

tom 57

zeszyt 4 rok 2006

nr indeksu 369721 cena 12 zł (0% VAT)

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



**XXXVIII ZJAZD
FIZYKÓW POLSKICH**

XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH W OBIEKTYWIE



Andrzej Kajetan Wróblewski pokazuje na palcach, jak to było naprawdę z historią fizyki w czasach słynnych prac Einsteina (fot. Zbigniew Wieja)



Zdjęcie grupowe uczestników Zjazdu przed wejściem do Gmachu Fizyki PW (fot. Andrzej Orłowski)



W kularach: przedstawiciele brytyjskiego Institute of Physics, Robert Kirby-Harris (Chief Executive, z lewej) i Peter Melville (Director, International & Business, w środku), w towarzystwie Macieja Kolwasa (fot. Krzysztof Kolwas)

RADA REDAKCYJNA

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

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek 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), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Michał Szanecki (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociask (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Stupsk), Janusz Typek (Szczecin), Wini-cjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Janczewicz (Wrocław), Joanna Borgensztajn (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Reinhard Kulesa (prezes), Krystyna Ławniczak-Jabłońska (sekretarz generalny), Roman Puźniak (skarbnik), Jacek M. Baranowski, Przemysław Dereń, Mirosław Trociuk i Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Bolesław Augustyniak, Maria Dobkowska, Stanisław Dubiel, Henryk Figiel, Jacek Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Bernard Janczewicz 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), Michał Piasecki (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Małgorzata Kłisowska (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Stupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Zbigniew Kletowski (Wrocław), Paweł B. Sczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, 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	146
A.K. Wróblewski – Einstein i fizyka 100 lat temu	148
J. Tritt-Goc – Tomografia magnetyczno-rezonansowa ..	157
J. Jurkiewicz – Czerowymiarowy wszechświat kwantowy w komputerze	165
Z. Janas – Wiązki jąder egzotycznych – dziś i jutro fizyki jądrowej	174
NOWI PROFESOROWIE	180
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	181
LISTY DO REDAKCJI	182
RECENZJE	183
KRONIKA	188

Drodzy Czytelnicy,

Przedstawiamy Wam drugi zeszyt zawierający teksty wykładów ogłoszonych na XXXