^λ będącym sumą prądu leptonowego

$$J_{\text{lept}}^\lambda = \bar{\psi}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_e} + \bar{\psi}_\mu \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_\mu}$$

i prądu hadronowego J_{hadr}^λ

$$J_{\text{hadr}}^\lambda = \bar{\psi}_n \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_p + \dots = V^\lambda - A^\lambda, \quad (11)$$

obu mających strukturę $V - A$, tj. będących różnicą operatorów przekształcających się jak wektor ($\bar{\psi} \gamma^\lambda \psi$) i wektor aksjalny ($\bar{\psi} \gamma^\lambda \gamma^5 \psi$). Ważnym argumentem Feynmana i Gell-Manna za wstawieniem czynnika $(1 - \gamma^5)$ w J_{hadr}^λ było konieczne do wyjaśnienia „zagadki $\tau - \theta$ ”, tj. rozpadów K^+ na dwa lub na trzy mezony π , wprowadzenie niezachowania parzystości do członów H_{weak} mogących opisywać rozpady nieleptonowe (tj. reakcje, w których lepton nie bierze udziału)⁷. Jednym z odnotowanych przez autorów sukcesów ich teorii było zgodne z doświadczeniem przewidywanie kierunku emisji elektronu w rozpadzie $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \rightarrow e^- \bar{\nu} \bar{\nu}$.

Najważniejszym wynikiem, na który Feynman i Gell-Mann zwrócili uwagę, była zgodność (w ramach ówczesnej dokładności pomiarów) stałej Fermiego G_F wyznaczonej z czasu życia mionu i wyznaczonej z czasu życia jądra $^{14}_8\text{O}$ (rozpadającego się w wyniku czystego przejścia Fermiego na $^{14}_7\text{N}$ oraz $e^+ \nu$). Zgodność tę uzyskiwano, obliczając element macierzowy J_{hadr}^λ pomiędzy stanami jądra początkowego i końcowego, pomijając możliwość modyfikowania prądu hadronowego przez oddziaływania silne.

⁶W swojej pracy wysłanej do druku w 1957 r. Feynman i Gell-Mann nie powołują się na doświadczenie Goldhabera (którego praca została opublikowana w roku 1958), ani na wcześniejsze wyniki eksperymentalne, które wskazywały na sprzężenia V i A ; cytują za to prace wskazujące na sprzężenia S i T i stwierdzają, że będące w sprzeczności z ich własną elegancką teorią wyniki tych prac muszą być po prostu błędne!

⁷Opis rozpadu $\pi \rightarrow \mu \nu$ wyobrażano sobie w postaci indukowanego oddziaływania jądrowymi (silnymi) przejścia mezonu π w wirtualną parę $p\bar{n}$ i jej przejście poprzez oddziaływanie słabe opisane hamiltonianem (10) w parę $\mu \nu$ (lub $e \nu$). Podobnie wyobrażano sobie rozpady mezonów dziwnych przy założeniu, że prąd hadronowy (11) należy uzupełnić o człony zmieniające dziwność typu $\bar{\psi}_{\Lambda^0} \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_p$, czy $\bar{\psi}_{\Sigma^-} \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_n$ itd. Gwoli porządku należy tu zauważyć, że to właśnie taki sposób uwzględnienia słabych oddziaływań mezonów powoduje, że operatory pola barionów w (10) nie mogą już być traktowane jak operatory anihilujące fizyczne nukleony, tylko muszą być uznane za tzw. heisenbergowskie operatory pola połączonej teorii oddziaływań silnych i słabych.

Podobnie, zgodność z pomiarami przewidywanego czasu życia swobodnego neutronu wymagała przyjęcia, że w najogólniejszej (zgodnej z symetrami oddziaływań silnych) postaci elementu macierzowego

$$\begin{aligned} \langle p(\mathbf{p}') | V_\lambda(x) - A_\lambda(x) | n(\mathbf{p}) \rangle \\ = e^{iqx} \bar{u}(\mathbf{p}') [f_V(q^2) - f_A(q^2) \gamma^5] u(\mathbf{p}), \end{aligned}$$

gdzie $q_\lambda = p'_\lambda - p_\lambda$ jest czteropędem pary $e \nu$,

$$f_{V,A}(q^2) = \gamma_\lambda g_{V,A}(q^2) + q_\lambda h_{V,A}(q^2) + [\gamma_\lambda, \gamma_5] q^\kappa r_{V,A}(q^2), \quad (12)$$

oraz $g_V(0) = 1$, a $g_A(0) \approx 1,25$ (w rozpadzie neutronu $|q_\lambda| \lesssim 1$ MeV i pozostałe cztery funkcje można pominąć), tak jak gdyby wpływ oddziaływań silnych modyfikował tylko, i to nieznacznie, część aksjalną prądu hadronowego (bez oddziaływań silnych obie funkcje g_V i g_A byłyby równe jedności). Aby wyjaśnić to „nierenormalizowanie się” części wektorowej prądu hadronowego, Feynman i Gell-Mann wysunęli kluczową dla dalszego rozwoju teorii oddziaływań słabych hipotezę (zwaną hipotezą CVC od ang. conserved vector current), że wektorowa część prądu J_{hadr}^λ jest po prostu odpowiednim zachowanym prądem Noether symetrii izospinowej i z tego powodu jej elementy macierzowe między stanami o dobrze określonym izospinie (przez analogię z elementami macierzowymi prądu elektromagnetycznego między stanami o dobrze określonym ładunku w elektrodynamice kwantowej) nie mogą być (ściśle rzecz biorąc, dla $q_\lambda = 0$) modyfikowane przez poprawki od oddziaływań silnych (innymi słowy, te ostatnie muszą mieć taką właśnie właściwość). Ta śmiała hipoteza pozwala od razu powiązać elementy macierzowe wektorowej części prądu J_{hadr}^λ między stanami hadronowymi ze współczynnikami Clebscha–Gordana grupy $SU(2)$ i tym samym wyznacza je bez konieczności odwoływania się do szczegółów dynamiki oddziaływań silnych.

Jeśli zaś chodzi o bliskość jedności współczynnika $g_A(0)$ w (12), to Feynman i Gell-Mann przypuszczali, że również i to może być skutkiem jakiejś głębszej symetrii oddziaływań silnych wymuszającej „nierenormalizowanie się” aksjalnej części prądu J_{hadr}^λ (spekulowali nawet, że być może $g_A(0) = 1$, a pomiar czasu życia neutronu jest obarczony błędem).

Pierwszym krokiem na drodze do wyjaśnienia problemu prądu aksjalnego była praca Goldbergera i Treimana z 1958 r., w której analizowali oni rozpad naładowanego mezonu π na mion i neutrino. Rozpad ten, gdy chodzi

o część hadronową, zależy od elementu macierzowego⁸, który można sparametryzować jedną stałą f_π :

$$\langle 0 | A_\lambda(x) | \pi^+(q) \rangle = e^{-iqx} \sqrt{2} i f_\pi q_\lambda. \quad (13)$$

Posługując się obrazem tego rozpadu poprzez dysocjację π^+ na proton i neutron oraz techniką związków dyspersyjnych, Goldberger i Treiman zdołali (dokonując różnych śmiałych założeń) wyprowadzić dobrze zgadzający się z danymi związek

$$f_\pi g_{\pi N} \approx m_N g_A(0) \quad (14)$$

między masą nukleonu m_N , stałą f_π , stałą sprzężenia mezon π -nukleon $g_{\pi N}$ i stałą $g_A(0)$. Był to ważny rezultat, który wskazywał na istnienie głębszego związku między wielkościami *a priori* odnoszącymi się do oddziaływań silnych i słabych.

Pierwsze wyjaśnienia poprawności relacji Goldbergera–Treimana (14) zaproponowali Gell-Mann i M. Lévy w pracy z początku 1960 r. Stwierdzili oni, że ściśle zachowanie prądu aksjalnego A_λ jest dla niezerowej masy mezonów π wykluczone, gdyż uniemożliwiałoby to rozpad $\pi \rightarrow \mu\nu$ (przyprowadzając do zera czterodwergencji wzoru (13) dawałoby $f_\pi q^2 = f_\pi M_\pi^2 = 0$, czyli $f_\pi = 0$). Następnie zaś pokazali, że relacja (14) zachodzi w sposób naturalny w modelach oddziaływań silnych, w których prąd aksjalny A_λ jest tak skonstruowany, że

$$\partial^\lambda A_\lambda \propto \pi^+, \quad (15)$$

(gdzie π^+ jest polem mezonu π) na mocy równań ruchu i podali przykłady trzech modeli oddziaływań mezonów π z nukleonami spełniających ten warunek. Związek (15) wszedł do historii pod nazwą hipotezy PCAC (od ang. partially conserved axial current), a trzeci z modeli zaproponowanych przez Gell-Manna i Lévy’ego, zwany „nieliniowym modelem σ ”, ma dziś status teorii efektywnej opisującej niskoenergetyczne oddziaływania nukleonów i mezonów π będących bozonami pseudo-NG przybliżonej globalnej symetrii $SU(2)_L \times SU(2)_R$ przekształcającej pola w sposób nieliniowy i spontanicznie naruszonej przez stan próżni do symetrii $SU(2)$ izospinu⁹. W swojej pracy Gell-Mann i Lévy nie rozpatrywali jednak spontanicznego naruszenia ewentualnej symetrii związanej z A_λ , gdyż przekształcenia prowadzące do (15) traktowali formalnie i nie przydawali im najwyraźniej głębszego znaczenia.

Koncepcje Nambu

Idea Feynmana i Gell-Manna, że prąd aksjalny A_λ może być również zachowany, choć sama w sobie nie mo-

gła tłumaczyć bliskiej jedności wartości $g_A(0)$ ¹⁰, wpływała zapewne znacząco na myślenie Nambu o symetriach oddziaływań silnych. On to bowiem jako pierwszy zaproponował modele oddziaływań silnych mające oprócz symetrii izospinowej uwidaczniającej się w widmie hadronów także dodatkową symetrię (której prądem Noether był prąd A_λ), ukrytą przez jej spontaniczne oraz jawne naruszenie.

Punktem wyjścia dla koncepcji Nambu, które położyły podwaliny pod wbudowany we współczesną Teorię Standardową obraz oddziaływania hadronów przy energiach nie przewyższających 1 GeV a także, w dalszej konsekwencji, pod mechanizm Higgsa zasadniczy dla będącej jej częścią teorii oddziaływań elektrosłabych, była jego praca z roku 1958 dotycząca teorii nadprzewodnictwa.

Sformułowana rok wcześniej przez Bardeena, Coopera i Schriefera (Nagroda Nobla za rok 1973) mikroskopowa teoria nadprzewodnictwa, zwana dziś od ich nazwisk teorią BCS, naruszała w sposób jawny zasadniczą dla zjawisk elektromagnetycznych niezmienniczość względem cechowania. W teorii tej rozpatruje się efektywny hamiltonian samych elektronów oddziałujących za pośrednictwem potencjału, który opisuje skutki oddziaływania swobodnych elektronów z fononami, czyli skwantowanymi drganiami sieci krystalicznej (w pierwszym przybliżeniu pomija się oddziaływanie kulombowskie między elektronami). Wskutek przyciągającego charakteru potencjału pary elektronów mających energię blisko powłoki Fermiego i o przeciwnie skierowanych pędach i spinach wiążą się w pary Coopera. Stan podstawowy układu odpowiada kondensacji takich par i jest oddzielony od stanów wzbudzonych skończoną przerwą energetyczną Δ . Teoria ta daje kluczowy dla wyjaśnienia efektu Meissnera–Ochsenfelda (polegającego na wypychaniu pola magnetycznego z nadprzewodzącego materiału) związek (transformat Fouriera) indukowanego w materiale prądu z przyłożonym zewnętrznym polem magnetycznym $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ w postaci

$$J_i(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^3 K_{ij}(\mathbf{q}) A_j(\mathbf{q}), \quad (16)$$

przy czym $K_{ij}(\mathbf{q})$ jest sumą wielkości

$$K_{ij}^{(1)} = -\frac{e^2}{m_e} \langle 0 | \rho | 0 \rangle \delta_{ij},$$

gdzie ρ jest operatorem gęstości ładunku, a $|0\rangle$ stanem podstawowym układu elektronów i fononów w nadprzewodniku (średnia $\langle 0 | \rho | 0 \rangle$ jest więc równa gęstości par Coopera), i drugiego członu, $K_{ij}^{(2)}$, który znika gdy $\mathbf{q}$ dąży do zera (czyli dla stałego pola $\mathbf{B}$). Wskutek tego dający

⁸Ponieważ oddziaływania silne zachowują parzystość, a π^+ ma parzystość ujemną, element macierzowy V_λ musi znikać.

⁹Również w drugim modelu Gell-Manna i Lévy’ego, zwanym „liniowym modelem σ ”, relacja (15) wynika z faktu spontanicznego naruszenia tej samej przybliżonej symetrii globalnej. Model ten jest w dzisiejszej terminologii jednym z możliwych (choć nie odpowiadającym rzeczywistości fizycznej) wysokoenergetycznych „dopełnień” (ang. UV completion) nieliniowego modelu σ , który jako teoria nierenormalizowalna może być dobrym opisem oddziaływania mezonów π i nukleonów jedynie dla energii nie przewyższających pewnej skali Λ .

¹⁰Zachowanie A_λ jako prądu Noether symetrii chiralnej wyznaczałoby jednoznacznie tylko jego elementy macierzowe między stanami o dobrze określonej chiralności, a stany masywnych nukleonów takimi nie są. Jednak, jak można pokazać, ściśle zachowany prąd A_λ dla zerowej masy mezonu π także prowadzi do relacji (14).

zerowe pole $\mathbf{B}$ potencjał wektorowy $A_i(\mathbf{q}) = q_i\theta$ wydaje się indukować niezerowy prąd w nadprzewodniku. Inaczej patrząc, indukowany prąd nie jest zachowany. W swojej pracy Nambu zwrócił uwagę na to, że problem ten wiąże się z tym, że stan podstawowy układu elektronów (i fononów) w teorii BCS charakteryzuje się niezerowymi wartościami oczekiwanymi operatorów $\psi_s(\mathbf{x})\psi_{s'}(\mathbf{y})$ i $\psi_s^\dagger(\mathbf{x})\psi_{s'}^\dagger(\mathbf{y})$ (operatory $\psi_s(\mathbf{x})$ i $\psi_s^\dagger(\mathbf{x})$ w formalizmie drugiej kwantyzacji anihilują i kreują elektron o spinie s w punkcie $\mathbf{x}$), które transformują się nietrywialnie przy przekształceniach $\psi_s(\mathbf{x}) \rightarrow e^{-i\theta}\psi_s(\mathbf{x})$ pozostawiających hamiltonian niezmiennym (operator prądu elektromagnetycznego jest prądem Noether tej symetrii). Zgodnie z przedstawionymi wyżej argumentami, takie wartości oczekiwane są oznaką spontanicznego naruszenia symetrii. Należy tu zwrócić uwagę, że w teorii BCS mamy do czynienia z globalną symetrią hamiltonianu elektronów, a nie z symetrią cechowania, gdyż w oryginalnym hamiltonianie tej teorii nie występuje dynamiczne pole elektromagnetyczne.

Aby usunąć tę trudność, Nambu rozpatrzył pełny układ elektronów oddziałujących z fononami, posługując się zaadaptowanym z elektrodynamiki kwantowej formalizmem kwantowej teorii pola. Wprowadził dwuskładnikowe operatory pola o nieokreślonym ładunku elektrycznym (zwane dziś reprezentacją spinorową Nambu)

$$\Psi_s(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \psi_s(\mathbf{x}) \\ \psi_{-s}^\dagger(\mathbf{x}) \end{pmatrix}$$

i rozpatrzył ich dwupunktowe funkcje Greena. Sumując przyczynki pochodzące od oddziaływania elektronów z fononami, otrzymał wykraczające poza zwykły rachunek zaburzeń równania całkowe dla tej funkcji i pokazał, że ma ono rozwiązania odpowiadające kwazicząstką oraz widmo energii, które ma ujemne i dodatnie wartości rozdzielone przerwą odpowiadającą przerwie energetycznej Δ w teorii BCS. Co więcej, zauważył, że istnieje nieskończenie wiele takich równoważnych fizycznie rozwiązań odpowiadających wyborowi fazy operatorów, z których zbudowany jest operator pola Ψ . Następnie rozpatrzył oddziaływanie układu elektronów i fononów z zewnętrznym polem elektromagnetycznym. Uwzględniając poprawki od oddziaływania elektronów z fononami, otrzymał równanie całkowe na tzw. funkcję wierzchołkową (element macierzowy prądu elektromagnetycznego kwazicząstek zbudowanego z operatorów pola Ψ) i pokazał, że wraz ze znalezioną wcześniej funkcją dwupunktową spełnia ona związek analogiczny do znanej z elektrodynamiki kwantowej tożsamości Warda (4), który jest bezpośrednią konsekwencją niezmienniczości względem cechowania, czyli zachowania operatora prądu elektromagnetycznego. Wreszcie, posługując się wprowadzonym formalizmem, rozpatrzył także indukowanie prądu elektromagnetycznego przez zewnętrzny potencjał wektorowy $\mathbf{A}$. Uwzględniając poprawki od oddziaływania z fononami, stwierdził, że powodują one, iż funkcja K_{ij} w (16) jest „poprzeczna”, tj. zeruje się na potencjałach wektorowych dających zerowe pole magnetyczne $\mathbf{B}$. Analizując głębiej mechanizm prowadzący do takiej właściwości K_{ij} (równoważ-

nej zachowaniu na poziomie poprawek kwantowych indukowanego prądu), Nambu zauważył, potwierdzając wcześniejsze sugestie Philipa Andersona, że odpowiedzialne za to są kolektywne wzbudzenia o związku dyspersyjnym postaci $\omega \propto |\mathbf{k}|$ (grające w istocie rolę bezmasowych bozonów NG) będące stanami związanymi kwazicząstek oraz ich antycząstek i kreowane przez podłużną, tj. niefizyczną, część potencjału wektorowego $\mathbf{A}$.

Zrozumienie dynamicznych aspektów mechanizmu powstawania nadprzewodnictwa w języku kwantowej teorii pola zainspirowało Nambu do wprowadzenia podobnego mechanizmu do opisu oddziaływań silnych. W pracy napisanej niemal równolegle ze wspomnianą pracą Gell-Manna i Lévy’ego i opublikowanej w *Physical Review Letters* Nambu zauważył, że ewentualne zachowanie prądu aksjalnego A_λ wymagałoby, by funkcja $h_A(q^2)$ we wzorze (12) miała dla $q^2 \rightarrow 0$ postać $h_A(q^2) = 2m_N/q^2$ świadcząca o jej pochodzeniu z wymiany w odpowiednim diagramie Feynmana bezmasowej cząstki o ujemnej parzystości, analogicznej do kolektywnych wzbudzeń kwazicząstek w nadprzewodniku. W tej samej pracy zauważył, że utożsamienie tej cząstki z mezonem π o $M_\pi \neq 0$, tj. zastąpienie $1/q^2$ przez $1/(q^2 - M_\pi^2)$ w $h_A(q^2)$, powoduje (pożądane) niezachowanie prądu aksjalnego i co więcej prowadzi do relacji Goldbergera–Treimana. Przeprowadził też ważną dla następnych jego prac analogię między teorią nadprzewodnictwa a teorią oddziaływań silnych, by uzasadnić, że zachowanie prądu aksjalnego będącego prądem Noether symetrii względem tzw. przekształceń chiralnych postaci

$$\Psi_N \rightarrow \exp\left(-i \sum_{a=1}^3 \theta^a \tau^a \otimes \gamma^5\right) \Psi_N$$

fundamentalnego pola nukleonu

$$\Psi_N = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix} \quad (17)$$

nie musi być sprzeczne z niezerową masą nukleonu (mimo iż ściśle taka symetria nie dopuszcza występowania w działaniu wyrazu $\int d^4x m_N \bar{\Psi}_N \Psi_N$ wprowadzanego zwykle dla uwzględnienia tej masy): masa ta może bowiem być skutkiem dynamiki oddziaływań, podobnie jak przerwa energetyczna Δ w nadprzewodniku. W istocie rzeczy, taki jest właśnie mechanizm powstawania masy nukleonów w liniowym modelu σ Gell-Manna i Lévy’ego, jeśli usunąć z niego człon jawnie naruszający symetrię chiralną. Dążąc jednak do otrzymania związku $\partial^\lambda A_\lambda \propto \pi^+$, Gell-Mann i Lévy nie rozważali możliwości spontanicznego naruszenia ścisłej symetrii i tym samym nie wyciągnęli wniosku, że w takiej sytuacji muszą wystąpić bezmasowe bozony. Dlatego też zasługę odkrycia powszechnie dziś znanego związku między spontanicznym naruszeniem ciągłej symetrii w relatywistycznej kwantowej teorii pola a występowaniem takich bozonów przypisać należy właśnie Nambu oraz w dużej mierze także Goldstone’owi. Goldstone bowiem już w roku 1960, powołując się na koncepcję Nambu i jego analogię, przeanalizował prosty, renormalizowalny model rzeczywistego pola skalarnego oddziałującego z polem fermionowym i metodami zaadapt-

towanymi z pracy Nambu o nadprzewodnictwie pokazał, że przy pewnym wyborze parametrów ma on rozwiązania typu „nadprzewodnictwa”, tj. naruszające dyskretną symetrię parzystości. Następnie zaś zauważył, że w tym przypadku naruszenie symetrii nie zależy od oddziaływania z fermionami i stosując już zupełnie współczesne rozumowanie pokazał, że gdy w teorii o działaniu

$$I = \int d^4x (\partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - \mu_0^2 |\phi|^2 - \lambda_0 |\phi|^4) \quad (18)$$

$\mu_0^2 < 0$, to potencjał $V(|\phi|) = \mu_0^2 |\phi|^2 + \lambda_0 |\phi|^4$ ma minimum dla $\phi \neq 0$, czego konsekwencją w teorii kwantowej jest $\langle \Omega | \phi | \Omega \rangle \neq 0$, czyli spontaniczne naruszenie symetrii ciągłej $\phi \rightarrow e^{-i\theta} \phi$ i występowanie w widmie bezmasowego bozonu o spinie 0. W ten sposób Nambu oraz Goldstone odkryli, że spontaniczne naruszenie symetrii, znane wcześniej np. z teorii magnetyzmu, może się realizować także w relatywistycznej teorii pola. Rezultat ten został nieco później podniesiony do rangi ogólnego twierdzenia (przedstawionego w pierwszym rozdziale tego artykułu) przez Goldstone’a, Salama i Weinberga.

Analogię między oddziaływaniami silnymi i nadprzewodnictwem rozwinął Nambu w pełni w referacie wygłoszonym w jego zastępstwie przez Jona-Lasinio na konferencji w Purdue w 1960 r. oraz w serii prac napisanych z Jona-Lasinio i innymi. Przyjął mianowicie, że rolę elektronów oddziałujących w teorii nadprzewodnictwa za pośrednictwem fononów gra pole fermionowe ψ (utożsamiane z polem nukleonu) o zerowej „gołej” (tj. w nieobecności oddziaływań) masie i nieznana dynamika jego oddziaływań silnych prowadząca do rozwiązań z niezerową masą fermionu (analog przerwy energetycznej) odpowiedzialna także za wiązanie się w bezmasowy bozon pary fermion i antyfermion (utożsamiany z mezonem π i odpowiadający kolektywnym wzbudzeniom w nadprzewodniku). By pokazać, że dynamika może rzeczywiście prowadzić do takich skutków, Nambu oraz Jona-Lasinio rozpatrzyli prosty model z jednym polem ψ o działaniu

$$I = \int d^4x (\bar{\psi} i \not{\partial} \psi + g[(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma^5\psi)^2]) \quad (19)$$

niezmienniczym względem ciągłych przekształceń $\psi \rightarrow e^{-i\theta} \psi$ oraz przekształceń chiralnych $\psi \rightarrow e^{-i\theta_5 \gamma^5} \psi$ grających w jego analogii rolę symetrii cechowania (a właściwie symetrii globalnej teorii BCS). Stosując samozgodny rachunek zaburzeń wzorowany na tym, którym posłużył się Nambu w pracy o nadprzewodnictwie (w którym od początku uwzględnia się naruszającą symetrię chiralną niezerową próżniową wartość oczekiwaną operatora $\bar{\psi}\psi$) pokazali, że istotnie w modelu tym, zwanym dziś modelem Nambu–Jona-Lasinio (NJL), obdarzony masą fermion oraz bezmasowy bozon o ujemnej parzystości powstają w dynamiczny sposób z fundamentalnego pola fermionowego. Pokazali także, że stan próżni jest w takim modelu zdegenerowany – istnieje kontinuum równoważnych fizycznie stanów o najniższej energii, które przechodzą w siebie przy przekształceniach symetrii, ale w granicy nieskończonej objętości czasoprzestrzeni wszystkie te próżnie są wzajemnie

ortogonalne – stany wzbudzone nad jedną z tych próżni nigdy nie mogą przejść w stany wzbudzone nad inną próżnią. Utożsamiając następnie bezmasowy bozon z mezonem π , wyrazili przekonanie, że w rzeczywistości symetria chiralna jest jedynie przybliżoną symetrią działania, co skutkuje nie ściśle zerową, lecz małą (w porównaniu z nukleonem) masą tej cząstki i w sposób przedstawiony już wcześniej przez Nambu prowadzi do relacji Goldbergera–Treimana (14).

W następnej pracy Nambu i Jona-Lasinio zastąpili pojedyncze pole ψ izospinowym dubletem (17), otrzymując lagranżjan niezmienniczy względem przekształceń symetrii tworzących grupę $SU(2)_L \times SU(2)_R$ i tym samym trzy zachowane wektorowe prądy Noether symetrii izospinowej i trzy prądy aksjalne

$$V_\lambda^a = (j_\lambda^a)_L + (j_\lambda^a)_R = \bar{\Psi} \gamma_\lambda \tau^a \Psi,$$

$$A_\lambda^a = (j_\lambda^a)_L - (j_\lambda^a)_R = \bar{\Psi} \gamma_\lambda \gamma^5 \tau^a \Psi,$$

których kombinacje

$$V_\lambda \equiv V_\lambda^1 - iV_\lambda^2 \quad \text{oraz} \quad A_\lambda \equiv A_\lambda^1 - iA_\lambda^2$$

mogły grać rolę prądów hadronowych w oddziaływaniach słabych. Wprowadziwszy zaś do działania człon $-\int d^4x (m_p \bar{\psi}_p \psi_p + m_n \bar{\psi}_n \psi_n)$ jawnie naruszający symetrie chiralne, a także, dla $m_p \neq m_n$, symetrię izospinu, pokazali, że do otrzymania poprawnych mas mezonów π wystarczają wartości m_p i m_n rzędu kilku MeV (mogące też rozszczepić generowane dynamicznie duże masy protonu i neutronu) i co więcej, że w pierwszym rzędzie w tych parametrach tworzące izospinowy tryplet mezony $\pi^{\pm 0}$ mają takie same masy, nawet gdy $m_p \neq m_n$ (fakt dziś dobrze znany). W ten sposób dzięki pracom Nambu pojawiła się idea, że mezony π są stanami związanymi fundamentalnych fermionów oraz że nie są one (jak to sugerowała stara teoria Yukawy) podstawowymi nośnikami oddziaływań silnych, lecz raczej ich efektem. W pracach tych także po raz pierwszy w opisie oddziaływań silnych pojawiła się przybliżona symetria $SU(2)_L \times SU(2)_R$ spontanicznie naruszona do $SU(2)$ izospinu (a nawet $SU(3) \times SU(3)$, gdyż Nambu i Jona-Lasinio krótko dyskutowali rozszerzenie dubletu (17) o dodatkowe pole ψ_{Λ^0} , tak by włączyć do opisu hadrony dziwne) grająca dziś zasadniczą rolę w opisie oddziaływań niskoenergetycznych mezonów. Początki tego opisu można znaleźć także w następnych pracach Nambu i współpracowników, w których pokazali oni, że model oparty na analogii z nadprzewodnictwem daje przekroje czynne oddziaływania mezonów π z nukleonami dobrze pasujące do danych (dziś wiemy, że przyczyną tego jest właśnie wbudowana w ten model symetria $SU(2)_L \times SU(2)_R$).

Ponieważ modele NJL nie są renormalizowalne, autorzy traktowali je tylko jak (niskoenergetyczny) opis nieznanego, bardziej fundamentalnej dynamiki, wprowadzając ultrafioletowe obcięcie Λ . Należy zatem w tym miejscu odnotować, że we wspomnianym referacie konferencyjnym autorzy rozpatrywali także model z oddziaływaniem między fermionami przenoszonym przez obdarzony masą

bozon o spinie 1, który ewentualnie mógłby być modelem takiej fundamentalnej dynamiki oddziaływań silnych. Zauważyli też, że pole tego bozonu musi być polem wektorowym, a nie pseudowektorowym (obie możliwości są zgodne z symetrią chiralną), gdyż tylko to pierwsze prowadzi do przyciągającego oddziaływania między fermionami. Będąc świadomi znanych trudności z renormalizacją teorii opisujących oddziaływanie obdarzonych masą bozonów o spinie 1, postawili brzemienne w skutki pytanie, czy masa takich bozonów nie może powstawać dynamicznie, podobnie jak masa fermionu. Stawiając to pytanie, Nambu i Jona-Lasinio myśleli o proponowanych przez Lee i Yanga oraz Sakurai modelach oddziaływań silnych wykorzystujących nieabelowe pola Yanga–Millsa oddziałujące z polami fundamentalnych barionów (p , n i Λ^0 , jak w modelach Sakaty). Nadawanie masy przenoszącym oddziaływania bozonom wektorowym poprzez dopisanie do działania I wyrazów typu $\int d^4x M_A^2 A_\mu^a A^{a\mu}$ powodowało jednak trudności z unitarnością amplitud rozpraszania i renormalizowalnością, i Nambu oraz Jona-Lasinio mieli nadzieję, że powstawanie tych mas wskutek dynamiki mogłoby problem ten rozwiązać. Jak wiadomo, okazało się, że koncepcja ta znalazła swoje miejsce w teorii oddziaływań słabych, ale myśl Nambu, że fundamentalne fermiony (którymi w końcu okazały się kwarki, a nie znane bariony) mogą tworzyć stany związane dzięki oddziaływaniom przenoszonym przez bozony wektorowe, odegrała ważną rolę przy formowaniu się współczesnej teorii oddziaływań silnych – chromodynamiki kwantowej.

Pozytywną odpowiedź na pytanie postawione przez Nambu i Jona-Lasinio dały późniejsze, bardzo ważne, choć bardzo krótkie prace Brouta i Englerta oraz Higgsa opublikowane w *Physical Review Letters* w 1964 r. Brout i Englert wyszli od obserwacji, że w przypadku, gdy spontanicznemu naruszeniu przez stan próżni ulega ciągła symetria globalna $U(1)$, w widmie pojawia się cząstka bezmasowa i abstrahując od konkretnego mechanizmu naruszenia symetrii pokazali, że gdy symetria ta stanie się symetrią lokalną, w działaniu pojawia się efektywny człon opisujący masę pola cechowania. Co więcej, jak pokazali, bezmasowe kwanty (choć ich pole można z działania I wyeliminować, dokonując pewnego szczególnego wyboru cechowania, tracąc tym samym jawną niezmienniczość cechowania) są konieczne w diagramach Feynmana, aby zachować niezmienniczość teorii względem cechowania. Wynik ten następnie uogólnili na nieabelowe symetrie cechowania, pokazując, że masywne stają się te pola cechowania, które odpowiadają transformacjom symetrii przeprowadzającym (w przypadku symetrii globalnej) jedną próżnię w inną, jej równoważną.

Do tych samych wniosków doszedł również w swojej pracy Higgs¹¹. Zwrócił on przy tym uwagę na to, że podłużne polaryzacje obdarzonych masą bozonów o spinie 1 stają się w granicy zerowej stałej sprzężenia g (w której to granicy symetria staje się symetrią globalną, a bozony wektorowe na powrót bezmasowe) po

prostu bezmasowymi bozonami NG. Podkreślił też, że jest to analogiczne do obserwacji Andersona, że bezmasowe wzbudzenia w nadprzewodniku, których występowanie potwierdziła praca Nambu, po uwzględnieniu kulombowskiego oddziaływania między elektronami stają się podłużnymi modami plazmonów o niezerowej masie. Druga ważna obserwacja poczyniona przez Higgsa, która wprowadziła jego nazwisko na długo (na zawsze?) do fizyki wysokich energii, była związana z samym mechanizmem spontanicznego naruszenia symetrii. Zauważył on bowiem, że w modelach teorii pola, w których to naruszenie jest skutkiem niezerowej próżniowej wartości oczekiwanej elementarnych (tj. mających odpowiadające im pola w działaniu) pól skalarnych, w widmie fizycznych cząstek wystąpią dodatkowo obdarzone masą cząstki bezspinowe nietworzące multipletów wyjściowej symetrii.

Jak wiadomo, taki mechanizm powstawania mas bozonów o spinie 1, zwany dziś mechanizmem Higgsa, stał się podstawą stworzonej przez Glashowa, Salama i Weinberga teorii oddziaływań elektroslabych unifikującej oddziaływania słabe i elektromagnetyczne (jej twórcy otrzymali Nagrodę Nobla w roku 1979). W wersji tej teorii podanej przez Weinberga, opisującej tylko elektroslabe oddziaływania leptonów, spontanicznemu naruszeniu ulega symetria $SU(2) \times U(1)_Y$, a źródłem tego naruszenia jest właśnie niezerowa wartość oczekiwana elementarnego pola skalarnego przekształcającego się jak (zespolony) dublet grupy $SU(2)$ i mającego ładunek $q_Y = 1/2$ względem grupy $U(1)_Y$. Niezerowa próżniowa wartość oczekiwana tego pola, zwanego dziś powszechnie polem Higgsa, narusza symetrię $SU(2) \times U(1)_Y$ do symetrii $U(1)$ elektromagnetyzmu, przy czym, zgodnie z mechanizmem Brouta–Englerta–Higgsa, trzy bozony o spinie 1 ($W^\pm$ i Z^0) z czterech stowarzyszonych z trzema generatorami grupy $SU(2)$ i jednym grupy $U(1)$ uzyskują masę. Tylko foton pozostaje bezmasowy. Model ten przewiduje więc występowanie tzw. oddziaływań prądów neutralnych, tj. oddziaływań przenoszonych przez ciężki bozon Z^0 , których teoria Fermiego nie przewidywała (choć ich ewentualne istnienie było wcześniej rozważane). Oddziaływania prądów neutralnych zostały eksperymentalnie zarejestrowane (w postaci procesów rozpraszania $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X$, gdzie N jest nukleonem, a X stanem hadronowym oraz $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$) w roku 1973 w komorze GARGAMELLE w CERN-ie. Na marginesie, jako komentarz do utartego zwyczaju powoływania się na piękno i prostotę teorii jako kryterium wyboru, warto zauważyć, iż w tym przypadku przyroda wybrała teorię bardziej skomplikowaną i w istocie niedającą – wbrew temu, co się często słyszy – prawdziwej unifikacji oddziaływań słabych i elektromagnetycznych (ponieważ grupa cechowania ma dwa czynniki, $SU(2)$ i $U(1)_Y$, w teorii są dwie stałe sprzężenia g i g_Y), a jednoznacznie sfalsyfikowała prostszy i w pełni unifikujący te oddziaływania model Georgiego i Glashowa z grupą cechowania $SO(3)$, który zamiast prądów neutralnych przewidywał istnienie dodatkowych ciężkich leptonów.

¹¹ Dodatkowe aspekty tego mechanizmu wyjaśnili Guralnik, Hagen i Kibble.

Zgodnie z obserwacją Higgso, w modelu Weinberga w widmie fizycznych cząstek występuje bezspinowa, neutralna cząstka, nazwana bozonem Higgso. Poszukiwanie tej cząstki jest jednym z celów eksperymentów przy zderzaczu LHC. Jej ewentualne odkrycie dałoby ważną wskazówkę, jaki jest rzeczywisty mechanizm naruszenia symetrii $SU(2) \times U(1)_Y$ Teorii Standardowej.

* * *

W nawiązaniu do koncepcji Nambu rozwiniętych przez Brouta, Englerta i Higgso warto zauważyć, iż większość charakterystycznych właściwości nadprzewodnika wynika po prostu z tego, że w takim materiale symetria $U(1)$ elektromagnetyzmu cechowania jest spontanicznie naruszona. Spojrzenie takie jest podstawą fenomenologicznego, tj. przy użyciu lagranżjanu efektywnego, opisu nadprzewodnika umieszczonego (w reprezentowanym przez czteropotencjał A_μ) zewnętrznym polu elektromagnetycznym. Najłatwiej zilustrować to na przykładzie relatywistycznej wersji takiej teorii (może ona także służyć za ilustrację pracy Higgso) o działaniu postaci

$$I[\phi, A_\mu] = \int d^4x [(\partial_\mu - iqeA_\mu)\phi^*(\partial_\mu + iqeA_\mu)\phi - V(|\phi|)]. \quad (20)$$

Grające rolę parametru porządku zespolone pole ϕ można utożsamić z polem kondensatu par Coopera¹², czyli ładunek tego pola¹³ $q = -2$. O potencjale $V(|\phi|)$ wystarczy założyć, że dla temperatur $0 \leq T \leq T_{cr}$ ma minimum dla $n_0 \equiv \langle |\phi| \rangle \neq 0$. Różnica $V(0) - V(n_0)$ jest wtedy wartością przerwy energetycznej Δ . Symetria $U(1)$ cechowania jest przez niezerową próżniową wartość oczekiwaną pola ϕ naruszona do dyskretnej podgrupy Z_2 odpowiadającej przekształceniom (3) z $\theta = 0$ i $\theta = \pi$. Jeśli pole $\phi(x)$ zapisać w postaci

$$\phi(x) = n(x)e^{2ie\varphi(x)} \quad (21)$$

i przyjąć, że reprezentowana przez $n(x)$ gęstość przestrzenna par Coopera jest w stanie nadprzewodzącym stała, to działanie (20) upraszcza się do

$$I[\varphi, A_\mu] = \frac{1}{2\lambda^2} \int d^4x (\partial_\mu \varphi - A_\mu)(\partial^\mu \varphi - A^\mu)$$

z $1/\lambda^2 = 8e^2n_0^2$. Jest ono nadal jawnie niezmiennicze względem przekształceń cechowania, gdyż przy przekształceniach (3) pola A_μ pole $\varphi(x)$ grające tu rolę pola bozonu NG, który stał się plazmonem, przekształca się nieliniowo: $\varphi(x) \rightarrow \varphi(x) + \theta(x)$. Tworzące czterowektor J^μ gęstość ładunku ρ i prąd $\mathbf{J}$ indukowane zewnętrznym polem A_μ są dane przez

$$J^\mu = -\frac{\delta I[\varphi, A_\mu]}{\delta A_\mu} = \frac{1}{\lambda^2}(\partial^\mu \varphi - A^\mu),$$

¹²Lub, jak to czyni Feynman w swoich *Wykładach*, po prostu z funkcją falową par, obserwowalną makroskopowo podobnie jak pole elektromagnetyczne będące funkcją falową wielkiej liczby fotonów w tym samym stanie.

¹³W wersji nierelatywistycznej teoria taka była zaproponowana w roku 1950 przez Landaua i Ginzburga. Wiąże się z tym zabawna historia: mimo iż Ginzburg proponował $|q| = 2$, Landau położył $|q| = 1$, uzasadniając to wymogiem niezmienniczości teorii względem cechowania. Myśl, że pole ϕ może nieść ładunek $-2e$, nie naruszając tej niezmienniczości, najwyraźniej nie była w tym czasie oczywista nawet dla Landaua!

a warunek stacjonarności $I[\varphi, A_\mu]$ (czyli równanie ruchu pola φ) sprowadza się do zachowania prądu: $\partial_\mu J^\mu = 0$. W przypadku jednospójnego nadprzewodnika, w którym rotacja gradientu φ musi znikać, wzięcie rotacji przestrzennej składowej $\mathbf{J}$ prądu J^μ daje, po skorzystaniu z równania Maxwella (z $\mathbf{E} = 0$), znane równanie Londonów

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{B}$$

pozwalające rozpoznać w λ tzw. długość wnikania będącą odpowiednikiem odwrotności masy bozonu wektorowego w kwantowej wersji teorii ze spontanicznie naruszoną symetrią cechowania. Równanie to mówi bowiem, że pole magnetyczne wnika do nadprzewodnika jedynie na głębokość rzędu λ . Ten sam wniosek uzyskuje się z minimalizacji energii (swobodnej) nadprzewodnika, która prowadzi do wniosku, że w jego wnętrzu $\mathbf{A} = -\text{grad } \varphi$. Ponieważ zaś z (21) wynika, że pola φ i $\varphi + n\pi/e$ są sobie równoważne, w przypadku niejednospójnego nadprzewodnika (np. w kształcie grubego pierścienia) umieszczonego w zewnętrznym polu magnetycznym, kiedy to wartość φ może zmienić się o $n\pi/e$ po obejściu pierścienia wkoło, otrzymuje się warunek kwantyzacji strumienia pola $\mathbf{B}$ przechodzącego przez pierścień:

$$\int d\mathbf{s} \cdot \mathbf{B} = \int d\mathbf{l} \cdot \mathbf{A} = - \int d\mathbf{l} \cdot \text{grad } \varphi = \varphi(0) - \varphi(2\pi) = n\pi/e.$$

Wreszcie, dla zewnętrznych pól $\mathbf{B}$ bliskich polu krytycznemu, po przekroczeniu którego pole magnetyczne wnika do nadprzewodnika, a nadprzewodnictwo znika, opis wymaga użycia pełnego pola $\phi(x)$ danego przez (21). Zależne od położenia pole $n(x)$ gra wtedy rolę pola bozonu Higgso, a jego masa jest odwrotnością tzw. długości korelacji ξ – trzeciego po Δ i λ fenomenologicznego parametru charakteryzującego makroskopowe właściwości nadprzewodnika w pobliżu punktu przemiany fazowej. Na przykład w nadprzewodnikach II rodzaju o $\xi \ll \lambda$ można, stosując taki opis, uzyskać znany wniosek, że silne pole magnetyczne, wnikając do jego wnętrza, tworzy wiry Abrikosowa–Nielsena–Olesena.

Lata sześćdziesiąte XX w. – przełomowa dekada

Koncepcje Feynmana i Gell-Manna, Nambu, Goldstone’a, Brouta i Englerta oraz Higgso stanowiły już wystarczającą podstawę teoretyczną do sformułowania modelu oddziaływań słabych i elektromagnetycznych leptonów, choć nastąpiło to dopiero pod koniec lat sześćdziesiątych XX w. Jednak, aby możliwe było włączenie w ten sam schemat słabych i elektromagnetycznych oddziaływań hadronów, konieczne były dalsze odkrycia zarówno eksperymentalne, jak i teoretyczne, w które obfitowały właśnie

lata sześćdziesiąte XX w. Odkrycia te doprowadziły razem do powstania współczesnej teorii oddziaływań silnych, w której omawiane wyżej koncepcje Nambu znalazły swoje naturalne miejsce.

Pierwszym krokiem na tej drodze było zastosowanie w roku 1961 przez Gell-Manna i niezależnie przez Ne'emana unitarnej symetrii SU(3) do klasyfikacji hadronów. Pierwowzoru tej koncepcji można doszukiwać się w pracach Sakaty, który próbował włączyć dziwność do teorii oddziaływań silnych, rozszerzając dublet proton–neutron o cząstkę Λ^0 , tak by razem pola ψ_p , ψ_n i ψ_{Λ^0} stanowiły tryplet fundamentalnych pól oddziaływań silnych. Ostatecznie jednak poprawny okazał się schemat, w którym proton i neutron wraz z cząstkami dziwnymi: Λ^0 , Σ^0 , $\Sigma^\pm$, Ξ^- i Ξ^0 tworzą oktet grupy SU(3), a podstawowemu multipletowi tej grupy, który powinien się składać z trzech cząstek, nie odpowiadają żadne znane bariony. Podobnie oktet grupy SU(3) tworzą najbliższe mezony $\pi^{0\pm}$ oraz mezony dziwne K^0 , $\bar{K}^0$, $K^\pm$, η . Klasyfikacja ta została przez Gell-Manna nazwana „the Eightfold Way”. Ponieważ jednak cząstki w multipletach różnią się masami, symetria SU(3) jest tylko przybliżona. W języku kwantowej teorii pola takie grupowanie się hadronów oznacza oczywiście, że zasadnicza część I_{sym} działania I teorii oddziaływań silnych jest niezmiennicza względem tworzących grupę SU(3) przekształceń pól, czego skutkiem jest komutowanie zasadniczej części hamiltonianu z ośmioma ładunkami Noether spełniającymi związki analogiczne do (1). Różnice zaś mas cząstek w multipletach mówią, iż pewna część I' działania nie ma symetrii SU(3), przy czym – ponieważ różnice mas w multipletach izospinowych są dużo mniejsze – jawne łamanie symetrii $SU(2) \subset SU(3)$ w I' jest dużo słabsze niż łamanie SU(3). Klasyfikacja ta odniosła sukcesy, z których najbardziej spektakularnym było odkrycie cząstki Ω^- , której istnienia wymagało skompletowanie dekapletu barionów.

W 1962 r. Gell-Mann poszedł dalej i wprowadził algebrę prądów, tj. przyjął, że z symetriami oddziaływań silnych (także z ukrytą symetrią chiralną) wiąże się osiem prądów wektorowych V_λ^a i osiem prądów aksjalnych A_λ^a tworzących dwa oktety grupy SU(3) i spełniających związki komutacyjne odpowiadające prądom Noether symetrii $SU(3) \times SU(3)$. Wysunął też naturalną hipotezę, że są to prądy wchodzące w hamiltonian oddziaływań słabych, przy czym $V_\lambda^{\Delta S=0} \equiv V_\lambda^1 - iV_\lambda^2$ i $A_\lambda^{\Delta S=0} \equiv A_\lambda^1 - iA_\lambda^2$ są niezmienniczymi dziwności częściami prądu J_{hadr}^λ , a jego częściami zmieniającymi dziwność są kombinacje $V_\lambda^{\Delta S=1} \equiv V_\lambda^4 - iV_\lambda^5$ i $A_\lambda^{\Delta S=1} \equiv A_\lambda^4 - iA_\lambda^5$. Hipoteza ta dawała podstawę teoretyczną empirycznej regule $\Delta S = \Delta Q$ mówiącej, że w rozpadach słabych zmiana dziwności hadronów jest równa zmianie ich ładunku elektrycznego. Reguła ta tłumaczy np. niewystępowanie rozpadu $\Sigma^+ \rightarrow ne^+\nu$ mimo występowania rozpadu $\Sigma^- \rightarrow ne^-\bar{\nu}$.

Propozycja Gell-Manna nie tłumaczyła jednak zasadniczej trudności w opisie słabych rozpadów hadronów, jaką

były generycznie mniejsze wartości elementów macierzowych prądów $V_\lambda^{\Delta S=1}$ i $A_\lambda^{\Delta S=1}$ dla przejść ze zmianą dziwności, niż wynikałoby to z algebry grupy SU(3). Problem ten rozwiązał Cabibbo w pracy opublikowanej w *Physical Review Letters* w roku 1963, proponując jako prąd wektorowy i aksjalny kombinację

$$\begin{aligned} V_\lambda &= \cos \theta_C (V_\lambda^1 - iV_\lambda^2) + \sin \theta_C (V_\lambda^4 - iV_\lambda^5), \\ A_\lambda &= \cos \theta_C (A_\lambda^1 - iA_\lambda^2) + \sin \theta_C (A_\lambda^4 - iA_\lambda^5). \end{aligned} \quad (22)$$

Kąt θ_C wszedł do historii jako kąt Cabibbo. Wybór $\theta \approx 26^\circ$ pozwalał uzyskać dobrą zgodność przewidywanych na podstawie symetrii SU(3) szerokości półleptonowych rozpadów zmieniających dziwność, takich jak $\Lambda^0 \rightarrow pe^-\bar{\nu}$, $\Sigma^- \rightarrow ne^-\bar{\nu}$ itd. Propozycją tą Cabibbo rozwiązał przy okazji także problem niewielkiej niezgodności stałej G_F wyznaczanej z czasu życia mionu i czasu życia jądra ^{14}O – według teorii Cabibbo w tym drugim rozpadzie wyznaczana była bowiem nie sama stała G_F , lecz iloczyn¹⁴ $G_F \cos \theta_C$. W ten sposób po raz pierwszy pojawiła się koncepcja, z której wyrosło mieszanie kwarków, któremu ostateczną formę nadali Kobayashi i Maskawa.

W roku 1964 Gell-Mann i niezależnie Zweig wysunęli hipotezę istnienia trzech kwarków tworzących podstawowy multiplet grupy SU(3), z których metodami teorii grup można było zbudować wszystkie znane podówczas hadrony. Kwarki te, nazwane u, d i s (stosując dzisiejsze nazewnictwo), musiały mieć ładunki elektryczne $+2/3$, $-1/3$, $-1/3$, przy czym dwa pierwsze o dziwności $S = 0$ tworzą dublet izospinowy, a trzeci, będący izosingletem, ma dziwność $S = -1$. Hipoteza ta, z początku bardzo kontrowersyjna, uzyskała spektakularne potwierdzenie w przeprowadzonych w SLAC-u w Stanford w końcu lat sześćdziesiątych eksperymentach z głęboko nieelastycznym rozpraszaniem elektronów na nukleonach (za które w 1990 r. Nagrodę Nobla otrzymali Friedman, Kendall i Taylor). Eksperymenty te, zinterpretowane przez Feynmana, wykazały z jednej strony, że nukleony rzeczywiście są zbudowane z punktowych składników (które Feynman nazywał partonami), a z drugiej, że wzajemne oddziaływania kwarków na bardzo małych odległościach (tj. przy dużych przekazach pędu od rozpraszanego elektronu do nukleonu) są bardzo słabe. Ten fakt doświadczalny jednoznacznie pokazał, że teoria oddziaływań tych punktowych składników nukleonów musi być teorią Yanga–Millsa (YM) z nieabelową grupą cechowania, gdyż, jak udowodnili Gross z Wilczkiem i niezależnie Politzer (za co wszyscy trzej otrzymali Nagrodę Nobla w roku 2004), tylko takie teorie mogą być asymptotycznie swobodne, tzn. przewidywać słabnięcie efektywnej siły oddziaływania ze wzrostem energii i przekazu pędu (patrz mój artykuł w *Postęпах Fizyki* **56**, 4 (2005)).

Nieabelowe teorie YM były wcześniej już rozpatrywane jako teorie oddziaływań silnych hadronów, m.in. przez Sakurai. Próbowano w nich zastosować spontaniczne naruszenie symetrii, tak aby kwanty wektorowych

¹⁴Podobne rozwiązanie tego problemu sugerowali już w swojej pracy Gell-Mann i Lévy, posługując się starym obrazem oddziaływań słabych i proponując, że $V^\lambda = (1 + \varepsilon^2)^{-1/2} (\bar{\psi}_n + \varepsilon \bar{\psi}_{\Lambda^0}) \gamma^\lambda \psi_p$.

pól YM mogły być utożsamione z mającymi masę mezonami o spinie 1, co jednak prowadziło do różnorodnych trudności. Po odkryciu kwarków i po kolejnym kroku teoretycznym, jakim było wprowadzenie przez Greenberga dodatkowej liczby kwantowej kwarków zwanej *kolor*em w celu uzgodnienia kwarkowej budowy hadronów z zasadą wykluczania Pauliego, dość szybko (m.in. dzięki pracy Fritzscha i Gell-Manna) zaakceptowano jako teorię oddziaływań kwarków chromodynamikę kwantową (QCD) zadaną działaniem

$$I_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} \int d^4x G_{\mu\nu}^A G_{\mu\nu}^A + \sum_{q=u,d,s} \int d^4x \sum_{i,j=1}^3 \bar{\psi}_{qi} \gamma^\mu (\delta_{ij} \partial_\mu + ig_s G_\mu^A T_{ij}^A) \psi_{qj} - \sum_{q=u,d,s} m_q \int d^4x \sum_{i=1}^3 \bar{\psi}_{qi} \psi_{qi}. \quad (23)$$

W działaniu tym macierze T_{ij}^A z $A = 1, \dots, 8$ są generatorami „kolorowej” grupy $SU(3)_c$ cechowania (pola YM G_μ^A sprzęgają się do koloru), a pole każdego z kwarków u , d i s jest trypletem tej grupy. Ponieważ „odwrotną stroną medalu” asymptotycznej swobody jest wzrost siły przyciągającego oddziaływania (dzięki wektorowemu charakterowi pól cechowania – znów obserwacja Nambu!) na dużych odległościach, przyjęła się koncepcja uwięzienia kwarków w hadronach (tłumacząca niemożność zaobserwowania swobodnych kwarków), zgodnie z którą jedynymi multipletami „kolorowej” grupy cechowania – która nie jest spontanicznie naruszona – mogącymi realizować się w widmie stanów fizycznych (hadronów) są singlety.

QCD szybko została uznana za poprawną teorię m.in. dlatego, że dawała proste objaśnienie pochodzenia globalnych symetrii $SU(2)_L \times SU(2)_R$ lub $SU(3)_L \times SU(3)_R$ i ich jawnego naruszenia. Aby uwidocznić te symetrie, wystarczy rozłożyć spinorowe pola ψ na dwie części przekształcające się niezależnie przy zmianie lorentzowskiego układu odniesienia (dwa dwuskładnikowe spinory Weyla)

$$\psi_{qi} = (\psi_{qi})_L + (\psi_{qi})_R = \begin{pmatrix} q_i \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{q}_i^c \end{pmatrix} \quad (24)$$

i przepisać zawierającą pola kwarków część działania (23) w równoważnej postaci

$$I_{\text{QCD}}^f = \sum_{q=u,d,s} \int d^4x \sum_{i,j=1}^3 \bar{q}_i \bar{\sigma}^\mu (\delta_{ij} \partial_\mu + ig_s G_\mu^A T_{ij}^A) q_j + \sum_{q=u,d,s} \int d^4x \sum_{i,j=1}^3 \bar{q}_i^c \bar{\sigma}^\mu (\delta_{ij} \partial_\mu - ig_s G_\mu^A T_{ij}^{*A}) q_j^c - \sum_{q=u,d,s} m_q \int d^4x \sum_{i=1}^3 (q_i q_i^c + \bar{q}_i \bar{q}_i^c).$$

Z postaci tej widać, że – oprócz ostatniego członu – działanie to jest niezmiennicze przy tworzących grupę $SU(3)_L \times SU(3)_R$ niezależnych globalnych obrotach trzech pól $q_i \equiv (u_i, d_i, s_i)$ i trzech pól $q_i^c \equiv (u_i^c, d_i^c, s_i^c)$. Gdyby więc symetria ta nie była naruszona spontanicznie, w granicy

zerowych mas kwarków widmo hadronów powinno tworzyć multiplety grupy $SU(3)_L \times SU(3)_R$, a prądy Noether tej symetrii $(j_\mu^a)_L$ i $(j_\mu^a)_R$ byłyby ściśle zachowane. Jednakże, silne na dużych odległościach oddziaływanie kwarków powoduje spontaniczne – tak jak to pierwszy sugerował Nambu – naruszenie symetrii $SU(3)_L \times SU(3)_R$ do jej diagonalnej (tj. tworzonej przez sprzężone ze sobą obroty pól q_i oraz q_i^c) podgrupy $SU(3)$, którą należy utożsamiać z symetrią Eightfold Way Gell-Manna. W QCD naruszenie to jest konsekwencją niezerowych próżniowych wartości oczekiwanych operatorów postaci $q_i q_i^c$ i $\bar{q}_i \bar{q}_i^c$ grających tu rolę kondensatu $\bar{\psi} \psi$ w modelach NJL. Wskutek spontanicznego naruszenia aksjalnej części symetrii $SU(3)_L \times SU(3)_R$ bariony uzyskują masę (nawet dla zerowych mas kwarków!) i – znów zgodnie z tym, co antycypował Nambu – w widmie powinien wystąpić oktet bezmasowych pseudoskalarnych bozonów NG. Ponieważ jednak masy kwarków m_q nie są ściśle zerowe, aksjalna część symetrii $SU(3)_L \times SU(3)_R$ jest naruszona także jawnie, przez ostatni człon w działaniu I_{QCD}^f . Dodatkowo, hierarchia mas $5-7 \text{ MeV} \approx m_u \approx m_d \ll m_s \approx 130 \text{ MeV}$ powoduje, że podgrupa $SU(2)_L \times SU(2)_R$ (obracająca tylko pola u i d oraz u^c i d^c) jest słabiej naruszona niż pozostała część $SU(3)_L \times SU(3)_R$; ta sama hierarchia mas m_q narusza też jawnie symetrię Gell-Manna. Wszystko to razem tłumaczy, dlaczego masy pionów są niezerowe, ale mniejsze niż masy pozostałych cząstek z oktetu bozonów NG, a także co jest przyczyną rozszczepienia mas w multipletach symetrii $SU(3)$ Gell-Manna i Ne'emana.

Mimo że analityczny opis hadronów i ich oddziaływań przy niskich energiach bezpośrednio na podstawie QCD uniemożliwia duża wartość stałej sprzężenia g_s , to istnienie przybliżonej symetrii $SU(3)_L \times SU(3)_R$ (lub $SU(2)_L \times SU(2)_R$) pozwala konstruować teorie efektywne opisujące niskoenergetyczne oddziaływania oktetu mezonów (bozonów pseudo-NG) i ewentualnie lżejszych barionów (nukleonów). Fundamentalnymi polami w działaniu są w takim opisie pola bozonów NG, które pod działaniem symetrii $SU(3)_L \times SU(3)_R$ przekształcają się nieliniowo. Jawne naruszenie symetrii przez masy kwarków uwzględnia się jako małą poprawkę, stosując rachunek zaburzeń. W ten właśnie sposób można oszacować ich wartości. Należy tu jeszcze zwrócić uwagę na to, że przytoczone wyżej wartości mas kwarków u i d otrzymane z takich oszacowań są zgodne z wynikiem Nambu i Jona-Lasinio dla parametrów masowych ich fundamentalnych pól nukleonów.

Najbardziej nieoczekiwanym wydarzeniem omawianej dekady było eksperymentalne odkrycie w roku 1964 niezachowania kombinowanej parzystości CP w rozpadach neutralnych kaonów. Historia tego odkrycia zaczyna się jednak już w roku 1955, kiedy Gell-Mann i Pais przewidzieli zjawisko oscylacji tych cząstek, analogiczne do intensywnie badanych w ostatnich latach oscylacji neutrin. Gdyby nie było oddziaływań słabych, kaon K^0 o dziwności $S = -1$ i jego antycząstka $\bar{K}^0$ o $S = +1$ miałyby takie same masy. Wybór akurat tych, a nie dwu innych stanów jako bazy podyktowany jest faktem zachowywania przez oddziaływania silne dziwności. Oddziaływania

słabe dziwności jednak nie zachowują i stanami własnymi o nieco różniących się masach są dwa inne stany, K_S i K_L . Gdyby parzystość była zachowana, stany te byłyby stanami własnymi operatora $\mathcal{P}$. Po odkryciu naruszenia parzystości w oddziaływaniach słabych jej rolę przejęła parzystość kombinowana: sądzono, iż wszystkie oddziaływania są symetryczne względem CP, to jest względem operacji jednoczesnego odbicia lustrzanego i zastąpienia cząstek antycząstkami. Gdyby istotnie tak było, K_S i K_L byłyby stanami własnymi operatora $C\mathcal{P}$. Fakt, że neutralne kaony produkują się jako K^0 lub $\bar{K}^0$ w oddziaływaniach silnych zachowujących dziwność, prowadzi do ich oscylacji, to znaczy do przechodzenia lecących kaonów K^0 w $\bar{K}^0$ i odwrotnie. Co więcej, jeśli parzystość kombinowana CP jest zachowywana, K_L o $CP = -1$ może się rozpadać tylko na trzy mezony π , a K_S o $CP = +1$ tylko na dwa. Ponieważ w tym drugim rozpadzie dostępna objętość przestrzeni fazowej stanu końcowego jest dużo większa, czas życia K_L jest dużo dłuższy od czasu życia K_S . W rezultacie, w wiązce oscylujących kaonów po pewnym czasie pozostają tylko cząstki K_L . Ku powszechnemu zaskoczeniu, w roku 1964 Christenson, Cronin, Fitch oraz Turlay zarejestrowali rozpad K_L na dwa mezony π , zachodzący bardzo rzadko, około dwa razy na tysiąc rozpadów K_L , ale dowodzący, że istnieją jakieś oddziaływania niezachowujące CP. (Za to odkrycie Cronin i Fitch zostali laureatami Nagrody Nobla za rok 1980).

Odkrycie niezachowania CP było szokiem i traktowano je z początku jak skazę na doskonałości praw fizyki (motto niniejszego artykułu – pochodzące z *Wykładów Feynmana z fizyki*, wydanych co prawda przed tym odkryciem, ale już po odkryciu niezachowania P – dobrze to ilustruje). Jednakże trzy lata później Sacharow (laureat Pokojowej Nagrody Nobla) zauważył, że naruszenie symetrii CP, naruszenie zachowania liczby barionowej oraz dodatkowo nierównowaga termodynamiczna na pewnym etapie ewolucji Wszechświata są warunkami koniecznymi dynamicznego wytworzenia się obserwowanej we Wszechświecie znacznej przewagi materii nad antymaterią, czyli kosmologicznej bariogenezy. Gdyby któryś z tych warunków nie był spełniony, cała materia uległaby w trakcie ewolucji Wszechświata całkowitej anihilacji, pozostawiając jedynie stygnące z czasem promieniowanie reliktowe. Praca Sacharowa, gdy już została doceniona, zmieniła radykalnie nastawienie do niezachowania CP: uznane ono zostało za warunek konieczny powstania we Wszechświecie obserwowanych struktur, a co za tym idzie także życia, i obecnie możliwość wytłumaczenia na podstawie fizyki oddziaływań fundamentalnych mierzonego przez eksperyment WMAP kosmologicznego stosunku liczby barionów do liczby fotonów jest ważnym testem teorii.

Wobec istnienia oddziaływań niezachowujących CP, fizyczne stany K_L i K_S o określonych masach nie są tożsame ze stanami $|K_1\rangle = (1/\sqrt{2})(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ i $|K_2\rangle =$

$(1/\sqrt{2})(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$ o określonym CP równym odpowiednio $+1$ i -1 , lecz są dane przez kombinacje

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|K_2\rangle + \varepsilon|K_1\rangle),$$

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|K_1\rangle - \varepsilon|K_2\rangle),$$

z małym zespolonym parametrem ε , który charakteryzuje wielkość efektu niezachowania CP w mieszaniu neutralnych kaonów. Jednym z możliwych sposobów zachodzenia zaobserwowanych rozpadów K_L na dwa mezony π jest więc po prostu rozpad na ten stan końcowy jego „domieszkowej” składowej K_1 . Mechanizm ten nazywa się pośrednim łamaniem CP. Drugą możliwością, zwaną bezpośrednim łamaniem, jest rozpad K_2 na dwa mezony π . Ten drugi mechanizm na poziomie fenomenologicznym parametryzuje się wielkością ε' . Podstawowymi wyznaczanymi doświadczalnie wielkościami charakteryzującymi niezachowanie CP w nieleptonowych rozpadach neutralnych kaonów są stosunki amplitud rozpadów¹⁵

$$\eta_{00} = \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}, \quad \eta_{+-} = \frac{\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\mathcal{A}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}$$

(dzięki oscylacjom prowadzącym do efektów interferencyjnych możliwe jest wyznaczanie nie tylko $|\eta_{00}|$ i $|\eta_{+-}|$, lecz także faz tych wielkości). Znajomość tych wielkości pozwala wyznaczyć dwa niezależne fenomenologiczne parametry ε i ε' :

$$\eta_{00} \approx \varepsilon + \varepsilon', \quad \eta_{+-} \approx \varepsilon - 2\varepsilon'.$$

Pierwsze pomiary dawały $|\varepsilon| \sim 10^{-3}$ (aktualnie $|\varepsilon| = (2,229 \pm 0,012) \cdot 10^{-3}$, a faza ε wynosi $(43,51 \pm 0,05)^\circ$).

Jednym z pierwszych modeli pozwalających uwzględnić niezachowanie CP było oddziaływanie „supersłabe” zaproponowane przez Wolfensteina jeszcze w tym samym roku 1964. Model ten przewidywał, że mierzalnej wielkości efekty niezachowania CP występują jedynie w przejściach takich, jak mieszanie neutralnych kaonów, w których dziwność S zmienia się o dwie jednostki. Tym samym model Wolfensteina przewidywał $\varepsilon' \approx 0$, co w tym czasie nie było sprzeczne z danymi. Wskazanie innej możliwości uwzględnienia niezachowania CP jest zasługą Kobayashiego i Maskawy.

Praca Kobayashiego i Maskawy – mieszanie kwarków i niezachowanie CP

Odkrycie kwarkowej struktury hadronów i zidentyfikowanie prądów (przybliżonych) symetrii globalnych chromodynamiki sprawiło, że zaproponowany przez Cabibbo prąd hadronowy wchodzący w oddziaływania słabe przyjął postać

$$\begin{aligned} J_{\text{hadr}}^\lambda &= \cos\theta_C \bar{\psi}_d \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_u + \sin\theta_C \bar{\psi}_s \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_u \\ &= \cos\theta_C \bar{d} \vec{\sigma}^\lambda u + \sin\theta_C \bar{s} \vec{\sigma}^\lambda u \end{aligned} \quad (25)$$

¹⁵Niezachowanie CP obserwuje się także w półleptonowych rozpadach kaonów jako różnicę częstości zachodzenia rozpadów $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ i $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ oraz analogicznych rozpadów z mionami i ich neutrinami w stanie końcowym. Mierzy się też rozpad K_S na trzy mezony π .

(w drugiej linii użyty został rozkład (24)) o takiej samej strukturze (pomijając mieszanie Cabibbo) jak prąd leptonowy sprzęgający się w modelu Weinberga do pola bozonu W^- . Umożliwiło to naturalne włączenie oddziaływań elektromagnetycznych i słabych kwarków (hadronów) w zaproponowaną przez Weinberga teorię.

Jednakże niesymetryczna postać prądu (25) prowadziła do zbyt dużej różnicy mas neutralnych kaonów i zbyt dużych częstości zachodzenia rozpadów $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ i $K^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$. Aby rozwiązać tę trudność, Glashow, Iliopoulos i Maiani przyjęli, że istnieje czwarty kwark c , zwany powabnym, i rozszerzyli prąd hadronowy (25) do postaci

$$J_{\text{hadr}}^{\lambda} = \cos \theta_C \bar{\psi}_d \gamma^{\lambda} (1 - \gamma^5) \psi_u + \sin \theta_C \bar{\psi}_s \gamma^{\lambda} (1 - \gamma^5) \psi_u - \sin \theta_C \bar{\psi}_d \gamma^{\lambda} (1 - \gamma^5) \psi_c + \cos \theta_C \bar{\psi}_s \gamma^{\lambda} (1 - \gamma^5) \psi_c. \quad (26)$$

Nowe człony prądu eliminowały wspomniane problemy zgodności modelu Weinberga z danymi – w granicy równych mas wszystkich czterech kwarków ortogonalność mieszania w prądzie (26) powodowała całkowite zerowanie się amplitudy $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ i różnicy mas neutralnych kaonów. Taki mechanizm skracania się w tej granicy niebezpiecznie dużych wkładów do amplitud dzięki unitarności (ortogonalności w przypadku czterech kwarków) mieszania znany jest dziś pod nazwą mechanizmu GIM. Wybiegając nieco w przód, należy jeszcze dodać, że cztery lata później Gaillard, Lee i Rosner w obszernej pracy zbadali konsekwencje istnienia czwartego kwarka i, korzystając z mierzonej różnicy mas $M_{K_L} - M_{K_S} \approx 3,5 \cdot 10^{-12}$ MeV, oszacowali jego masę na około 1,5 GeV. W perspektywie teoretycznej zaś krok wykonany przez Glashowa, Iliopoulosa i Maianiego był konieczny, by uczynić model Weinberga z kwarkami renormalizowalnym, co dzięki pracom 't Hoofta i Veltmana przydało ich propozycji dodatkowe uzasadnienie¹⁶.

W roku 1973 Kobayashi i Maskawa opublikowali w japońskim piśmie *Progress of Theoretical Physics* niewielką pracę poświęconą możliwości uwzględnienia w modelu Weinberga niezachowania CP. W tym celu rozpatrzyli sprzężenia kwarków, niezmiennicze względem symetrii cechowania SU(3) QCD i symetrii cechowania SU(2) $\times$ U(1)_Y oddziaływań elektroślabych, z występującym w tym modelu skalarnym polem Higgsa H . Ograniczyli się do sprzężeń renormalizowalnych (mniej więcej rok wcześniej 't Hooft i Veltman wykazali renormalizowalność modeli typu Weinberga, w których bozony o spinie 1 uzyskują masę wskutek spontanicznego naruszenia symetrii cechowania oraz mechanizmu Brouta–Englerta i Higgsa, za co obaj otrzymali w roku 1999 Nagrodę Nobla), tj. biliniowych w polach kwarków i liniowych w po-

lu H . Oddziaływania tego typu po zastąpieniu pola H jego próżniową wartością oczekiwaną stają się członami masowymi pól kwarkowych. Można też łatwo zobaczyć, że oddziaływania takie jawnie łamią zachowanie CP, jeśli występują w nich zespolone stałe sprzężenia o niezerowych fazach. Ponieważ status czwartego kwarka nie był jeszcze eksperymentalnie rozstrzygnięty, Kobayashi i Maskawa rozpatrzyli różne przyporządkowania pól kwarków (w notacji ze wzoru (24)) u, d, c, s oraz u^c, d^c, c^c, s^c do multipletów grupy SU(2) (ich liczby kwantowe względem grupy U(1)_Y były jednoznacznie wyznaczone przez przypisanie im ładunków elektrycznych). Przeanalizowawszy wszystkie możliwości stwierdzili, iż w przypadku czterech kwarków żadne z przyporządkowań nie daje niezachowania CP: albo wszystkie fazy zespolonych parametrów dają się usunąć przez odpowiednie przededefiniowanie pól, albo jest ono wykluczone przez dane dotyczące rozpadów słabych ze zmianą dziwności. Decydujący krok uczynili dopiero na samym końcu pracy, zauważając, iż niezachowanie CP byłoby jednak możliwe, gdyby dopuścić istnienie sześciu kwarków! Śmiałość, względnie stopień desperacji tego pomysłu musi być dla każdego oczywisty: w roku 1972 znane były doświadczalnie tylko trzy kwarki (tworzące zaledwie półtorej rodziny), istnienie czwartego kwarka było wprawdzie bardzo prawdopodobne – cztery kwarki były niezbędne dla mechanizmu GIM i znakomicie pasowały do czterech leptonów ($e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu$), ale wprowadzenie jeszcze dwu nowych kwarków z miejsca psuło tę cieszącą oko każdego teoretyka symetrię kwarkowo-leptonową!

Eksperymentalne odkrycie mezonu J/Ψ będącego stanem związanym kwarków c i $\bar{c}$ w roku 1974 nazywa się niekiedy rewolucją listopadową. Odkrycia tego dokonały (niemal) niezależnie grupa w SLAC-u pod kierownictwem Richtera (która nazwała ten mezon Ψ) oraz grupa Tinga w Brookhaven (J). Kierownicy obu tych zespołów otrzymali Nagrodę Nobla w roku 1976. Rok później, ponownie w SLAC-u, odkryty został przez Perla (Nagroda Nobla za rok 1995) ciężki lepton τ – kuzyn elektronu i mionu, a w 1977 r. grupa Ledermana w Fermilabie odkryła stany związane (oznaczane Υ) piątego kwarka b zwanego pięknym (lub spodnim – ang. bottom) i jego antykwarka $\bar{b}$, i desperacka propozycja Kobayashiego i Maskawy przybrała realny kształt! Szósty kwark t , zwany dawniej prawdziwym (co zapewne odzwierciedlać miało niezachwianą wiarę w jego istnienie), a obecnie top, został, jak wiadomo, odkryty także w Fermilabie (w Tevatronie) dopiero w 1994 r. Pełną symetrię kwarkowo-leptonową (pełne trzy rodziny kwarków i trzy rodziny leptonów) potwierdziło ostatecznie bezpośrednie zarejestrowanie w roku 2000 przez kolaborację DONUT z Fermilabu neutrin ν_τ .

¹⁶Wymóg renormalizowalności odegrał ważną rolę w powstaniu teorii oddziaływań elektroślabych. Z dzisiejszej perspektywy nie jest on jednak warunkiem nieodzownym: teorie nierenormalizowalne mogą być dobrymi teoriami efektywnymi opisującymi oddziaływania cząstek przy energiach nie przewyższających pewnej wartości krytycznej, którą w przypadku teorii nierenormalizowalnych wyznacza unitarność amplitud rozpraszania. W takim ujęciu wprowadzenie obdarzonych masą bozonów $W^\pm$ (niezależnie od pochodzenia ich masy), pośredniczących w oddziaływaniach między prądami starej teorii Fermiego, pozwalało przesunąć granice stosowalności teorii oddziaływań słabych z ok. 600 GeV do ok. 1700 GeV.

Przytoczymy tu teraz rozumowanie pokazujące, że jeśli kwarki pogrupować w N rodzin, każda po dwa kwarki, tj. po cztery pola q i q^c , z których dwa tworzą dublet $SU(2)$, a dwa są singletami

$$Q_A = \begin{pmatrix} u_A \\ d_A \end{pmatrix} \text{ (dublet), } u^c, d^c \text{ (singlety), } A = 1, \dots, N,$$

to aby otrzymać nieusuwalną fazę, liczba N rodzin musi być większa niż 2. Rozumowanie to jest ważne także z tego powodu, iż pokazuje, skąd w modelu Weinberga z kwarkami, który po dołączeniu do chromodynamiki znany jest dziś pod nazwą Modelu Standardowego, bierze się mieszanie kwarków wprowadzone do oddziaływań słabych przez Cabibbo (i uzupełnione przez Glashowa, Iliopoulosa i Maianiego). Zastosujemy tu notację, w której $u_{A=1} \equiv u$, $u_{A=2} \equiv c$, $d_{A=1} \equiv d$, $d_{A=2} \equiv s$ itd.). Najogólniejsze oddziaływanie kwarków z polem H (zgodne z przyjętymi założeniami) ma wtedy postać

$$I_{Yuk} = - \int d^4x \sum_{A,B=1}^N (\epsilon_{ij} H^j Q_A^i Y_u^{AB} u_B^c + H_i^* Q_A^i Y_d^{AB} d_B^c + \text{h.c.}), \quad (27)$$

gdzie $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$, a h.c. oznacza sprzężenie hermitowskie wypisanych wyrazów. Macierze Y_u^{AB} i Y_d^{AB} są macierzami $N \times N$ o elementach zespolonych. Zastępując pole H jego próżniową wartością oczekiwaną v ($\langle H^1 \rangle = 0$, $\langle H^2 \rangle = v$), otrzymuje się człony masowe

$$I_{mas} = - \int d^4x \sum_{A,B=1}^N [u_A (v Y_u)^{AB} u_B^c + d_A (v Y_d)^{AB} d_B^c + \text{h.c.}]. \quad (28)$$

Macierze $v Y_u$ oraz $v Y_d$ można zdiagonalizować, dokonując czterech niezależnych unitarnych obrotów czterech N -pletów pól u_A , d_A , u_A^c i d_A^c , które sprowadzą (28) do postaci

$$I_{mas} = - \int d^4x \sum_{A=1}^N [m_{u_A} u_A u_A^c + m_{d_A} d_A d_A^c + \text{h.c.}],$$

z masami N kwarków m_{u_A} i m_{d_A} proporcjonalnymi do próżniowej wartości oczekiwanej v pola H i zdeterminowanymi przez elementy zdiagonalizowanych macierzy $v Y_u$ oraz $v Y_d$. Masy leptonów powstają w podobny sposób¹⁷. Takich samych unitarnych obrotów pól u_A , d_A , u_A^c i d_A^c trzeba także dokonać we wszystkich miejscach, w których w działaniu występują pola kwarków. Wskutek tego ich sprzężenia z bozonami $W^\pm$ przybiorą postać

$$I_{Wf} = - \frac{g}{\sqrt{2}} \int d^4x [\bar{u}_A (V_{CKM})^{AB} W_\lambda^+ \bar{\sigma}^\lambda d_B + \bar{d}_A (V_{CKM}^\dagger)^{AB} W_\lambda^- \bar{\sigma}^\lambda u_B], \quad (29)$$

¹⁷Choć istotnie próżniowa wartość oczekiwana pola Higgsa jest według Modelu Standardowego źródłem mas bozonów $W^\pm$ i Z^0 oraz wszystkich kwarków i leptonów, to padające niekiedy stwierdzenie, że szukając w LHC bozonu Higgsa szukamy zarazem źródła wszelkiej masy jest – nawet gdyby Model Standardowy był poprawną i ostateczną teorią – nieprawdziwe: większość otaczającej nas masy pochodzi z mas nukleonów, których źródłem jest odkryte przez Nambu spontaniczne naruszenie symetrii chiralnej przez oddziaływanie silne (patrz np. wykład noblowski Wilczka, *Postępy Fizyki* **56**, 154 (2005)); w skali kosmicznej zaś większość masy stanowi czarna materia, której istnienia Model Standardowy nawet nie uwzględnia i o pochodzeniu masy której nie wiemy na razie wiele, ale np. w supersymetrycznych teoriach oddziaływań fundamentalnych nie pochodzi ona ze spontanicznego naruszenia symetrii $SU(2) \times U(1)$.

z unitarną macierzą V_{CKM} zwaną macierzą Cabibbo–Kobayashiego–Maskawy (CKM), która powstaje z iloczynu dwu unitarnych macierzy obracających kwarki u_A i d_A . Dla struktury teorii niezwykle ważne jest też to, że po dokonaniu tych obrotów sprzężenia kwarków z bozonem Z^0 (i fotonem) pozostaną diagonalne: nie pojawią się elementarne sprzężenia typu $\bar{s}Z^0b$ itp., tj. nie pojawią się oddziaływania elementarne zwane prądami neutralnymi zmieniającymi zapach (w Modelu Standardowym zdiagonalizowane zostaną zarazem sprzężenia kwarków do pola neutralnego bozonu Higgsa h^0 , nie powodując tym samym pojawienia się zmieniających zapach neutralnych prądów skalarnych). V_{CKM} , jako unitarna macierz $N \times N$, ma $2N^2 - N^2 = N^2$ rzeczywistych parametrów (N^2 zespolonych elementów minus N^2 warunków unitarności $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = I$). $2N - 1$ faz można jednak wyeliminować, przeddefiniowując $2N$ pól u_A i d_A (zmiana wszystkich tych pól o tę samą fazę nic nie daje, stąd -1). Z pozostałych parametrów $(1/2)N(N - 1)$ jest kątami obrotów (macierz N -wymiarowych ortogonalnych obrotów jest szczególnym przypadkiem macierzy unitarnej), jak więc łatwo obliczyć, po przeddefiniowaniu pól kwarków macierz V_{CKM} ma

$$N^2 - (2N - 1) - \frac{1}{2}N(N - 1) = \frac{1}{2}(N - 2)(N - 1)$$

nieusuwalnych faz, co potwierdza wniosek Kobayashiego i Maskawy. Tak więc w przypadku dwu rodzin kwarków macierz CKM miałaby postać

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & -\sin \theta_C \\ \sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix}$$

i oddziaływanie (29) przybrałoby postać

$$I_{Wf} = - \frac{g}{\sqrt{2}} \int d^4x [W_\lambda^+ (J_{\text{hadr}}^\dagger)^\lambda + W_\lambda^- J_{\text{hadr}}^\lambda]$$

z prądem J_{hadr}^λ postaci (26). W przypadku zaś trzech rodzin ($N = 3$) macierz CKM, V_{CKM} , zależy od 3 kątów i jednej fazy δ i w powszechnie stosowanej dziś parametryzacji ma postać

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

(gdzie $c_{12} = \cos \theta_{12}$ itd., przy czym kąt θ_{12} przejmuje tu rolę kąta Cabibbo θ_C ; c_{13} okazuje się bliski jedności). Faza δ jest właśnie tym jedynym w Modelu Standardowym źródłem niezachowania parzystości kombinowanej CP. Postać oddziaływań (29) mówi, że amplitudy przejścia np. kwarka b w bozon W^- i kwark u lub c lub t są proporcjonalne odpowiednio do $(V_{CKM})_{13}$, $(V_{CKM})_{23}$ i $(V_{CKM})_{33}$.

Oczywistą konsekwencją propozycji Kobayashiego i Maskawy (z której szybko zdano sobie sprawę po odkryciu kwarka b) było to, że niezachowanie CP powinno być także obserwowalne w innych procesach niż tylko te, w których biorą udział kaony, np. w rozpadach mezonów będących stanami związanymi kwarków c i $\bar{u}$ (lub $\bar{c}$ i u) zwanych mezonami D^0 oraz kwarków b i $\bar{d}$ lub $\bar{s}$ (lub $\bar{b}$ i d lub s) zwanych mezonami B^0 i B_s^0 . Tak więc oprócz pokazania, że uwzględnienie niezachowania CP wymaga sześciu rodzajów kwarków, praca Kobayashiego i Maskawy przynosiła ważną wskazówkę, w jakich procesach należy szukać potwierdzenia zaproponowanego mechanizmu. Ponadto, praca ta pokazała także, iż w Modelu Standardowym niezachowanie CP oraz masy i mieszanie kwarków mają to samo źródło, którym jest sprzężenie pól kwarków do pola H .

Nawet po odkryciu trzeciej rodziny kwarków teoretyczna propozycja Kobayashiego i Maskawy pozostawiała jednak otwartym pytanie, czy rzeczywiście za obserwowane niezachowanie CP w rozpadach kaonów odpowiedzialna jest niezerowa wartość fazy δ w macierzy CKM, czy też faza ta jest równa zero (lub niemal zero), a CP nie zachowują tylko jakieś dodatkowe oddziaływania supersłabe postulowane przez Wolfensteina. Udzielenie doświadczalnej odpowiedzi na to pytanie wymagało zmierzenia ε'/ε (lub zmierzenia efektów niezachowania CP w rozpadach mezonów D^0 lub B^0 , co stało się możliwe dopiero stosunkowo niedawno). Sytuacja w tej materii była niepewna aż do końca lat dziewięćdziesiątych XX w., gdyż dwa eksperymenty – NA31 w CERN-ie i E731 w Fermilabie – dawały różne wyniki, przy czym wynik tej drugiej grupy był w granicach błędu zgodny z $\varepsilon' = 0$. Dopiero w roku 1999 dwa nowe eksperymenty, NA48 w CERN-ie i KTeV w Fermilabie dały bardziej zgodne ze sobą wyniki, oba wykluczające definitywnie koncepcję Wolfensteina (średnia ze wszystkich czterech pomiarów wynosi obecnie $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (1,65 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$).

Wprawdzie z uwagi na trudności związane z obliczaniem elementów macierzowych operatorów zbudowanych z pól kwarkowych między stanami hadronów udaje się w ramach Teorii Standardowej obliczyć z wystarczającą dokładnością jedynie ε (co służy do wyznaczenia wartości fazy δ w macierzy CKM), lecz rachunki teoretyczne wielu grup pokazują, że teoria ta przewiduje wartość $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ z dobrym znakiem i niesprzeczną z danymi. Co więcej, w ostatnich latach dzięki uruchomieniu w SLAC-u w USA (eksperyment BaBar) i w KEK-u w Japonii (eksperyment BELLE) akceleratorów zwanych „fabrykami” mezonów B udało się przeprowadzić dokładne pomiary wielu niezachowujących CP rozpadów tych mezonów. Efekty bezpośredniego łamania CP udało się zmierzyć w rozpadach $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ oraz $B^0 \rightarrow \eta K^{0*}$, a także $B^\pm \rightarrow \rho^0 K^\pm$, efekty zaś łamania CP zachodzącego poprzez mieszanie mezonów B^0 i $\bar{B}^0$, analogiczne do mieszania neutralnych kaonów, zaobserwowano w procesach $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$, a także $B^0 \rightarrow \eta' K_S$, $B^0 \rightarrow K^+K^-K_S$, $B^0 \rightarrow J/\Psi \pi^0$ i $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. W odróżnieniu od bardzo małych (na poziomie 10^{-3}) efektów niezachowania CP w roz-

padach kaonów, w rozpadach mezonów B efekty te są duże, rzędu 0,1–1. W tych przypadkach, w których udaje się przeprowadzić wystarczająco dokładne rachunki (jak np. dla sztandarowego rozpadu $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$), przewidywania teoretyczne pozostają w znakomitej zgodności z danymi, potwierdzając tym samym poprawność opisu naruszenia CP przez występującą w sprzężeniach bozonów $W^\pm$ do kwarków macierz CKM. Ponadto, ponieważ elementy unitarnej macierzy CKM muszą spełniać wspomniany już warunek unitarności, o niezerowej wartości fazy δ świadczą także pomiary szybkości zachodzenia wielu różnych procesów, w których zmianie ulega zapach (rodzaj) kwarków, ale parzystość kombinowana CP jest zachowywana (pomiary szybkości zachodzenia tych procesów wyznaczają w zasadzie wartości bezwzględne elementów V_{CKM}). Jak dotąd w procesach badanych w laboratoriach ziemskich nie napotkano na żaden sygnał, który by w sposób niepodważalny wymagał dodatkowego w stosunku do macierzy CKM mechanizmu mieszania kwarków i niezachowania CP.

Teoria Standardowa i co dalej?

Struktura teoretyczna Teorii Standardowej, czyli teorii będącej połączeniem QCD i teorii oddziaływań elektroślabyh, tj. wzajemnych oddziaływań kwarków, leptonów i bozonów $W^\pm$, Z^0 oraz fotonu, jest dobrze potwierdzona doświadczalnie. Bozony $W^\pm$ i Z^0 zarejestrowano bezpośrednio i zmierzono ich masy. Z dostateczną dokładnością zbadano też trójliniowe sprzężenia $W^+W^-Z^0$. Odkryto wszystkie fermiony i zmierzono ich sprzężenia do bozonów $W^\pm$ i Z^0 z dokładnością wymagającą porównania z rachunkami jednopętlowymi. Wszystkie te dane potwierdzają, że u podstaw oddziaływań fundamentalnych zachodzących przy dostępnych dziś energiach leży wyrosłe z koncepcji Nambu spontaniczne naruszenie elektroślabej symetrii cechowania $SU(2) \times U(1)_Y$. Najbardziej spektakularnym sukcesem Teorii Standardowej jest opis różnorodnych procesów, w których zmianie ulega zapach kwarków. W szczególności procesy zwane rzadkimi, które nie są możliwe w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń, testują kwantową strukturę teorii (tj. poprawki wyższych rzędów). Sztandarowym przykładem jest tu proces $B \rightarrow X_S \gamma$ inkluzywnego rozpadu mezonu zawierającego kwark b na foton i dowolny stan (wielo)hadronowy zawierający kwark s . W dokładnym opisie teoretycznym tego rozpadu istotna jest zarówno struktura oddziaływań elektroślabyh, jak i poprawki od oddziaływań silnych. Ważne jest podkreślenie, że sukces Teorii Standardowej przy opisie tego rodzaju procesów opiera się na hierarchicznej strukturze mas kwarków i wyraźnej hierarchii elementów macierzy CKM, ale nie zależy od zupełnie nieprzetestowanego doświadczalnie w bezpośredni sposób sektora teorii odpowiedzialnego za spontaniczne naruszenie symetrii cechowania.

Konkretną i najpopularniejszą wersją Teorii Standardowej jest Model Standardowy, w którym spontaniczne naruszenie symetrii $SU(2) \times U(1)_Y$ cechowania realizuje się wskutek występowania niezerowej próżniowej wartości oczekiwanej elementarnego (tj. występującego w dzia-

łaniu (27)) pola Higgsa H . Jak wiadomo, przewidywaniem tego modelu jest istnienie jednej neutralnej, bezspinowej cząstki – bozonu Higgsa. Model Standardowy jest teorią renormalizowalną, tj. taką, której przewidywania dla wielkości mierzonych można wyrazić w funkcji skończonej liczby swobodnych parametrów. Przewidywania te dla obszernej klasy wielkości zwanych obserwabkami elektrosłabymi, które zostały zmierzone w eksperymentach przeprowadzonych przy akceleratorze LEP i innych z dokładnością rzędu promila, zależą od masy M_h bozonu Higgsa, który jest swobodnym parametrem teorii. Dopasowanie przewidywań Modelu Standardowego do danych elektrosłabych wymaga, by masa ta nie była większa niż ok. 180 GeV (z drugiej strony, niepowodzenie bezpośredniego poszukiwania bozonu Higgsa w LEP-ie ogranicza jego masę od dołu do wartości 114 GeV). Jakkolwiek dopasowanie to jest globalnie dość dobre i powszechnie jest uważane za sukces Modelu Standardowego, to jednak przy bardziej szczegółowej analizie ujawnia pewne problemy (dopasowanie asymetrii przód–tył mierzonej w procesie $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ daje $M_h = 400^{+400}_{-190}$ GeV, a asymetrie leptonowe dają $M_h = 31^{+33}_{-19}$ GeV), które mogą świadczyć o tym, że mechanizm naruszenia symetrii $SU(2) \times U(1)$ jest inny. Co więcej, przyczynki do przewidywań Modelu Standardowego pochodzące od bozonu Higgsa mają prostą postać i dość łatwo mogłyby być zastąpione podobnej wielkości przyczynkami mającymi jednak inne źródło fizyczne. Zgodność przewidywań Modelu Standardowego z danymi może więc okazać się zwodnicza.

Istnieją też mocne przesłanki eksperymentalne i teoretyczne świadczące o tym, że Model Standardowy nie może być ostateczną teorią oddziaływań fundamentalnych: np. nie przewiduje on istnienia czarnej materii i wiadomo też już, że mimo wbudowanego weń przez Kobayashiego i Maskawę naruszenia symetrii CP nie daje zadowalającego wyjaśnienia powstania we Wszechświecie przewagi materii nad antymaterią (ma to związek m.in. z tym, że bozon Higgsa h^0 nie może być już wystarczająco lekki). Masy neutrin konieczne do wyjaśnienia zjawiska oscylacji tych cząstek można wprawdzie uwzględnić w tym modelu, ale najbardziej elegancki mechanizm (zwany mechanizmem huśtawki) czyniący je w naturalny sposób tak małymi, jak to sugerują dane, wymaga wprowadzenia cząstek (prawoskrętnych neutrin) o masach rzędu 10^{12} – 10^{14} GeV, co prowadzi do znanego problemu hierarchii skal, tj. problemu, jak w obecności tak ciężkich cząstek zapewnić stabilność skali Fermiego $G_F^{-1/2} \approx v = 246$ GeV. Niezależnie od problemu mas neutrin, do tego samego problemu hierarchii prowadzi fakt istnienia w przyrodzie z pewnością (co najmniej) jeszcze jednej fundamentalnej skali energii, jaką jest związana z oddziaływaniami grawitacyjnymi skala wyznaczana przez masę Plancka $M_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV.

Problem hierarchii, tj. stabilności skali Fermiego, jest ściśle związany ze sposobem spontanicznego naruszenia w Modelu Standardowym symetrii $SU(2) \times U(1)$ przez elementarne pole skalare, którego potencjał (analogiczny do potencjału w działaniu (18)) zależy w kluczowy sposób

od jednego parametru masowego m_H^2 (próżniowa wartość oczekiwana v pola Higgsa zależy bezpośrednio od wartości tego parametru). Jest tak dlatego, że w kwantowej teorii pola poprawki kwantowe mają silną tendencję do zrównywania (efektywnych) parametrów masowych pól skalarnych, takich jak pole Higgsa, z największą występującą w teorii skalą mas. Jest więc nienaturalnym oczekiwać, że Model Standardowy, w którym występować musi parametr $|m_H^2| \sim G_F^{-1}$, może być bezpośrednio efektywną teorią ostatecznej teorii opisującej oddziaływania fundamentalne przy energiach rzędu skali Plancka: oddziaływanie pola Higgsa z superciężkimi cząstkami nieuchronnie musiałoby powodować, że efektywny parametr m_H^2 byłby rzędu M_{Pl}^2 . Rozważania teoretyczne prowadzą do wniosku, że w najlepszym razie Model Standardowy może być teorią efektywną, opisującą oddziaływania do energii nie przewyższających ok. 1 TeV. Tym samym mechanizm naruszenia symetrii $SU(2) \times U(1)_Y$ w Modelu Standardowym jest najprawdopodobniej tylko efektywnym opisem jakiegoś bardziej fundamentalnego mechanizmu naruszenia symetrii.

Istnieje wiele propozycji całkowitego bądź częściowego rozwiązania problemu stabilności skali Fermiego. Najstarsza historycznie rzecz biorąc jest koncepcja zwana technikolorem będąca bezpośrednim wykorzystaniem koncepcji Nambu. Polega ona na zastąpieniu elementarnego pola Higgsa silnymi oddziaływaniami nowych fermionów (zwanych technikwarkami), które oddziałują także z bozonami wektorowymi symetrii $SU(2) \times U(1)_Y$. Tak jak to się dzieje w przypadku silnych oddziaływań kwarków, można oczekiwać, że silne oddziaływania technikwarków prowadzą do spontanicznego naruszenia symetrii chiralnej, które tym samym nadaje także masy bozonom $W^\pm$ i Z^0 . Teorie tego typu na ogół wcale nie przewidują istnienia bozonu Higgsa. Za to w zderzeniach wysokoenergetycznych bozonów $W^\pm$ ze sobą powinny ujawniać się w postaci rezonansów nowe cząstki – technikadrony. Teorie technikolorowe mają jednak zazwyczaj problemy z mechanizmem nadawania mas zwykłym kwarkom i leptonom oraz z dobrym opisem danych elektrosłabych (choć próby skonstruowania dobrych modeli tego typu są wciąż podejmowane).

Radykalnie inną propozycją rozwiązania problemu hierarchii jest supersymetria, w której – podobnie jak w Modelu Standardowym – naruszenie symetrii $SU(2) \times U(1)_Y$ jest skutkiem występowania niezerowych średnich próżniowych elementarnych pól skalarnych. Teorie supersymetryczne przewidują istnienie większej liczby neutralnych, a także i naładowanych bozonów Higgsa. Wprowadzają także po dwie nowe cząstki skalarne na każdy fermion występujący w Modelu Standardowym i po jednym fermionie na każdy bozon. Stabilność skali Fermiego jest w takich modelach zapewniona przez odpowiednie wzajemne skracanie się mogących ją destabilizować niebezpiecznych przyczynków pochodzących od cząstek o spinach całkowitych i połówkowych. Okazuje się jednak, po uwzględnieniu wszystkich eksperymentalnych ograniczeń na masy nowych cząstek i masy bozonów Higgsa, że proponowane teorie nie są w stanie zapewnić pełnej stabilności skali Fermiego, choć łagodzą problem hierarchii w bar-

dzo dużym stopniu. Co więcej, przyczynki od oddziaływań dodatkowych cząstek skalarnych i nowych fermionów mogą łatwo prowadzić do niezgodnych (i to o rzędy wielkości) z danymi przewidywań dla procesów zachodzących ze zmianą zapachu kwarków. Także duża liczba *a priori* zespolonych parametrów w modelach supersymetrycznych stanowi potencjalnie dodatkowe w stosunku do macierzy CKM źródła niezachowania CP. Z tej perspektywy fakt, że mierzone efekty łamania symetrii CP są poprawnie opisywane przez jedną fazę δ Kobayashiego i Maskawy wydaje się graniczyć z cudem.

Koncepcje Nambu dynamicznego naruszenia symetrii odżywiają w szerokiej klasie modeli naruszenia symetrii elektrosłabej zwanych żartobliwie modelami „małego Higgsa”. W teoriach tych występuje elementarne pole Higgsa, którego niezerowa próżniowa wartość oczekiwana narusza spontanicznie symetrię $SU(2) \times U(1)_Y$ i prowadzi do istnienia bozonu Higgsa o właściwościach dość zbliżonych do tych, jakie powinien mieć bozon Higgsa Modelu Standardowego. Samo jednak pole Higgsa (a więc i bozon Higgsa) jest tu jednym z pól bozonów pseudo-NG przybliżonych symetrii globalnych spontanicznie naruszonych przy skali $f \sim 1$ TeV. Symetrie te są tak dobrane, że zapewniają stabilność skali Fermiego nie gorszą niż teorie supersymetryczne. Pole Higgsa jest w takich teoriach je-

dynie efektywnym, niskoenergetycznym opisem najprawdopodobniej stanów związanych bardziej fundamentalnych cząstek, podobnym do pola mezonu π w niskoenergetycznych teoriach efektywnych oddziaływań silnych.

Jak powinno być jasne z przedstawionego tu pobieżnego (i dalece niepełnego) przeglądu koncepcji teoretycznych, realizujące się w przyrodzie mechanizmy naruszenia symetrii $SU(2) \times U(1)_Y$ i nadawania mas fermionom, a także pochodzenie macierzy CKM wciąż pozostają sprawą otwartą. Głównym zadaniem eksperymentów, które mają być prowadzone przy użyciu akceleratora LHC, jest właśnie rzucenie światła na to zagadnienie. Najbliższa przyszłość powinna zatem pokazać, czy koncepcje teoretyczne wprowadzone przez Nambu sprawdzą się na odległościach jeszcze mniejszych niż 10^{-18} m (tj. przy energiach wyższych niż skala Fermiego), czy też do opisu naruszenia symetrii elektrosłabej potrzebne będą nowe idee.

Autor pragnie podziękować profesorowi Friedrichowi Jegerlehnerowi za dyskusję, która pozwoliła mu na lepsze (jak wierzy) zrozumienie istoty osiągnięć Yoichiro Nambu oraz prof. Krzysztofowi Meissnerowi za cenne uwagi.

Piotr Chankowski

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski



YOICHIRO NAMBU urodził się w Tokio w 1921 r.; po wojnie studiował na Uniwersytecie Tokijskim i uzyskał doktorat w roku 1952. Zaraz potem, za namową Sin-Itiro Tomonagi, pojechał do Princeton, by studiować u Roberta Oppenheimera. W roku 1954 rozpoczął pracę na Uniwersytecie w Chicago, gdzie od 1958 r. jest profesorem. Obecnie emerytowany profesor w Instytucie Enrico Fermiego tego Uniwersytetu. Jego prace dotyczące teorii cząstek i teorii strun przyniosły mu wiele nagród, m.in. Nagrodę Wolfa, Narodowy Medal Nauki, Nagrodę Oppenheimera i Medal Maksa Plancka. Od 1970 r. obywatel amerykański, ma żonę i syna. Nagrodę Nobla otrzymał „za odkrycie mechanizmu spontanicznego naruszenia symetrii w fizyce subatomowej”.



MAKOTO KOBAYASHI urodził się w 1944 r. w Nagoi, ukończył tam studia uniwersyteckie i w roku 1972 zrobił doktorat. Następnie przeniósł się na Uniwersytet w Kioto, a w 1979 r. rozpoczął badania w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii KEK. Obecnie jest emerytowanym profesorem w KEK-u. Podobnie jak Maskawa, otrzymał Nagrodę Nobla za „odkrycie pochodzenia naruszonej symetrii, która przewiduje istnienie w przyrodzie przynajmniej 3 rodzin kwarków”.



TOSHIHIDE MASKAWA urodził się w 1940 r. w Nagoi, skończył tam studia i w roku 1967 uzyskał doktorat. W 1973 r., pracując wraz z Kobayashim na Uniwersytecie w Kioto, opublikował z nim słynną pracę wyjaśniającą niezachowanie symetrii CP w oddziaływaniach słabych. Obecnie jest emerytowanym profesorem w Instytucie Fizyki Teoretycznej im. Yukawy na Uniwersytecie w Kioto oraz profesorem prywatnego Uniwersytetu Kioto Sangyo.

Profesor Bronisław Buras: metoda dyspersji energii i promieniowanie synchrotronowe*

Leif Gerward

Wydział Fizyki Politechniki Duńskiej, Lyngby, Dania

Professor Bronisław Buras: the energy-dispersive method and synchrotron radiation

Abstract: In this note I am giving an account of my collaboration with Professor Bronisław Buras during the early years of synchrotron radiation in the 1970's and 80's. In particular, I am focusing on the development of the energy-dispersive method for X-ray diffraction and its use in high-pressure structural studies. I also describe Buras' role in establishing the European Synchrotron Radiation Facility (ESRF).

Wprowadzenie

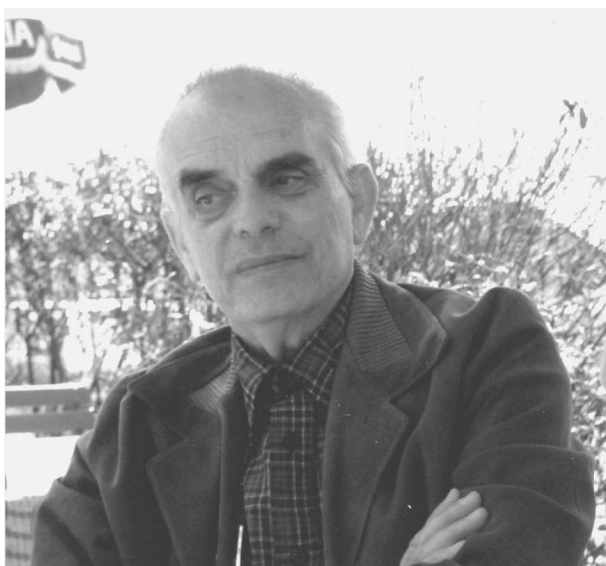
W 1971 r. prof. Bronisław Buras (rys. 1), wówczas już znany fizyk, przybył wraz z rodziną jako imigrant do Danii. Był on jednym z pomysłodawców zastosowania metody czasu przelotu (ang. time of flight – TOF) do badania dyfrakcji neutronów [1–3]. W połowie lat sześćdziesiątych XX w. zainicjował współpracę między Instytutem Badań Jądrowych w Świerku i ośrodkiem badawczym Duńskiej

Komisji Energii Atomowej w Risoe (później nazwanym Narodowym Laboratorium Risoe). Zadaniem tej współpracy było zbudowanie w Risoe spektrometru TOF, podobnego do tego, jaki był już w Świerku i jaki był w budowie w Dubnej. Projekt ten uzyskał wsparcie Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej. Początkowo aparatura w Risoe była stosowana do badania proszków, wkrótce jednak skupiono się głównie na metodach badania monokryształów [4]. Ta wczesna współpraca umożliwiła Burasowi objęcie stanowiska naukowego na Uniwersytecie Kopenhaskim i uzyskanie możliwości prowadzenia badań w Risoe.

Jeśli chodzi o mnie, byłem wówczas świeżo upieczonym doktorem i w listopadzie 1970 r. zacząłem pracować na Politechnice Duńskiej w Lyngby, gdzie prof. Asger Lindgaard-Andersen organizował nowe laboratorium badania materiałów metodami dyfrakcji rentgenowskiej. Było więc zupełnie naturalne, że wkrótce rozpoczęliśmy z Burasem rozmowy o możliwościach wspólnych badań. Zapoczątkowało to trwającą całe życie owocną współpracę i przyjaźń.

Metoda dyspersji energii

Kilka lat przed przybyciem do Danii Buras i jego współpracownicy [5] oraz niezależnie Bill Giessen i Glen Gordon [6] opracowali metodę dyspersji energii (ang. energy-dispersive method) w zastosowaniu do badania dyfrakcji rentgenowskiej. W metodzie tej próbkę naświetla się promieniowaniem polichromatycznym (widmo ciągłe) lampy rentgenowskiej. Widmo energii promieniowania rentgenowskiego rozproszonego pod danym kątem



Rys. 1. Profesor Bronisław Buras (1915–1994) – fot. Andrzej Buras

*Artykuł opublikowany w biuletynie Polskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego *Synchrotron Radiation in Natural Science* 7, nr 1–2 (2008) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission]

rejestruje detektor półprzewodnikowy połączony z wielokanałowym analizatorem impulsów. Metodę dyspersji energii można uważać za rentgenowski odpowiednik neutronowej metody czasu przelotu.

Buras oczywiście pragnął dalej ulepszać tę metodę. Uznaliśmy, że jest to porywające i niekonwencjonalne spojrzenie na równanie Bragga. Rozpoczęliśmy wspólny projekt badawczy, w którym głównymi uczestnikami byłem ja (z Politechniki Duńskiej) i Janus Staun Olsen z Instytutu Oerstedta Uniwersytetu Kopenhaskiego. W miarę upływu czasu brało w tym udział także wielu innych kolegów, co widać z listy publikacji na końcu artykułu. Zaczęliśmy od powtórzenia oryginalnych doświadczeń [7], a potem zajęliśmy się metodyką. Opublikowaliśmy notatkę o występowaniu w widmie tzw. maksimum ucieczki K_α krzemu [8], wyprowadziliśmy proste związki między scałkowanymi natężeniami różnych metod dyfrakcyjnych [9], badaliśmy wpływ polaryzacji na natężenia refleksów [10] oraz optymalizowaliśmy rozdzielczość metody [11]. Co więcej, rozszerzyliśmy naszą metodę na badania monokryształów [12].

Wczesne eksperymenty z promieniowaniem synchrotronowym

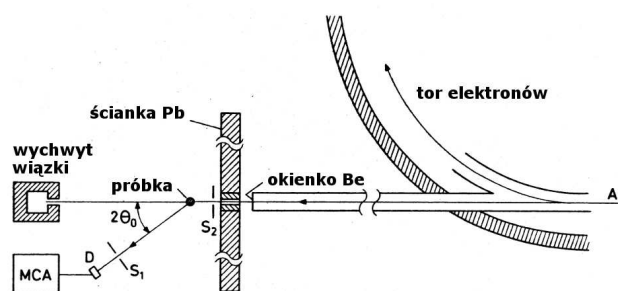
W pierwszej połowie lat siedemdziesiątych możliwości stosowania promieniowania synchrotronowego w badaniach fizycznych były przedmiotem licznych dyskusji. Z wielkim zainteresowaniem przestudiowaliśmy pionierską pracę T. Tuomio i współpracowników [13]. Zastosowali oni promieniowanie synchrotronowe w dyfrakcyjnych badaniach metodami topografii rentgenowskiej. Przyszło nam na myśl, że promieniowanie synchrotronowe ze względu na swoje duże natężenie, wysoki stopień kolimacji i widmo ciągłe sięgające aż do obszaru rentgenowskiego mogłoby być idealnym źródłem w naszej metodzie dyspersji energii.

Na nordyckiej konferencji fizyki ciała stałego w Göteborgu, w czerwcu 1975 r., referat na zaproszenie wygłaszał dr Christof Kunz z laboratorium synchrotronowego DESY w Hamburgu. Mówił o pionierskich pracach z promieniowaniem synchrotronowym prowadzonych w jego laboratorium. Wraz ze Staunem Olsenem podszedłem do niego w czasie przerwy na kawę i wspomniałem, że prowadzimy doświadczenie, w którym, jak się wydaje, dobrze byłoby użyć promieniowania synchrotronowego. Uzgodniliśmy, że będziemy mogli przeprowadzić próbny eksperyment w DESY. W październiku tego samego roku Buras, Staun Olsen i ja pojechaliśmy do Hamburga, aby ustalić realne możliwości pracy. Buras przywiózł dwustronicowy kwestionariusz wypisany jego pięknym pismem i dotyczący wszystkiego, poczynając od charakterystyki wiązki aż do spraw lokalowych.

Po złożeniu formalnego wniosku mogliśmy przeprowadzić próbne doświadczenie w styczniu 1976 r. Laboratorium promieniowania synchrotronowego było umieszczone w małym „bunkrze” w sąsiedztwie synchrotronu DESY. Lokal był zastawiony aparaturą. Aby uzyskać wiązkę, trzeba było telefonować do sterowni akceleratora i powie-

dzieć: „Strahlung an Bunker eins, bitte”. Z początku nawet nie wolno nam było samym telefonować, zawsze był obecny technik DESY. Obsługa sterowni musiała być nieźle nami zirytowana, gdyż w trakcie testowego doświadczenia bardzo często prosiliśmy o zamykanie lub otwieranie przesłony wiązki.

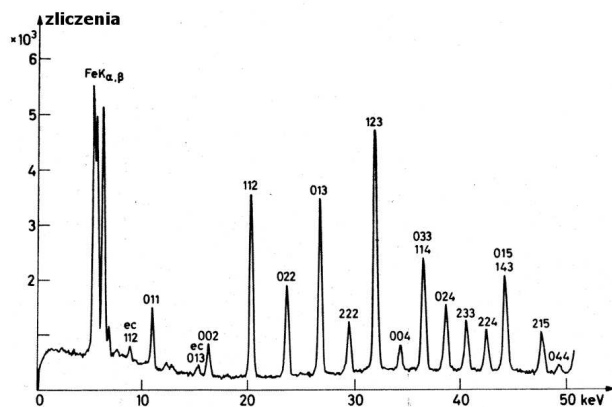
Wielu ludzi mówiło nam, że nasz eksperyment jest z góry skazany na niepowodzenie. Twierdzili, że wysoki poziom promieniowania rozproszonego całkowicie wysyci nasz detektor i nie będzie można zarejestrować żadnego rozsądnego widma. Zgromadziliśmy więc mnóstwo płyt ołowianych, by osłonić detektor i dyfraktometr przed tym domniemanym promieniowaniem tła. Z cegieł ołowianych zaczęliśmy budować ciężką ścianę. W jednej z cegieł wywierciliśmy otworek kolimacyjny. Próbkę proszkową zamkniętą w kapilarze była umieszczona na głowicy goniometru. Padająca wiązka rentgenowska była lokalizowana przez wypalenie ciemnej plamy na płycie szklanej (później używaliśmy tzw. zielonego papieru). Szkic aparatury przedstawiony jest na rys. 2.



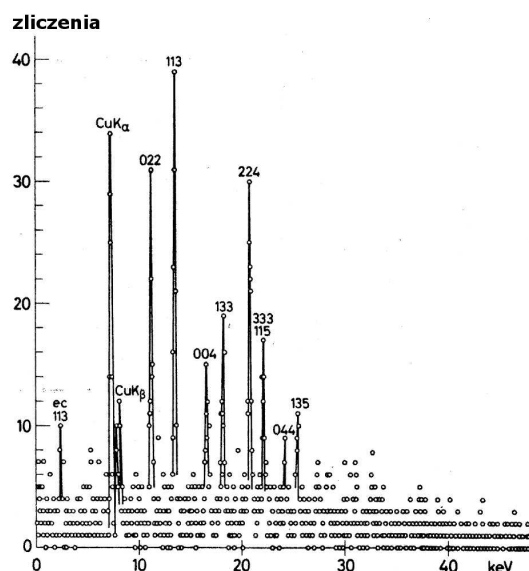
Rys. 2. Układ aparatury doświadczenia testowego przy synchrotronie DESY: $2\theta_0$ – ustalony kąt rozproszenia, S_1 , S_2 – szczeliny, A – ognisko promieniowania, D – detektor półprzewodnikowy, MCA – analizator wielokanałowy.

Byliśmy raczej zdziwieni, gdy już po paru próbach ustawiania goniometru otrzymaliśmy zupełnie przyzwoite widma dyfrakcyjne. Pod koniec naszego czasu pracy z wiązką beczelnie usunęliśmy część osłony ołowianej – i widma okazały się nawet jeszcze lepsze! Przykład widać na rys. 3. Jak się okazało, sami stwarzaliśmy nieco promieniowania rozproszonego przez nadmierne osłanianie ołowiem. Jednosekundowe naświetlenie sproszkowanego krzemu dowiodło czułości metody (rys. 4). Mimo kiepskiej statystyki zliczeń maksima dyfrakcyjne są tam wyraźnie widoczne. Stało się to dla nas wskazówką, że możliwe będzie śledzenie szybkich przejść fazowych w próbce.

Po tym udanym eksperymencie wracaliśmy uszczęśliwieni do domu. Notatkę o wstępnych wynikach szybko przygotowaliśmy do *Nuclear Instruments and Methods*, opublikowaliśmy ją także jako preprint DESY [14]. Przygotowując tę notatkę dowiedzieliśmy się o publikacji J. Bordasa i współpracowników [15], którzy prawie jednocześnie z nami do badania niskokątowego rozpraszania zastosowali metodę dyspersji energii przy synchrotronie NINA w Daresbury w Wielkiej Brytanii.



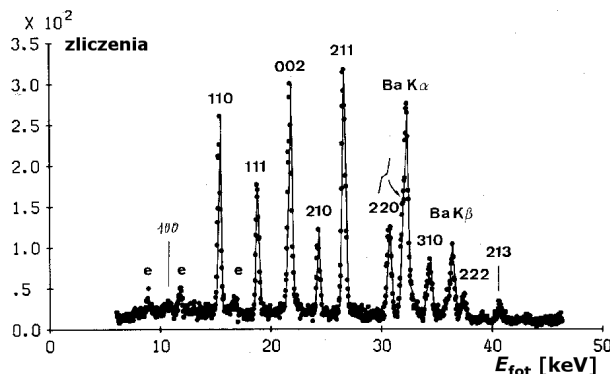
Rys. 3. Widmo dyfrakcyjne proszku żelaza. Czas zliczania 500 s, kąt Bragga $\theta = 16,25^\circ$, ec – maksimum ucieczki, szczeliny $100 \mu\text{m}/200 \mu\text{m}$, detektor Ge.



Rys. 4. Widmo dyfrakcyjne proszku żelaza. Czas zliczania 1 s, szczeliny $100 \mu\text{m}/200 \mu\text{m}$, detektor Ge; $2\theta = 32,5^\circ$.

W dwóch następnych, bardziej szczegółowych publikacjach [16,17], opierając się na naszych dalszych badaniach omówiliśmy specjalne właściwości metody dyspersji energii przy zastosowaniu widma ciągłego promieniowania synchrotronowego. Teraz zaczęliśmy szukać jakiegoś ciekawego zagadnienia fizycznego, które by można rozwiązać naszą metodą. Już w naszej wstępnej publikacji [14] wskazaliśmy, że stała geometria metody dyspersji energii czyni ją właściwą do badań strukturalnych w warunkach ekstremalnych, jak np. wysokie ciśnienie czy wysoka bądź niska temperatura. Zbudowaliśmy więc piec na $50\text{--}850 \pm 0,25^\circ\text{C}$, a G. Will i E. Hinze z Uniwersytetu w Bonn zapoznali nas ze stosowaną w badaniach pod wysokim ciśnieniem techniką komory diamentowej [18]. Później mieliśmy już własne komory ciśnieniowe z kowadłami diamentowymi typu Syassena-Holzapfela, zbudowane w warsztatach Instytutu Oerstedta.

Znacznie lepsze warunki doświadczalne uzyskaliśmy przy pierścieniu akumulacyjnym elektronów DORIS, gdzie dostępnych było kilka wiązek. Wspólnie z Mikiem Glazerem i M. Hidaką z Clarendon Laboratory w Oxfordzie wykazaliśmy, że w widmach dyfrakcyjnych uzyskanych metodą dyspersji energii przy pierścieniu akumulacyjnym można przeprowadzić strukturalne dopasowanie typu Rietvela [19]. Na rysunku 5 pokazane jest widmo, znacznie lepsze niż na rys. 4, uzyskane przy naświetleniu jednosekundowym.

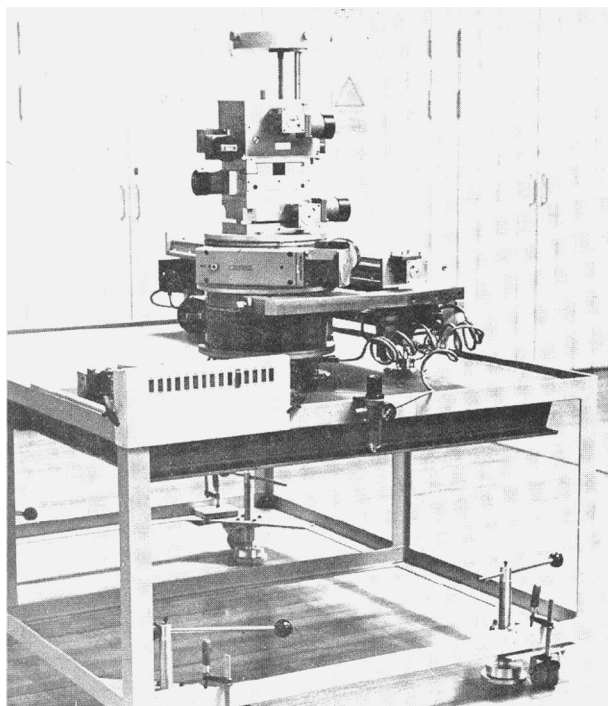


Rys. 5. Widmo dyfrakcyjne BaTiO $_3$ uzyskane przy pierścieniu akumulacyjnym DORIS. Czas zliczania 1 s, $\theta = 8,2^\circ$.

Fizycy wysokich energii używali DORIS, podobnie jak innych akceleratorów w DESY, w badaniach cząstek elementarnych. Z ich punktu widzenia promieniowanie synchrotronowe było czymś niepotrzebnym, a my byliśmy „pasożytami”. Jednak zapotrzebowanie na promieniowanie synchrotronowe stale rosło i zdecydowano zbudować w DORIS nowe laboratorium. Co więcej, część pracy akceleratora postanowiono poświęcić wyłącznie tym badaniom (później ten akcelerator działał jako specjalne źródło promieniowania synchrotronowego). Nowe laboratorium, nazwane HASYLAB (Hamburg Synchrotron Radiation Laboratory) miało w roku 1981 już 15 linii wyprowadzających wiązkę, później powiększono ich liczbę do 30.

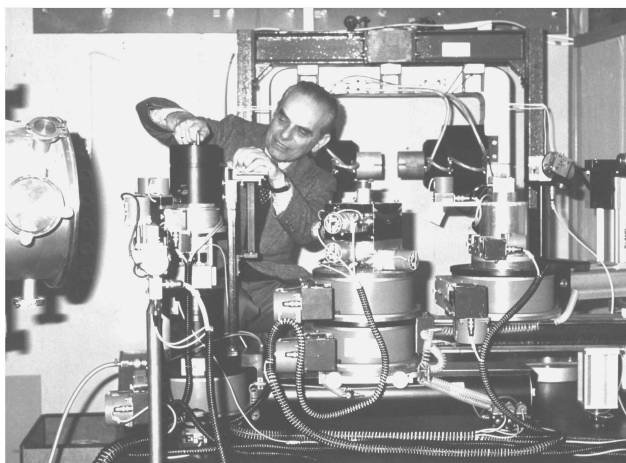
Nasza grupa uczestniczyła w budowaniu dla laboratorium HASYLAB spektrometru do badań metodą dyspersji energii (rys. 6). Zasadniczymi częściami przyrządu były wytrzymały goniometr Hubera i solidny stół o gładkim blacie, po którym mogły się przesuwac na poduszkach powietrznych dyfraktometr i ramię detektora [20]. Aparatura została zbudowana w warsztatach Instytutu Oerstedta i przewieziona na ciężarówce do Hamburga. HASYLAB dostarczyło elektronikę oraz detektor z germanu wysokiej czystości. Po kilku próbach spektrometr został zainstalowany przy wiązce F3 HASYLAB-u. Stał się „wołem roboczym” na ponad 25 lat. Rzeczywiście, mechaniczne części aparatury są nadal w użyciu, elektronika zaś i komputery były wielokrotnie unowocześniane.

Trzeba tu wspomnieć, że naukowcy z Narodowego Laboratorium Risoe również byli mocno włączeni w prace w HASYLAB-ie. Zbudowali spektrometr trój-



Rys. 6. Spektrometr do badań metodą dyspersji energii (fot. F. Ferrall)

osiowy (rys. 7), który zainstalowano przy linii D4 [21,22]. Później pracownicy Risoe zainstalowali przy liniach z wiglerami wiele precyzyjnych przyrządów.

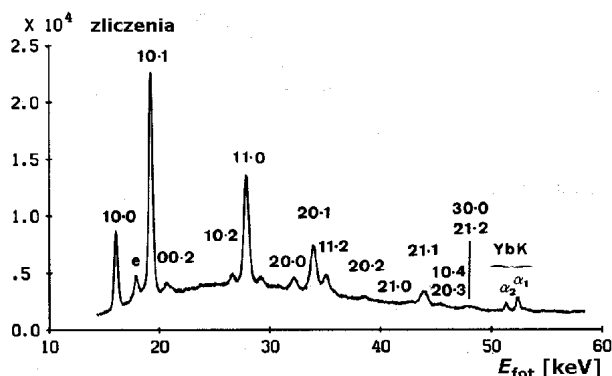


Rys. 7. Buras przy pracy ze spektrometrem trójosiowym w HASYLAB (fot. B. Lebech)

Przedmiotem naszych pierwszych poważnych badań strukturalnych pod wysokim ciśnieniem był związek YbH_2 . W warunkach normalnych krystalizuje on w strukturze rombowej, w grupie przestrzennej Pnma . Przez porównanie z innymi dwuwodorkami ziem rzadkich oczekiwaliśmy, że YbH_2 zmieni strukturę na typ fluorytu o sieci regularnej ściennie centrowanej (fcc), gdy stan walencyjny atomu Yb przejdzie od $4f^m(5d6s)^2$ do $4f^{m-1}(5d6s)^3$.

Buras ze współpracownikami [23] zbudowali w Risoe komorę do badań dyfrakcyjnych pod wysokim ciśnieniem. Jednak aż do 4 GPa nie zaobserwowano przemiany fazowej. Użyliśmy promieniowania z lampy rentgenowskiej oraz kowadła diamentowego, ale nadal nie osiągnęliśmy przemiany fazowej. Gdy zastosowaliśmy promieniowanie synchrotronowe, mogliśmy osiągnąć 28 GPa i wtedy przekonaaliśmy się, że przy ciśnieniu 14 GPa następuje przejście fazowe [24].

Okazało się, że pod wysokim ciśnieniem struktura YbH_2 nie jest – jak oczekiwaliśmy – fcc, lecz heksagonalna (rys. 8). W tym czasie Bente Lebech ze współpracownikami [25] wyznaczyli w warunkach normalnych, stosując dyfrakcję neutronów, strukturę krystaliczną, włącznie z położeniami atomów wodoru. Opierając się na swoich wynikach sugerowali, że pod wysokim ciśnieniem grupa przestrzenna będzie $\text{P6}_3/\text{mmc}$, przy czym atomy Yb będą w położeniach (2c), a wodoru – (2a) i (2d). Staranna analiza pokazała, że ich sugestie są zgodne z naszymi wynikami badań rentgenowskich [26].



Rys. 8. Widmo dyfrakcyjne heksagonalnego YbH_2 pod ciśnieniem 28 GPa. Czas zliczania 500 s, $\theta = 7,25^\circ$.

Prace związane z YbH_2 stały się wzorcem dalszych, długo prowadzonych badań ciśnieniowych naszej grupy. Zainteresowanie metodą dyspersji energii rosnęło również w innych krajach. Buras jeździł na spotkania robocze i sympozja w USA, gdzie przedstawiał tę metodę i jej zastosowania w badaniach wysokociśnieniowych [27,28]. Ja sam miałem przyjemność reprezentować Burasa na Wiosennym Spotkaniu Amerykańskiego Stowarzyszenia Krystalograficznego w 1979 r. w Bostonie [29]. To była moja pierwsza wizyta w Stanach Zjednoczonych i Buras instruował mnie starannie na temat tamtejszych zwyczajów.

Przez dwie dekady metoda dyspersji energii była w połączeniu z komorą z kowadłami diamentowymi i promieniowaniem synchrotronowym powszechnie uznaną metodą strukturalnych badań wysokociśnieniowych. Dopiero od niedawna metodę tę stopniowo zastępuje wysokorozdzielcza metoda dyspersji kątowej. Nadal jednak pozostaje doskonałą techniką, gdy chce się szybko uzyskać ogólną informację o zachowaniu danego materiału pod wysokim ciśnieniem.

Europejskie Urządzenie Promieniowania Synchrotronowego (ESRF)

W tym punkcie historii straciłem nieomal codzienny kontakt z Burasem, który stanął przed nowymi i większymi wyzwaniami na poziomie europejskim. Opublikowaliśmy jeszcze w artykule przeglądowym podsumowanie wyników wspólnych badań [30] oraz artykuł do *International Tables for Crystallography* [31].

Akceleratory stosowane w badaniach fizyki cząstek przestały już spełniać rosnące wymagania użytkowników promieniowania synchrotronowego. W Europie i w innych krajach planowano optymalne źródła trzeciej generacji promieniowania synchrotronowego. Jeśli chodzi o źródło europejskie, to od początku uznano, że ze względu na koszt i złożoność aparatury emitującej promieniowanie w twardym obszarze rentgenowskim konieczne jest podjęcie współpracy międzynarodowej. W 1975 r. Europejska Fundacja Naukowa (European Science Foundation – ESF) utworzyła pod kierunkiem H. Maier-Leibniza grupę roboczą dla zbadania możliwości budowy źródła promieniowania synchrotronowego, które objęłoby cały obszar rentgenowski aż do fal długości rzędu $0,1 \text{ \AA}$. W 1977 r. ESF ogłosiła raport „Synchrotron Radiation. A Perspective for Europe”, tzw. Czarną Księgę.

Przewodniczącym Komitetu Doraźnego, który powstał w latach 1978–89, został Y. Farge. Utworzono dwie podgrupy – jedną kierowaną przez D.J. Thompsona, która miała projektować maszynę i drugą pod przewodnictwem Burasa do spraw oprzyrządowania. Wynikiem tych prac było opublikowanie czterotomowego dokumentu „European Synchrotron Facility. The Feasibility Study” – tzw. Niebieskiej Księgi. Uaktualniony dokument „A Case for an European Synchrotron Radiation Facility”, tzw. Żółta Księga powstała w latach 1980–82 pod redakcją Jensa Als-Nielsena i uwzględniała nowe techniki, w szczególności urządzenia magnetyczne – wigglery i undulatory.

W latach 1983–84 powstała pod kierunkiem Bronisława Burasa i Sergio Tazzariego grupa o nazwie European Synchrotron Radiation Project (ESRP) z siedzibą w CERN-ie. Wyniki jej prac zamieszczone zostały w „European Synchrotron Radiation Facility – Report of the ESRP” (Zielona Księga). Były tam przedstawione cele projektu, źródło, wyposażenie, skala czasowa, koszty i wymagania konstrukcyjne.

Lokalizacja ESRF nadal nie była ustalona i Narodowe Laboratorium Risoe złożyło poważną ofertę, że zostanie gospodarzem urządzenia [32]. W końcu jednak Francja i Republika Federalna Niemiec zaproponowały umieszczenie ESRF we Francji i przekonały inne kraje do zaakceptowania tego miejsca. W grudniu 1985 r. zwołano prowizoryczną Radę ESRF, aby powołała zespół do budowy urządzenia w Grenoble. Kierownikiem został Ruprecht Haensel, pionier promieniowania synchrotronowego w DESY. Elektrony zostały wstrzelone do pierścienia akumulacyjnego po raz pierwszy 17 lutego 1992 r., a na jesieni 1992 r. zainstalowano pierwsze wyprowadzenia wiązek. Tak urze-

czywiściło się europejskie marzenie o źródle promieniowania synchrotronowego trzeciej generacji.

Nieco wspomnień osobistych

Buras był niepokornym optymistą, także w trudnych czasach, jak wskazuje historia jego życia (patrz np. wspomnienie Ludwika Dobrzyńskiego, *PF* 46, 303 (1995) – red.). W początkach naszej współpracy środki doświadczalne, jakimi rozporządzaliśmy, były znikome. Udało się nam zdobyć pieniądze na detektor Si(Li), ale już wielokanałowy analizator impulsów musieliśmy pożyczać od innej grupy, a generator rentgenowski był staroświeckim przyrządem uzyskanym od Niemców po II wojnie światowej. Awary zdarzały się oczywiście często. Przy jednej takiej okazji zdjęliśmy panel frontowy, by zajrzeć do zakurzonego wnętrza. Przechodzący właśnie młody doktor zawołał: „patrzcie, to ma być nowiutki przyrząd!”. Warunki doświadczeń poprawiły się jednak, gdy zaczęliśmy publikować nasze prace o nowej metodzie.

Buras, choć rozumiał rozmowy prowadzone po duńsku, sam rzadko używał tego języka. Ze studentami i kolegami porozumiewał się po angielsku. Na ten temat wypowiedział się Alan Macintosh, ówczesny dyrektor Risoe. Było to z okazji obiadu wydanego na siedemdziesiąte urodziny Burasa. Powiedział wówczas: w Danii Buras zdobył nowy język ojczysty – łamaną angielszczyznę!

Buras był lubianym nauczycielem i doradcą studentów i kolegów, podsuwał im pomysły. Nawet po osiedleniu się w Danii nadal dbał o dawnych studentów z Polski. Najswobodniej czuł się w Risoe. Bardzo lubił pokazywać w hali eksperymentów studentom i zwiedzającym gościom każdy dostępny spektrometr neutronów. Zawsze imponował łatwością poruszania się po sieci odwrotnej, jakby spacerował po swoim mieszkaniu.

Był płodnym pisarzem oraz wędrującym ambasadorem nauki. Stałe był w ruchu, w drodze na konferencje czy inne spotkania. Szczególne znaczenie przypisywał metodzie czasu przelotu i jej rentgenowskiej odmianie – metodzie dyspersji energii. Te zainteresowania spowodowały, że czuł się odpowiedzialny za rozwój użycia promieniowania synchrotronowego jako źródła w badaniach materiałowych,

Kończąc – jestem głęboko wdzięczny za to, że Buras był moim mentorem i kolegą. Przez lata naszej współpracy skorzystałem mnóstwo z jego inspirującego kierownictwa i entuzjazmu dla pracy naukowej, a także wielkiego poczucia humoru.

Pragnę podziękować Wojciechowi Paszkowiczowi za zasugerowanie mi opublikowania tego artykułu w biuletynie Polskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego. Dziękuję za pomocne rozmowy, które prowadzili ze mną Andrzej Buras, Bente Lebech, Asger Lindegaard-Andersen i Jens Als-Nielsen. Wreszcie dziękuję Janusowi Staunowi Olsenowi za miłą współpracę trwającą ponad 30 lat.

Tłumaczyła Barbara Wojtowicz
Warszawa

Literatura

- [1] B. Buras, J. Leciejewicz, „A time-of-flight method for neutron diffraction crystal structure investigations”, *Nukleonika* **8**, 75 (1963).
- [2] B. Buras, J. Leciejewicz, „A new method for neutron diffraction crystal structure investigations”, *phys. stat. sol.* **4**, 349 (1964).
- [3] B. Buras, J. Leciejewicz, V. Nitc, I. Sosnowska, J. Sosnowski, F. Shapiro, *Nukleonika* **9**, 523 (1964).
- [4] B. Buras, K. Mikke, B. Lebech, J. Leciejewicz, „Time-of-flight method for investigations of single-crystal structures”, *phys. stat. sol.* **11**, 567 (1965).
- [5] B. Buras, J. Chwaszczewska, S. Szarras, Z. Szmid, Report 894/II/PS, Institute of Nuclear Research (Warsaw 1968).
- [6] B.C. Giessen, G.E. Gordon, „X-ray diffraction: A new high-speed technique based on X-ray spectrography”, *Science* **159**, 973 (1968).
- [7] B. Buras, J. Staun Olsen, L. Gerward, B. Selsmark, A. Lindegaard-Andersen, *Energy dispersive spectroscopic methods applied to X-ray diffraction in crystals*, Monograph 73-12, Phys. Lab. II, H.C. Oersted Institute, University of Copenhagen (Copenhagen 1973).
- [8] B. Buras, J. Staun Olsen, A. Lindegaard-Andersen, L. Gerward, B. Selsmark, „Evidence of escape peaks caused by a Si(Li) detector in energy-dispersive diffraction spectra”, *J. Appl. Crystallogr.* **7**, 296 (1974).
- [9] B. Buras, L. Gerward, „Relations between integrated intensities in crystal diffraction methods for X-rays and neutrons”, *Acta Crystallogr. A* **31**, 372 (1975).
- [10] J. Staun Olsen, B. Buras, T. Jensen, O. Alstrup, L. Gerward, B. Selsmark, „Influence of polarization of the incident beam on integrated intensities in X-ray energy-dispersive diffractometry”, *Acta Crystallogr. A* **34**, 84 (1978).
- [11] B. Buras, N. Niimura, J. Staun Olsen, „Optimum resolution in X-ray energy-dispersive diffractometry”, *J. Appl. Crystallogr.* **11**, 137 (1978).
- [12] B. Buras, J. Staun Olsen, L. Gerward, B. Selsmark, A. Lindegaard-Andersen, „Energy dispersive spectroscopic methods applied to X-ray diffraction in single crystals”, *Acta Crystallogr. A* **31**, 327 (1975).
- [13] T. Tuomi, K. Naukkarinen, P. Rabe, „Use of synchrotron radiation in X-ray diffraction topography”, *phys. stat. sol. (a)* **25**, 93 (1974).
- [14] B. Buras, J. Staun Olsen, L. Gerward, „X-ray energy-dispersive powder diffraction using synchrotron radiation”, *Nucl. Instrum. Meth.* **135**, 193 (1976); DESY SR-76/10, April 1976.
- [15] J. Bordas, A.M. Glazer, I.H. Munro, „Small-angle scattering experiments on biological materials using synchrotron radiation”, *Nature* **262**, 541 (1976).
- [16] B. Buras, J. Staun Olsen, L. Gerward, „White-beam X-ray energy-dispersive diffractometry using synchrotron radiation”, *Nucl. Instrum. Meth.* **152**, 293 (1978).
- [17] B. Buras, J. Staun Olsen, L. Gerward, „On the use of wide-angle energy-sensitive detectors in white-beam X-ray single-crystal diffraction”, *Nucl. Instrum. Meth.* **178**, 131 (1980).
- [18] B. Buras, J. Staun Olsen, L. Gerward, G. Will, E. Hinze, „X-ray energy-dispersive diffractometry using synchrotron radiation”, *J. Appl. Crystallogr.* **10**, 431 (1977).
- [19] B. Buras, L. Gerward, A.M. Glazer, M. Hidaka, J. Staun Olsen, „Quantitative structural studies by means of the energy-dispersive method with X-rays from a storage ring”, *J. Appl. Crystallogr.* **12**, 531 (1979).
- [20] J. Staun Olsen, B. Buras, L. Gerward, S. Steenstrup, „A spectrometer for X-ray energy-dispersive diffraction using synchrotron radiation”, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **14**, 1154 (1981).
- [21] J. Als-Nielsen, *Synchrotron X-ray diffraction using triple-axis spectrometry*, Risoe-M-2268, (Risoe National Laboratory, Roskilde 1980).
- [22] J. Als-Nielsen, *An example of progress and future perspectives in X-ray synchrotron diffraction studies*, Risoe-M-2375 (Risoe National Laboratory, Roskilde 1983).
- [23] B. Buras, W. Kofoed, B. Lebech, G. Bäckström, *A high-pressure cell for neutron crystal spectrometry*, Risoe-R-357 (Risoe National Laboratory, Roskilde 1977).
- [24] J. Staun Olsen, B. Buras, L. Gerward, B. Johansson, B. Lebech, H.L. Skriver, S. Steenstrup, „High pressure diffraction studies of YbH₂ up to 28 GPa”, w: *Physics of Solids under High Pressure*, red. J.S. Schilling, R.N. Shelton, Proc. International Symposium on Physics of Solids under High Pressure, Bad Honnef (North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1981), s. 305.
- [25] B. Lebech, N.H. Andersen, S. Steenstrup, A.S. Pedersen, „Neutron diffraction studies of ytterbium dihydride: the crystal structure at 300 K”, *Acta Crystallogr. C* **39**, 1475 (1983).
- [26] J. Staun Olsen, B. Buras, L. Gerward, B. Johansson, B. Lebech, H.L. Skriver, S. Steenstrup, „A new high-pressure phase and the equation of state of YbH₂”, *Phys. Scripta* **29**, 503 (1984).
- [27] B. Buras, „Some experiments with and future requirements for semiconductor detectors used for synchrotron radiation X-ray energy-dispersive diffractometry”, Workshop on X-ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research, Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) (Stanford 1978).
- [28] B. Buras, „Synchrotron radiation and energy-dispersive diffraction”, Symposium on Accuracy in Powder Diffraction, NBS Special Publication 567, Proceedings of a Symposium, Gaithersburg, 11–15 June 1979, red. S. Block, C.R. Hubbard (National Bureau of Standards, Washington DC 1980), s. 33.
- [29] L. Gerward, B. Buras, *Special features of synchrotron radiation as applied to X-ray energy-dispersive diffraction. A review* (American Crystallographic Association (ACA), Boston 1979).
- [30] B. Buras, L. Gerward, „Application of X-ray energy-dispersive diffraction for characterization of materials under high pressure”, *Prog. Cryst. Growth Charact.* **18**, 93 (1989).
- [31] B. Buras, L. Gerward, „X-ray energy-dispersive diffraction”, w: *International Tables for Crystallography*, t. C, red. C. Wilson (Kluwer, Dordrecht 1992), s. 84.
- [32] J. Als-Nielsen, B. Buras, *ESRF at Risoe – Denmark*, Study prepared for the Danish Science Research Council (Risoe National Laboratory, Roskilde 1981).

■ Jadwiga Tritt-Goc

Urodziła się w Poznaniu w 1953 r. Studia na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii UAM, na kierunku fizyka, ukończyła z wyróżnieniem w roku 1977. Swoją działalność naukową związała z Instytutem Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu. Rozprawę doktorską (promotor prof. Narcyz Piślewski) obroniła w 1985 r. Habilitowała się w roku 1996 na podstawie rozprawy „Dynamika molekuł wody w wybranych solach kwasu nitropruskiego i ich rola w stabilizacji nowego stanu molekularnego”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymała 23 lipca 2008 r.



Jest specjalistką z dziedziny rezonansów magnetycznych, które wykorzystuje głównie do badania struktury i dynamiki molekularnej w kryształach molekularnych, ferroelektrykach, polimerach i żelach. Wprowadziła do IFM PAN nowoczesną metodykę tomografii magnetyczno-rezonansowej (MRI), którą wykorzystuje do prowadzenia prac multidyscyplinarnych cieszących się zainteresowaniem środowiska naukowego fizyków, biologów, farmaceutów i lekarzy. Napisała przeznaczoną dla doktorantów, magistrantów oraz studentów fizyki monografię *Wprowadzenie do tomografii magnetyczno-rezonansowej* (2003). Jest autorką ok. 90 prac naukowych, 122 komunikatów i wielu referatów na konferencjach naukowych.

Odbyła liczne staże naukowe, w tym najdłuższy, prawie 3-letni, na Wydziale Fizjologii i Biofizyki Uniwersytetu Illinois w Chicago. Współpracuje z ośrodkami krajowymi i zagranicznymi, czego efektem są zagraniczne staże naukowe jej doktorantów (Anglia, Niemcy, Słowenia). Wypromowała 3 doktorów, a 4 przewód doktorski jest w toku. Była kierownikiem kilku projektów badawczych.

Od 2006 r. jest kierownikiem Zakładu Środowiskowego Laboratorium Badań Radiospektroskopowych w IFM PAN, a od listopada 2008 r. jest zatrudniona w IFM PAN na etacie profesora. Najbliższą przyszłość wiąże z badaniami nowych przewodników protonowych opartych na heterocyklicznych molekułach imidazolu, pyrazolu i benzomidazolu, które prowadzi ze swoimi młodymi współpracownikami.

Ma męża Romana, profesora fizyki na UAM, oraz syna Michała, który jest dla niej nieustającym powodem do dumy. Jej pasją to praca i rodzina, dobra książka oraz podróżowanie. Ostatnio zakochana jest w Chorwacji.

■ Arkadiusz Wójs

Urodził się w 1971 r. we Wrocławiu. Studia fizyczne na Politechnice Wrocławskiej ukończył w 1995 r., a w roku 1997 obronił rozprawę doktorską na PWr (promotor prof. Lucjan Jacak). Prace magisterska i doktorska dotyczyły kropek kwantowych, a praca habilitacyjna z 2002 r. – cieczy elektronowej Laughlina. Tytuł naukowy otrzymał 13 stycznia 2009 r.

Przez cały czas związany z Politechniką Wrocławską, kolejno jako student, doktorant, adiunkt, a obecnie profesor nadzwyczajny. Staże naukowe odbył w Kanadzie (National Research Council, 1995–96), USA (University of Tennessee, 1997–2000) i Anglii (University of Cambridge, 2008–10).

Jego zainteresowania naukowe to: nieperturbacyjne efekty wielociałowe w teorii fazy skondensowanej, zjawiska kolektywne w układach niskowymiarowych (kropki kwantowe, dwuwymiarowy gaz elektronowy) oddziałujące układy elektronowe w silnym polu magnetycznym (kwantowy efekt Halla, cieczy kwantowe, złożone fermiony, ułamkowe statystyki kwantowe), własności optyczne i magneto-optyczne (fotoluminescencja, kompleksy ekscytonowe), dynamika spinowa (magnetyzm hallowski, skyrmiony i fale spinowe, spinowe przejścia fazowe, spintronika). Plany na najbliższą przyszłość obejmują badania niskowymiarowych struktur węglowych (ultracienki grafit i grafen).



Autor 4 książek, ponad 100 artykułów naukowych i ponad 25 wykładów na zaproszenie na konferencjach i szkołach naukowych, ma ponad 1400 cytowań (h-index 20). Promotor 3 zakończonych przewodów doktorskich, kierownik 4 projektów badawczych MNiSW i 2 zadań w projekcie zamawianym MNiSW. Laureat wielu nagród (m.in. Prezesa Rady Ministrów, Ministra Edukacji Narodowej i Rektora Politechniki Wrocławskiej). W 2008 r. uhonorowany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne Nagrodą Naukową im. Wojciecha Rubinowicza. Stypendysta Fundacji na rzecz Nauki Polskiej.

Żona Gabriela, dwuletnia córeczka Natalia. Zainteresowania: filozofia, psychologia, ekonomia, historia... Hobby: bilard, tenis.

Trzecia Międzynarodowa Konferencja „Women in Physics”

W dniach 8–10 października 2008 r. w Seulu odbyła się pod egidą IUPAP trzecia wielka konferencja kobiet, które prowadzą badania naukowe w dziedzinie fizyki. Pierwsza konferencja „IUPAP International Conference on Women in Physics” odbyła się w marcu 2002 r. w Paryżu, druga w maju 2005 r. w Rio De Janeiro. Z ramienia Polskiego Towarzystwa Fizycznego w konferencji uczestniczyły Elżbieta Czerwosz i autorka tej notatki. Wszystkie dane o konferencji wraz z galerią zdjęć można znaleźć pod adresem <http://icwip2008.org>.

Do Seulu przyjechało 283 uczestników z 57 krajów. Kobiet było ponad 80%, bo jak świat długi i szeroki kobiety uprawiają fizykę. Niestety, w skali światowej kobiet jest wśród fizyków mniej niż 15%. Jeden z przybyłych do Seulu fizyków powiedział, że jeszcze nigdy nie uczestniczył w konferencji z tak przeważającym udziałem kobiet. Dodał, że wiele się nauczył i po powrocie do kraju dołoży starań, by zachęcać kobiety do studiowania fizyki i poświęcania się pracy naukowej.

Widok par o różnych kolorach skóry, ubranych w stroje typowe dla miejsca ich pochodzenia, będących magistrami, doktorami czy profesorami fizyki w Południowej Ameryce, Azji lub Afryce, zrobił na mnie wrażenie. Uświadomiłam sobie, że nieważne skąd pochodzimy, liczy się tylko dział fizyki, w którym pracujemy i który nas do siebie zbliża.

Jednym z tematów konferencji, wręcz przedmiotem agitacji pani Beverly Hartline z USA, było organizowanie stypendiów w silnych ośrodkach naukowych dla stażystek z krajów słabiej rozwiniętych. To po części już ma miejsce, chodziło więc o stworzenie nowych możliwości. Celem jest nie tylko rozwój naukowy, ale też wyrwanie kobiet ze środowisk, w których nie mają równych szans w pracy ze swoimi kolegami. W rezultacie na konferencji w Seulu ani kolor skóry, ani strój noszony przez uczestniczkę nie świadczył o tym, z jakiego kraju przyjechała. Spotkałyśmy Polki reprezentujące Austrię i Niemcy.

Konferencja odbywała się w eleganckiej oprawie hotelu Sofitel Ambassador w centrum Seulu. W dwóch ogromnych salach balowych, które zamieniono na aule, codziennie rano były wykłady plenarne. I tak Young-Kee Kim z University of Chicago i Fermilabu (USA) mówiła o „Extreme physics, where small and big things meet”, Michelle Leduc z Ecole Normale Supérieure (Francja) o „Laser cooling, trapping and Bose–Einstein condensation of atoms and molecules”, a Monika Ritsch Marte z Medical University w Innsbrucku (Austria) na temat „Light microscopy's new jobs”. Ponadto plenarne wykłady wygłosiły panie Maki Kawai z University of Tokyo (Japonia), Pratibha Jolly z Delhi University (Indie) i Thaisa Storchi Bergmann z Instituto de Fisica – UFRGS (Brazylia).

Były też dwie sesje plakatowe. Na pierwszej przedstawiano zarówno wyniki pracy naukowej, jak i dane statystyczne dotyczące sytuacji kobiet w różnych krajach, na

drugiej tylko wyniki badań naukowych. Zestawienie wykładów plenarnych, w których przedstawiano najnowsze nurty w fizyce i możliwości prowadzenia badań w silnych ośrodkach naukowych z sesjami plakatowymi, gdzie autorkami i współautorkami plakatów często były młode osoby z krajów słabiej rozwiniętych, niosło jasne przesłanie: poznaście się i zabiegajcie o współpracę.

Podczas lunchu zachęcano nas do siadania przy stołach, przy których grupowali się uczestnicy konferencji mający wspólne zainteresowania naukowe. Powstały nieformalne grupy w działach nanonauki, optyki, półprzewodników, cząstek elementarnych i fizyki jądrowej.

Po lunchu odbywały się sesje równoległe, podczas których dyskutowano m.in. o sposobach przyciągania uczennic do studiowania fizyki, o rozwoju naukowym kobiet i o aktualnej sytuacji kobiet naukowców w różnych krajach. Ten ostatni temat był bogato ilustrowany danymi statystycznymi. Podnoszono kwestię udziału kobiet posiadających tytuły naukowe w różnych gremiach kierowniczych. W dyskusji aktywnie uczestniczyli panowie. Jeden z nich uważał, że wiele kobiet nie ma takich aspiracji, inny twierdził, że wiele nie ma też odpowiednich zdolności. Każda tego typu wypowiedź doczekała się wyważonej i trafnej repliki.

Na zakończenie relacji z przebiegu konferencji chciałabym dodać kilka informacji o jej organizacji i o Seulu. Konferencja była zorganizowana z istic azjatycką precyzją i subtelnością. Przewodniczącą komitetu organizacyjnego była prof. Youngah Park, która ostatnio została wybrana do koreańskiego parlamentu (Korean National Assembly). Konferencję otworzył i przywitał uczestników prezes Koreańskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Zheong G. Khim, który następnego dnia wieczorem czynnie uczestniczył w obsłudze gości podczas bankietu. Z racji swojego młodego wieku i aparycji przez niektórych był mylony z kelnerem, co wniosło element wesołości do tego miłego wieczoru. Podczas bankietu zaprezentowano nam wiązanek narodowych tańców i pieśni koreańskich w wykonaniu znakomitych artystów.

Do Seulu przyjechałyśmy trzy dni przed rozpoczęciem konferencji i wyjechałyśmy dwa dni po jej zakończeniu. Tę niepowtarzalną wyprawę postanowiłyśmy wykorzystać w celach turystycznych. Skorzystałyśmy z zaproszenia i gościnności (A.K.) Ewy i Piotra Skalińskich (synowej i syna prof. Tadeusza Skalińskiego), którzy pracują w Seoul Foreign School. Na ich prośbę spotkałam się z grupą uczennic szkoły zainteresowanych studiowaniem nauk ścisłych, którym opowiedziałam o dobrych i złych stronach pracy kobiety naukowca. Ewa nauczyła nas poruszania się po tym wielkim mieście, w którym znajomość angielskiego jest równie przydatna, jak znajomość polskiego. Pokazała nam najciekawsze miejsca w Seulu i doradzała w sprawie korzystania z narodowej kuchni koreańskiej. Seul robi wrażenie miasta bardzo bezpiecznego. Nie ma obawy, że nas oszuka taksówkarz czy źle potraktuje sprzedawca. Niestraszna jest nawet bariera językowa, wszędzie można się porozumieć na migi, a menu w restauracjach jest przed-



Po wykładzie w Seoul Foreign School

stawione na obrazkach. W pięknym, nowoczesnym metrze dla ułatwienia linie mają różne kolory, a stacje numery. Ani przez chwilę nie czułyśmy się zagubione, mimo że dojazd do hotelu Sofitel w moim wypadku wymagał jazdy autobusem i dwiema liniami metra. W drodze powrotnej zamiast autobusu korzystałam z taksówek, które są tam nadzwyczaj tanie.

Warto dodać, że Korea Południowa zajmuje powierzchnię trzy razy mniejszą od Polski, a mieszka w niej bez mała 50 milionów Koreańczyków, z czego ponad 10 milionów w samym Seulu. Według danych z 2004 r. wśród nich są buddyści – 26% i chrześcijanie – 26%, reszta nie określa swojej przynależności religijnej. Gdyby to nie było tak daleko, gorąco polecałabym odwiedzenie tego azjatyckiego tygrysa.

Aleksandra Kopystyńska
Warszawa

PTF



Oddział Gdański

19 grudnia 2008 r. odbyło się Walne Zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Gdańskiego PTF. Ustępujący Zarząd przedstawił szczegółowe sprawozdanie ze swojej działalności. Po zapoznaniu się z nim uczestnicy zebrania udzielili jednogłośnie absolutorium dotychczasowemu Zarządowi. Następnie, w tajnym głosowaniu, wyłoniono nowy Zarząd w składzie: przewodniczący – Bolesław Augustyniak, sekretarz – Andrzej Kuczkowski, skarbnik – Grażyna Jarosz (wszyscy z Politechniki Gdańskiej), członkowie – Ryszard Drozdowski i Marek Grinberg (oba z Uniwersytetu Gdańskiego). Dokonano również wyboru Komisji Rewizyjnej w składzie: Małgorzata Kulesza-Grus, Jacek Pączkowski i Patryk Kamiński (wszyscy z UG). Korespondentem Oddziału został autor niniejszego doniesienia (także z UG).

Oddział organizował zebrania Zarządu zgodnie z wymogami statutu oraz prowadził różne formy działalności. Z dotychczasowych osiągnięć Oddziału na szczególną uwagę zasługuje jego działanie na rzecz upowszechniania wiedzy fizycznej. Wspólnie z władzami Wydziałów: Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej PG oraz Matematyki, Fizyki i Informatyki UG, Oddział zorganizował wykłady popularnonaukowe dla młodzieży szkolnej. Oddział Gdański uczestniczy oficjalnie w corocznych Festiwalach Nauki na terenie Politechniki Gdańskiej i Uniwersytetu Gdańskiego. Członkowie Oddziału brali czynny udział w organizacji V i VI Bałtyckiego Festiwalu Nauki, a w szczególności w przygotowaniu wykładów i demonstracji doświadczeń fizycz-

nych adresowanych do szerokiego grona odbiorców. Tradycyjnie już członkowie OG PTF aktywnie uczestniczyli w organizowaniu I i II etapu Olimpiady Fizycznej. W trakcie trwania ostatniej kadencji zostały ustanowione corocznie przyznawane nagrody Oddziału Gdańskiego PTF za popularyzację fizyki. W roku 2007 laureatami zostali: Katarzyna Werel z UG i Bogdan Kusz z PG, a w 2008 r. – studenci Naukowego Koła Studentów Wydziału FTiMS PG wraz z ich opiekunem Ryszardem Barczyńskim oraz Janusz Młodzianowski z UG i studentki Wydziału MFil UG. Laureatom zostały uroczystie wręczone dyplomy i nagrody książkowe oraz prenumeraty *Postępów Fizyki*. Nadto ustanowiono najwyższe odznaczenie OG PTF w formie Medalu im. Profesora Ignacego Adamczewskiego, również za popularyzację fizyki. Z inicjatywy Zarządu OG PTF wspólnie z władzami Wydziału FTiMS PG zorganizowano uroczystą sesję naukową z okazji przejścia na emeryturę wieloletniego członka Oddziału prof. Jana Kalinowskiego, a także imprezę towarzyszącą mającą na celu integrację środowiska fizyków z Trójmiasta.

Nowo wybrany Zarząd, oprócz kontynuowania wieloletniej tradycji popularyzatorskiej, postawił sobie za cel pozyskanie znaczącej liczby aktywnych zawodowo i młodych wiekiem członków PTF, a także rozwijanie nowych form działalności, m.in. przeprowadzenie serii wykładów popularyzujących osiągnięcia nauk technicznych (a w szczególności fizyki) adresowanych do osób dorosłych czy też integrację programów działania na rzecz popularyzacji fizyki pomiędzy kolegami fizykami z PG, UG, Akademii Morskiej i Akademii Medycznej.

Tomasz Jarosław Wąsowicz

Mity kopernikańskie

Z ogromną satysfakcją przeczytałem artykuł Mano Singhama „Mity kopernikańskie” opublikowany w 5. zeszycie 59. tomu *Postępów Fizyki*. Od lat próbuję walczyć w miarę moich skromnych możliwości z powielaniem tych mitów, uprawianym niestety nawet przez najwybitniejszych fizyków świata, jak Stephen Hawking, więc pojawienie się rzetelnej informacji o Koperniku i na łamach *Physics Today*, i *Postępów Fizyki* napawa mnie głęboką satysfakcją (choć trochę dziwne może, że dopiero fizyk ze Sri Lanki musi wskazać anglojęzycznym „ekspertom” z Europy i USA fałszywe w ich wersji historii nauki...).

Chciałbym jednak dodać dwie uwagi dla polskiego czytelnika, które mogą pomóc mu wzbogacić swoją wiedzę na omawiany w artykule temat. Po pierwsze, trochę zaskoczył mnie brak w cytowanej literaturze znakomitej monografii Owena Gingericha *Książka, której nikt nie przeczytał* poświęconej recepcji *De revolutionibus...* w Europie XVI i XVII w. (wydanej w Polsce w 2004 r. przez wydawnictwo Amber i dostępnej zapewne w wielu bibliotekach). Jest to tym dziwniejsze, że Singham dziękuje prof. Gingerichowi „za pouczające dyskusje i wiele pomocnych sugestii”.

Po drugie, w dyskusji przyczyn tego, „że hierarchia katolicka w roku 1616 gwałtownie przeszła od tolerancji kopernikanizmu do jego zwalczania” Singham podaje za Kuhnem różne mądre powody, ale ignoruje najprostszy, sugerowany przez Koestlera w jego sławnej książce *Lunacy* (wydanej w Polsce w 2002 r. przez wydawnictwo Zys i S-ka): arogancję Galileusza. Naprawdę trudno się dziwić kardynałom, że zirykowała ich sugestia, iż są zbyt głupi, aby zrozumieć „dowody” słuszności teorii Kopernika (jak dziś zresztą wiemy, fałszywe) i postanowili zabezpieczyć się przed uczonymi, którzy wzorem Galileusza będą ich pouczać, jaka jest właściwa wykładnia Pisma Świętego!

Artykuł Singhama pozostawia zresztą lekki niedosyt przez swoją zwięzłość: np. chętnie dowiedziałbym się, na czym opiera swoje stwierdzenie, jakoby „kościół protestancki dość szybko odstąpił od sprzeciwiania się systemowi kopernikańskiemu”. Wydawało mi się zawsze, że istniejące do dziś „towarzystwa płaskiej Ziemi” wywodzą się właśnie z radykalnych odłamów protestantyzmu. Ale to już inna historia...

Krzysztof Fiałkowski
Uniwersytet Jagielloński

KRONIKA

Tytuły profesorskie

Prezydent Rzeczypospolitej Polskiej nadał w dniu 13 stycznia 2009 r. tytuł naukowy profesora nauk fizycznych sześciu osobom. Są to: Adam Gadomski (Uniwersytet Technologiczno-Przyrodniczy, Bydgoszcz), Mirosław Andrzej Karpierz (PW), Aleksander Piotr Sęk (UAM), Jerzy Smyrski (UJ), Marek Trippenbach (UW) oraz Arkadiusz Kazimierz Wójs (PWr).

www.prezydent.pl

Medal dla Andrzeja Januszajtisa

Medal im. Prof. Ignacego Adamczewskiego ustanowiony przez Oddział Gdański Polskiego Towarzystwa Fizycznego przyznawany jest za działalność, która w znaczący sposób przyczyniła się do promowania fizyki w ludzkiej świadomości. Kandydatury zgłaszają członkowie Oddziału Gdańskiego PTF, a Medal wręczany jest podczas uroczystości upamiętniającej wygłoszenie przez prof. Ignacego Adamczewskiego pierwszego wykładu w powojennej Politechnice Gdańskiej. W roku 2008 Medal otrzymał doc. dr Andrzej Januszajtis. W ten sposób został uhonorowany całokształt jego działalności związanej z popularyzacją fizyki. Uroczyste wręczenie Medalu odbyło się 15 listopada 2008 r.



Andrzej Januszajtis – pierwszy laureat Medalu im. Ignacego Adamczewskiego

Andrzej Januszajtis (ur. 18 sierpnia 1928 r. w Lidzie) jest jednym z najbardziej znanych popularyzatorów fizyki

na Wybrzeżu. Jest nauczycielem niepowtarzalnym i osobą, którą bez wahania można określić mianem człowieka renesansu. Przez wiele lat prowadził wykłady i pogadanki z fizyki na Politechnice Gdańskiej w ramach wykładów otwartych PTF, także w Polskim Radiu i Telewizji Polskiej. Szczególnie znane są jego wykłady prowadzone w latach 1968–75 w ramach Politechniki Telewizyjnej oraz Telewizyjnych Kursów Przygotowawczych z Fizyki. Jest również autorem niezwykle oryginalnego i obszernego podręcznika akademickiego *Fizyka dla politechnik* oraz współautorem monografii popularnonaukowej *Fizyka molekularna*. Docent Januszajtis pasjonuje się też historią Gdańska i jest jej głębokim znawcą. Od lat aktywnie uczestniczy w ratowaniu i przywracaniu utraconych gdańskich zabytków i dzieł sztuki oraz pielęgnowaniu tradycji. Doprowadził do odbudowy zegara astronomicznego z roku 1470 na kościele Mariackim i powrotu carillonu na wieżę kościoła św. Katarzyny. W latach 1990–94 był przewodniczącym Rady Miasta, a 14 maja 2002 r. otrzymał tytuł Honorowego Obywatela Miasta Gdańska. Dorobek literacki doc. Januszajtisa obejmuje m.in. książki: *Z uśmiechem przez Gdańsk, Koroną herb twój ozdobiono...*, *Wielka księga Gdańska, Gdańskie zegary, dzwony i karyliony, Dzieciństwo i młodość Daniela Gabriela Fahrenheita* oraz *Legends dawnego Gdańska*.

Patron Medalu – Ignacy Adamczewski (ur. 25 stycznia 1907 r. w Warszawie, zm. 23 czerwca 2000 r. w Gdańsku) był znanym w świecie fizykiem i autorytetem z zakresu badań nad jonizacją i przewodnictwem elektrycznym cieczy dielektrycznych. Był twórcą tzw. gdańskiej szkoły cieklących dielektryków, autorem podręczników fizyki klasycznej i współczesnej, a także prac z zakresu fizyki jądrowej, a zwłaszcza detekcji i dozymetrii promieniowania. Profesor Adamczewski zainaugurował powojenną działalność dydaktyczną odrodzonej Politechniki Gdańskiej, wygłaszając 22 października 1945 r. w sali Auditorium Maximum pierwszy wykład tej uczelni.

Tomasz Jarosław Wąsowicz

■ Nagroda Wydziału Fizyki UW im. Profesora Stefana Pieńkowskiego

Nagroda imienia Profesora Stefana Pieńkowskiego została ustanowiona przez Radę Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego 25 października 2004 r. i ma zasięg krajowy. Jest przyznawana corocznie za znaczące osiągnięcia naukowe w dziedzinie fizyki eksperymentalnej, astronomii, chemii i biologii, które przyczyniły się do rozwoju krajowego środowiska naukowego. Jest adresowana do młodych (poniżej 36 roku życia) pracowników naukowych zatrudnionych w jednostkach krajowych.

W roku 2008 Nagrodę przyznano dr inż. Monice Puchalskiej z krakowskiego Instytutu Fizyki Jądrowej PAN, pracującej w Zakładzie Fizyki Radiacyjnej i Dozymetrii, za interdyscyplinarne badania dotyczące wpływu promieniowania kosmicznego na organizm człowieka przebywającego w przestrzeni kosmicznej. Wręczenie Nagrody odbyło się 5 grudnia 2008 r. na Uniwersytecie Warszawskim.

Przedmiotem pracy naukowej dr Moniki Puchalskiej w latach 2006–08 były badania narażenia radiacyjnego astronautów pracujących na Międzynarodowej Stacji Kosmicznej. Celem międzynarodowego eksperymentu MATROSHKA, zorganizowanego przez Europejską Agencję Kosmiczną, było wyznaczenie ryzyka radiologicznego związanego z przebywaniem poza pojazdem kosmicznym w otwartej przestrzeni kosmicznej, gdzie ekspozycja następuje w polu promieniowania mieszanego o dość skomplikowanym składzie i dużym zakresie energii. Najważniejszą częścią eksperymentu była ekspozycja przez okres półtora roku, na zewnątrz Międzynarodowej Stacji Kosmicznej, fantomu ciała ludzkiego, zawierającego ponad 3 tysiące miniaturowych detektorów termoluminescencyjnych (TL) opracowanych i wykonanych w IFJ PAN. Był to pierwszy tego typu pomiar w otwartej przestrzeni kosmicznej, a jego wyniki stanowiąc będą podstawę do interpretacji sygnału z dawkomierzy indywidualnych noszonych przez astronautów podczas misji na zewnątrz stacji kosmicznej (pojazdu). W perspektywie stałej obecności człowieka w kosmosie i planowanych podróży międzyplanetarnych kwestie narażenia radiologicznego mają ogromne znaczenie ze względu na ryzyko indukcji nowotworów złośliwych spowodowanych ekspozycją na promieniowanie jonizujące.



Monika Puchalska z fantomem MATROSHKA

Monika Puchalska wniosła zasadniczy wkład w sukces projektu MATROSHKA. Jednym z jej najważniejszych osiągnięć było opracowanie nowatorskiego programu do dekonwolucji krzywych termoluminescencyjnych wraz z odpowiednim oprogramowaniem, który umożliwia analizę dużej ilości danych z promieniowania kosmicznego. Metodę tę zastosowano następnie do badania własności (opracowanego przez dr Pawła Bilskiego) detektora TL LiF:Mg, Ti (MTT) o podwyższonej wydajności na promieniowanie gęsto jonizujące. Na podstawie wyników pomiarów zarejestrowanych detektorami TL Laureatka zaproponowała metodę korekty spadku wydajności detektorów TL po ekspozycji na ciężkie jony i wyznaczyła rozkład przestrzenny dawki pro-

mieniowania kosmicznego w fantomie astronauty. Ponadto opracowała numerycznie model fantomu ciała ludzkiego i wyznaczyła średnie dawki pochłonięte w narządach człowieka podczas pracy na zewnątrz stacji kosmicznej. Na tej podstawie oceniła ryzyko radiacyjne związane z przebywaniem człowieka w otwartej przestrzeni kosmicznej.

Dorobek naukowy Moniki Puchalskiej w tym zakresie stanowi 7 publikacji, z czego 3 z jej nazwiskiem na pierwszym miejscu. Wszystkie te publikacje zostały przedstawione do nagrody im. Prof. Pieńkowskiego. Dotyczą one badania detektorów termoluminescencyjnych po ich ekspozycji na promieniowanie gęsto jonizujące. Prace te umożliwiły sukces programu MARTOSHA i będą stanowić podstawę do dalszych badań w dziedzinie dozymetrii promieniowania kosmicznego.

Monika Puchalska jest absolwentką Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej AGH ze specjalizacją fizyka medyczna i dozymetria. W latach 2003–08 odbywała studia doktorskie w Międzynarodowym SD IFJ PAN, zakończone obroną pracy „Ocena narażenia astronautów przebywających w otwartej przestrzeni kosmicznej na promieniowanie kosmiczne”, wykonanej pod kierunkiem doc. dr hab. Pawła Olko. Praca została wyróżniona przez Radę Naukową IFJ PAN.

Monika Puchalska lubi jeździć na sankach, grać w badminton i jeździć na rowerze. Podczas wyjazdów konferencyjnych oraz wakacji zwiedza świat. Wkrótce wybiera się do Szwecji.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Złoty umysł – mistrz popularyzacji wiedzy

Nagrodę pod taką nazwą przyznaje prezes Polskiej Akademii Nauk. W konkursie w roku 2008 otrzymał ją m.in. Tomasz Sowiński z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN za popularyzację optyki kwantowej w postaci licznych publikacji w prasie popularnonaukowej, wykładów w ramach Festiwalu Nauki i szkolnych spotkań z młodzieżą. Dr Tomasz Sowiński (ur. 1981 r.) jest też współautorem podręcznika *Szkolne obserwatorium CCD – przewodnik dla uczniów, nauczycieli i rodziców*.

O nagrodę mogą ubiegać się osoby, które nie ukończyły 35 roku życia, są absolwentami wyższych uczelni i są zatrudnione w jednostce naukowo-badawczej.

www.pan.pl

B. W.

■ Nagroda Smoluchowskiego–Warburga

W roku 2009 Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (DPG) i Polskie Towarzystwo Fizyczne (PTF) przyznały Nagrodę Mariana Smoluchowskiego – Emila Warburga polskiemu fizykowi Andrzejowi Sobolewskiemu (IF PAN). Nagrodę tę przyznają oba Towarzystwa co dwa lata, na zmianę fizykowi polskiemu i fizykowi niemieckiemu, za wybitny wkład w fizykę czystą lub stosowaną. Tegoroczny laureat otrzymał ją za znaczące prace z teorii molekularnych układów fotoreaktywnych. Na szczególną uwagę zasługuje

odkrycie i wyjaśnienie roli, jaką w dezaktywacji stanów wzbudzonych odgrywają stany elektronowe z przeniesieniem ładunku.

Andrzej Sobolewski był w roku 2007 laureatem najwyższego polskiego odznaczenia naukowego – Nagrody FNP – i z tej okazji obszerny artykuł o jego osiągnięciach naukowych, pióra Jacka Waluka, zamieściliśmy w zeszyocie 2 tomu 59 (2008).

Poprzednimi laureatami Nagrody Smoluchowskiego–Warburga byli: 1997 – Andrzej Biały (Kraków), 1999 – Ludger Wöste (Berlin), 2001 – Janusz Zakrzewski (Warszawa), 2003 – Fritz Haake (Essen), 2005 – Andrzej Warczak (Kraków) i 2007 – Andrzej Buras (Monachium).

Physik Journal 8, nr 1 (2009)

B. W.

■ ESF

Rada Europejskiej Fundacji Nauki (ESF) na zebraniu w październiku 2008 r. powołała nowego przewodniczącego Stałej Komisji ds. Nauk Fizycznych i Inżynieryjnych (PESC). Od 1 stycznia 2009 r. jest nim Mats Gyllenberg, profesor biomatematyki Uniwersytetu w Helsinkach. Wśród nowo powołanych członków PESC jest prof. Maria Kamińska (IFD UW).

www.esf.org

B. W.

■ Już sto lat temu

Sto lat temu na zaproszenie prezydenta USA odbyła się w Białym Domu konferencja na temat zachowania zasobów natury. Już wtedy wypowiedziano opinie, że zasoby drewna, węgla, rud, soli mineralnych nie są niewyczerpalne, lecz w niezbyt długim czasie mogą się skończyć. Postanowiono niezależnie od sposobu oszacowania tego czasu problemy przyszłości zasobów traktować poważnie. Minęło 100 lat i jakoś tej powagi nie widać.

Nature 457, 7227 (2009)

B. W.

■ Nagroda Wydziału III PAN im. Stefana Pieńkowskiego

Nagrodę Naukową Wydziału III PAN za rok 2008 otrzymał dr Przemysław Piekarczyk za pracę „Mechanism of the Verwey Transition in Magnetite” (P. Piekarczyk, K. Parliński, A.M. Oleś, *Phys. Rev. Lett.* 97, 156402 (2006)), w której przedstawiono pełne wyjaśnienie mechanizmu i opracowanie teorii przejścia Verweya w magnetycie.

Przejście fazowe Verweya w magnetycie (Fe_3O_4) jest jednym z najciekawszych zjawisk w fizyce ciała stałego, którego mikroskopowe zrozumienie stanowiło zagadkę przez ponad 70 lat.

Magnetyt jest najwcześniej odkrytym minerałem o własnościach magnetycznych, który wykorzystywany był już przez starożytnych Greków w celach nawigacyjnych. Posiada rekordowo wysoką temperaturę Curie $T_C = 859$ K, przez co zaliczany jest obecnie do najczęściej wykorzystywanych technologicznie materiałów. Najbardziej spektakularnym zjawiskiem występującym w magnetycie jest przejście fazowe w temperaturze $T_V = 122$ K, w którym

przewodnictwo elektryczne zmienia się w sposób nieciągły o dwa rzędy wielkości. Przejście to odkryte zostało przez Verweya, który również jako pierwszy zaproponował wyjaśnienie tego zjawiska. Według Verweya przejście spowodowane jest lokalizacją elektronów w stanach 3d na atomach żelaza, która prowadzi do powstania fali gęstości ładunkowej, przy jednoczesnej zmianie własności transportowych materiału. Taki obraz przejścia Verweya stał się punktem wyjścia do dalszych badań teoretycznych i eksperymentalnych, prowadzonych w ciągu następnych dziesięcioleci.



Przemysław Piekarczyk

Dr Piekarczyk prowadził badania teoretyczne nad mechanizmem przejścia Verweya w kilku kierunkach. Wykonał szczegółową analizę przejścia strukturalnego, z symetrii kubicznej ($Fd3m$) do jednoskośnej ($P2/c$), w oparciu o teorię grup. Analiza ta pokazała, że nie istnieje pojedynczy parametr porządku, który opisuje taką transformację kryształu. Dalsza analiza pozwoliła wyznaczyć dwa parametry porządku o symetriach Δ_5 i X_3 , które obniżają symetrię kubiczną do dwóch grup pośrednich $Pbcm$ i $Pmna$. Część wspólna elementów tych grup daje właściwą grupę jednoskośną $P2/c$. Wynik ten pokazuje, że symetria kryształu w przejściu Verweya obniżana jest przez dwa fonony Δ_5 i X_3 , które w wyniku jednoczesnej kondensacji generują fazę niskotemperaturową. Zasadnicza część badań przeprowadzonych przez Przemysława Piekarczyka polegała na wykonaniu obliczeń *ab initio*, których celem było wyznaczenie widma fononowego magnetytu i zbadanie roli oddziaływania elektron–fonon w przejściu Verweya. Badania te wymagały użycia nowoczesnych programów komputerowych (VASP, PHONON) i długotrwałych, równoległych obliczeń wieloprosesorowych. W wyniku szczegółowej analizy fononowych relacji dyspersji, zidentyfikowane zostały mody Δ_5 i X_3 , pełniące rolę parametrów porządku. Dalsze obliczenia pokazały, że deformacja struktury kubicznej, zgodna z wektorami polaryzacji tych modów, prowadzi do obniżenia całkowitej energii kryształu. Najważniejszym wynikiem tych rachunków było odkrycie, że fonon o sy-

metrii X_3 silnie oddziałuje z elektronami i generuje przejście metal–izolator. Był to pierwszy rezultat, który jednoznacznie pokazał, że jeden z parametrów porządku, mianowicie Δ_5 , odpowiedzialny jest za jednoskośną deformację kryształu, a drugi X_3 za zmiany w strukturze elektronowej i skok w przewodnictwie elektrycznym. Tak silne oddziaływanie elektron–fonon możliwe jest tylko w obecności korelacji elektronowych, które powodują polaryzację orbitali 3d na atomach żelaza i niewielkie uporządkowanie ładunkowe poniżej temperatury T_V .

Przedstawiona teoria rozwiązuje większość problemów związanych z przejściem Verweya w magnetycie. W szczególności: 1) wyjaśnia rolę sprzężenia elektron–fonon i lokalnych oddziaływań elektronowych oraz ich wzajemnego współdziałania, 2) określa jednoznacznie rodzaj i ilość parametrów porządku opisujących transformację strukturalną, 3) wyjaśnia charakter uporządkowania ładunkowo-orbitalnego w fazie niskotemperaturowej.

Wszystkie otrzymane wyniki dotyczące przejścia Verweya uzyskane zostały w Instytucie Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie. Najwięcej wysiłku wymagało odrzucenie stereotypów i utrwalonych opinii przedstawionych w literaturze i zaproponowanie nowej spójnej koncepcji mechanizmu przejścia Verweya.

Przemysław Piekarczyk studiował fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim, tam też odbył studia doktoranckie, zakończone w 1999 r. obroną pracy „Electron–phonon interaction in the models of high-temperature superconductors” wykonanej pod kierunkiem prof. Jerzego Koniora. W roku 2000 podjął pracę w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Zakładzie Komputerowych Badań Materiałów kierowanym przez prof. Krzysztofa Parlińskiego. W latach 2001–03 odbył staż naukowy na Wydziale Inżynierii Materiałowej University of Pennsylvania w Filadelfii oraz na Wydziale Fizyki i Astronomii University of Tennessee w Knoxville (USA).

Poza fizyką jego największe pasje to muzyka i literatura. Lubi grać na fortepianie, głównie utwory Bacha i Chopina.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Noble w rodzinie

Zdarzają się rodziny, w których karierę naukową obie-
rają kolejne pokolenia. Mieć ojca lub matkę profesora ułatwia awansowanie w świecie akademickim, nie wystarcza jednak do osiągnięcia rzeczywiście wysokiego poziomu intelektualnego.

Było jednak kilka rodzin osiągających również w następnych pokoleniach najwyższe uznanie społeczeństwa naukowego. Na przykład Nagrodę Nobla z fizyki otrzymali Thomsonowie – J.J. w 1906 r., jego syn George w 1937 r., Bohrowie – Niels w 1922 r., jego syn Aage w 1975 r., Siegbahnowie – Manne w 1924 r., jego syn Kai w 1981 r. Maria i Piotr Curie otrzymali Nagrodę z fizyki w 1903 r., Maria Nagrodę z chemii w 1911 r., ich córka Irène dostała (wraz z mężem) w 1935 r. Nagrodę Nobla z chemii.

Nature 457, nr 7227 (2009)

B. W.

■ Międzynarodowy Rok Astronomii

Rok 2009 został przez ONZ ogłoszony Międzynarodowym Rokiem Astronomii. Rok ten ma dla astronomii specjalne znaczenie – obchodzimy w nim 400. rocznicę użycia przez Galileusza lunety do oglądania nieba. Jego obserwacje stanowiły przełom w postrzeganiu i rozumieniu Kosmosu. Ponadto w roku 2009 przypada 90-lecie powstania Międzynarodowej Unii Astronomicznej i 40-lecie pierwszego lądowania człowieka na Księżycu, a zaćmienie Słońca, które w tym roku nastąpi, będzie najdłuższe w XXI wieku.

Z okazji inauguracji polskich obchodów Międzynarodowego Roku Astronomii Skarbiec Mennicy Polskiej przygotował ekskluzywną kolekcję numizmatów SYSTEMA SOLARE (Układ Słoneczny); składa się na nią 8 numizmatów z wielobarwnymi wizerunkami planet malowanymi na srebrze oraz platerowane złotem Słońce.

M. S.

■ Polski kondensat wśród „perełek”

Od pewnego czasu magazyn Europejskiego Towarzystwa Fizycznego *Europhysics News* zamieszcza informacje o szczególnie ciekawych pracach opublikowanych w europejskich czasopismach fizycznych. Nazwę działu, „Highlights from European journals” można od biedy przetłumaczyć jako „Perełki z czasopism europejskich”. Znaleźliśmy tam ostatnio akcent polski, który z przyjemnością przedstawiamy czytelnikom.

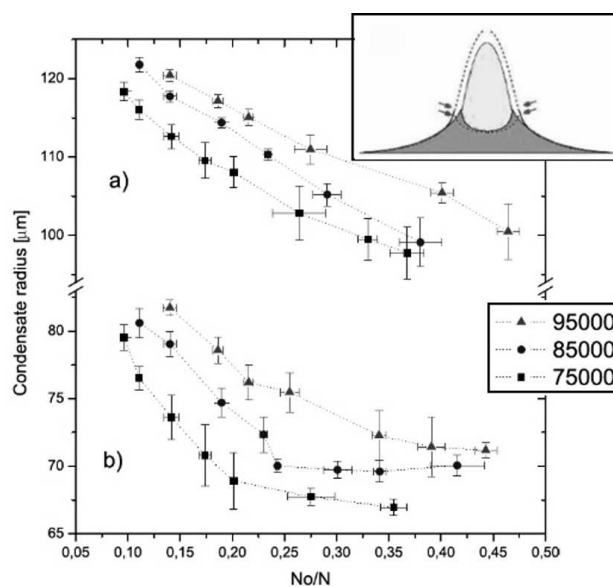
Jak kondensat Bosego-Einsteina miesza się z atomami termicznymi?

W niskich, lecz skończonych temperaturach swobodne rozprężanie się rozrzedzonego kondensatu Bosego-Einsteina (BEC) prowadzi do przestrzennej separacji fazy termicznej (atomów nieskondensowanych) i fazy kondensatu. Większość dotychczasowych doświadczeń z kondensatami gazowymi dotyczyła próbek zawierających dużą liczbę atomów w bardzo niskich temperaturach (reżim Thomasa-Fermiego). Tymczasem w pobliżu temperatury krytycznej liczba atomów we frakcji kondensatu jest mała i mała jest też energia wewnętrzna kondensatu w porównaniu z jego energią kinetyczną. Efektywny potencjał wzajemnych oddziaływań zderzeniowych zanika, w wyniku czego przybliżenie Thomasa-Fermiego przestaje poprawnie opisywać BEC. W konsekwencji dynamika kondensatu traci typowy dla kondensatów Thomasa-Fermiego charakter hydrodynamiczny.

Pomiary przeprowadzone w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (KL FAMO) wykazały, że dynamika frakcji kondensatu zależy od liczby atomów skondensowanych oraz od ich oddziaływań z atomami nieskondensowanymi. Wykazały one także, że termiczna chmura atomowa ściska kondensat. W pułapce atomowej, w warunkach równowagi atomy termiczne otaczają kondensat i go ściskają. Po uwolnieniu atomów z pułapki objawia się to szybszym rozprężaniem kondensatu

we wszystkich kierunkach. Jest to wyraźnie widoczne w zależności rozmiarów ekspandującego kondensatu od stosunku liczby atomów w kondensacie N_0 do całkowitej liczby atomów N .

M. Zawada, R. Abdoul, J. Chwedeńczuk, R. Gartman, J. Szczepkowski, L. Tracewski, M. Witkowski, W. Gawlik, „Free-fall expansion of finite-temperature Bose-Einstein condensed gas in the non-Thomas-Fermi regime”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 241001 (2008).



Rozmiary kondensatu w kierunkach radialnym (a) i osiowym (b) w zależności od frakcji kondensatu N_0/N przy stałych liczbach atomów w fazie skondensowanej N_0 : $N_0 = 75\,000$, $85\,000$ i $95\,000$ atomów. Mały górny rysunek ilustruje efekt kompresji modyfikujący przestrzenne rozkłady atomów w fazie termicznej (obszar ciemniejszy) i BEC (obszar jaśniejszy).

Europhysics News **40**, zes. 1 (2009)

M. Ł.

■ 15-lecie śmierci Bronisława Burasa

Od piętnastu lat nie ma wśród nas profesora Bronisława Burasa, autora – wraz z Janem Ehrenfeuchtem – podręczników fizyki, z których uczyło się tego przedmiotu całe pokolenie obecnych pięćdziesięcio- i sześćdziesięciolatków, wykładowcy UW i profesora w IBJ, następnie emigranta – kontynuującego pracę w swoim zawodzie w Danii, inicjatora wykorzystania promieniowania synchrotronowego w dyfrakcyjnych badaniach ciała stałego, biorącego udział w projektowaniu synchrotronów w Hamburgu i Grenoble. Obszerne informacje o duńskim okresie życia Burasa są zawarte we wspomnieniu Leifa Gerwarda na s. 30.

Rok 1994, rok jego odejścia, zaznaczył się oficjalnym uruchomieniem europejskiego ośrodka synchrotronowego ESRF w Grenoble i wydaniem pierwszego numeru poświęconego problematyce synchrotronowej czasopisma *Journal of Synchrotron Radiation*.

M. Ł.

NOWE KSIĄŻKI

- Voja Radwanović, *Kwantowa teoria pola w zadaniach*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Rączka; PWN, Warszawa 2008, s. 226.
- Mikołaj Kopernik, *O obrotach ciał niebieskich*, z jęz. łacińskiego tłum. Jan Baranowski; Jirafa Roja, Warszawa 2009, s. 104.
- Lee Smolin, *Kłopoty z fizyką. Powstanie i rozkwit teorii strun, upadek nauki i co dalej*, z jęz. angielskiego tłum. Jerzy Kowalski-Glikman; Prószyński i S-ka, Warszawa 2008.

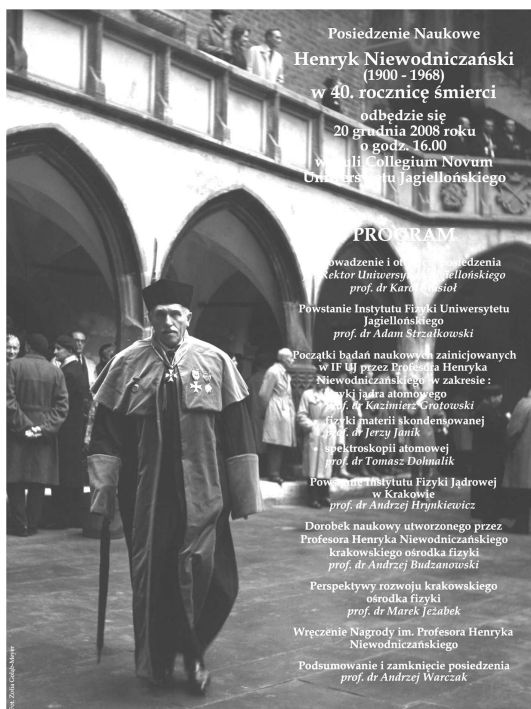
POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

<http://postepy.fuw.edu.pl>

- ARCHIWUM
spisy treści wszystkich zeszytów
- ARTYKUŁY DO POBRANIA
m.in. przekłady wykładów noblowskich (od roku 2001) oraz wykłady z ostatnich Zjazdów Fizyków Polskich
- MATERIAŁY DODATKOWE
uzupełnienia niektórych artykułów

WKRÓTCE W POSTĘPACH

- Wykład noblowski Petera Grünberga
- 40 rocznica śmierci Henryka Niewodniczańskiego



PRENUMERATA

Postępy Fizyki można zaprenumerować w jeden z następujących sposobów.

► PRZEZ ODDZIAŁY PTF (tylko prenumerata krajowa dla członków PTF i studentów):

Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2009 r. wynosi 48 zł. Dostawa *Postępów* odbywa się za pośrednictwem Oddziałów.

► PRZEZ ZARZĄD GŁÓWNY PTF (tylko prenumerata krajowa):

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF: 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 (PKO BP IX O/Warszawa) lub w Biurze Zarządu Głównego PTF.

Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2009 r. wynosi 60 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

► PRZEZ PRZEDSIĘBIORSTWA KOLPORTAŻU PRASY:

RUCH (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>)

KOLPORTER (<http://sa.kolporter.com.pl>)

GARMOND PRESS (<http://www.garmond.com.pl>)

Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2009 r. wynosi 72 zł.

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę – patrz <http://www.ruch.pol.pl>.

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 popularnonaukowych – 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 Ministry of Science and Higher Education 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>).

Odszedł nasz naczelny...



Jerzy Gronkowski, profesor na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, redaktor naczelny *Postępów Fizyki*, zmarł 6 lutego w wieku zaledwie 60 lat. Mógł jeszcze zdziałać wiele, także w *Postęпах*, lecz przegrał nierówną walkę z nieuleczalną – jak się okazało – chorobą.

Zaatakowała go ona mniej więcej rok temu. W ciągu tego roku przeżył trzy bardzo ciężkie operacje. Po każdej z nich czuł się lepiej, lecz chyba na coraz krótszy czas, a następujące potem pogorszenie było coraz bardziej dotkliwe. Na początku grudnia ubiegłego roku medycyna poddała się. Po dwóch miesiącach Jurek zmarł.

* * *

Sprawdzając daty, stwierdziliśmy, że Jurek był z nami w redakcji krócej niż nam się wydawało. Mamy wrażenie, że przyszedł do nas bardzo dawno, a tymczasem jego nazwisko pojawiło się w składzie komitetu redakcyjnego w 1997 r. – raptem 12 lat temu. Jako redaktor naczelny występuje od roku 2003, czyli kierował wydaniem zaledwie sześciu roczników czasopisma.

Wrażenie, że był z nami niemal „od zawsze”, bierze się pewnie stąd, że na pracę z nami w *Postęпах* poświęcał niewiarygodnie dużo czasu. Każdą rzeczą zajmował się niezwykle starannie i wyczerpująco. Wkrótce po przyścinie do redakcji stał się jednym z jej filarów – podejmował się niemal wszystkiego, tak że z czasem miał coraz więcej obowiązków redakcyjnych. Po objęciu funkcji redaktora naczelnego zajmował się wszystkim, na co innym brakowało czasu. Mieliśmy świadomość, że bierze na siebie

zbyt wiele, lecz nie wszyscy i nie zawsze potrafiliśmy go wspomóc.

* * *

Jego pracowitość i staranność (był prawdziwym perfekcjonistą, jak przystało na urodzonego redaktora) były niezwykle. Był gotów ulepszać teksty przysyłanych nam artykułów niemal bez końca oraz dyskutować z autorami proponowane zmiany bardzo szczegółowo i cierpliwie. Pochłaniało to rzecz jasna mnóstwo czasu i pracy, lecz tych nigdy nie żałował. Było jednak warto. Jeden z naszych autorów napisał do nas po śmierci Jurka: „Jerzy zdobył moje wielkie uznanie jako Redaktor – przygotowywanie z nim artykułu do druku było prawdziwą przyjemnością”. Czy może być większy komplement dla redaktora?

* * *

My zapamiętamy go chyba najlepiej z dyskusji redakcyjnych, podczas których cierpliwie i stanowczo tłumaczył swe argumenty wtedy, gdy wiedział, że ma rację, a z dużą uwagą pytał nas o zdanie lub radę, gdy nie miał co do tego pewności. Zazwyczaj zresztą rację miał, a pomysły redakcyjne miał znakomite i w wielkiej ilości. Lecz życie (nawet redakcyjne) to nie tylko praca i wysiłek. Jesteśmy pewni, że Jurek bardzo dobrze się w *Postęпах* czuł, a wszystkie codzienne niewygodności (w tym trudne potyczki z autorami) po prostu lubił. I miał mnóstwo satysfakcji z każdego wydanego zeszytu.

* * *

Postępy przeszły pod jego kierownictwem swego rodzaju „face lifting”. Nie nastąpiła żadna rewolucja, lecz dostosowanie ich postaci do zmieniającego się świata, w wyniku czego zmieniły się zarówno zewnątrz, jak i wewnątrz. Zaczęły mieć kolorowe okładki, pojawiły się znów reklamy. W treści zeszytów zaczęliśmy się więcej niż poprzednio zajmować przedstawianiem ludzi z naszego środowiska – pojawiły się notki o nowych profesorach, zabiegaliśmy o notki biograficzne o laureatach nagród, np. PTF i FNP, rozbudowaliśmy też informacje o laureatach Nagrody Nobla. Zabiegaliśmy – ze zmiennym niestety powodzeniem – o wspomnienia o odchodzących od nas kolegach-fizykach.

* * *

Na koniec warta ciągłego przypominania refleksja. Są takie rzeczy i ludzie, których istnienia i obecności nie doceniamy w pełni, póki są. Dopiero gdy ich zabraknie, przekonujemy się, nieraz bardzo boleśnie, jak trudno bez nich żyć i działać. Jurek z pewnością był taką osobą.

Żegnamy go z wielkim żalem.

Ewa Lipka, Mirek Łukaszewski,
Adam Sobiczewski, Magda Staszal,
Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Legendarny podręcznik

NOWA EDYCJA!



Seria **FIZYKA TEORETYCZNA**, autorstwa L. D. Landaua i J. M. Lifszyc, to klasyczne podręczniki znane i cenione przez środowiska fizyków na całym świecie.

Książki te zyskały ogromną popularność przede wszystkim dzięki zwięzłej, bardzo klarownej i logicznej prezentacji materiału, tak bardzo charakterystycznej dla Landaua i Lifszyc.

Po latach nieobecności na rynku polskim, w ręce Czytelników trafia *Teoria sprężystości* – kolejny podręcznik ze znakomitej serii FIZYKA TEORETYCZNA, autorstwa L. D. Landaua i J. M. Lifszyc. Książki te zyskały ogromną popularność przede wszystkim dzięki zwięzłej, bardzo klarownej i logicznej prezentacji materiału, tak bardzo charakterystycznej dla Landaua i Lifszyc.

Autorzy w zwarty i przejrzysty sposób prowadzą wykład z teorii sprężystości. Poza jej tradycyjnymi zagadnieniami w książce omówiono także:

- makroskopową teorię przewodnictwa cieplnego i lepkości ciał stałych,
- wiele problemów związanych z teorią drgań sprężystych i fal,
- teorię dyslokacji,
- mechanikę ciekłych kryształów.

Niezwykle cenne są zadania związane z głównym nurtem wykładu. Są one podane wraz z rozwiązaniami i komentarzami, co z pewnością ułatwi studentom zrozumienie materiału.



XL ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

Komitet Honorowy:

Stanisław Kardynał Dziwisz
Arcybiskup Metropolita Krakowski
Prof. dr hab. Andrzej Białas
Prezes Polskiej Akademii Umiejętności
Prof. dr hab. Marek Jezabek
Dyrektor IFJ PAN w Krakowie
Prof. dr hab. Michał Kleiber
Prezes Polskiej Akademii Nauk
Prof. dr hab. Maciej Kolwas
President Elect of the European
Physical Society
Prof. dr hab. Karol Musiał
JM Rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego

Współorganizatorzy

Oddział Krakowski PTF, Akademia Górniczo-Hutnicza, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Politechnika Krakowska,
Uniwersytet Jagielloński, Uniwersytet Pedagogiczny

Kontakt: XL ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH, Oddział Krakowski PTF, Instytut Fizyki UJ, ul. Reymonta 4, PL-30059 Kraków;
telefon: +48 12 663 56 84; fax: +48 12 633 84 94;

Małgorzata Nowina-Konopka (IFJ) — tel. 012 662 82 63; e-mail: malgorzata.nowina-konopka@ifj.edu.pl

Rejestracja i informacja: www.ptf.agh.edu.pl/XL-zjazd/; Anna Tylek — tel. 012 663 38 58 lub 012 663 38 29;
Joanna Hoszko — tel. 012 663 38 58 lub 012 663 38 29

Komitet Programowy:

Marek Demiański UW
Robert Gałązka IFJ PAN — przewodniczący
Wojciech Gawlik UJ
Ryszard Horodecki Uniw. Gdański
Marek Kuś CFT PAN
Roman Mironas UAM Poznań
Stefan Pokorski UW
Maria Rożarska IFJ Kraków
Józef Szajda INTBS PAN Wrocław
Józef Szudy UMK Toruń
Andrzej Twardowski UW
Karol Wysokiński UMCS Lublin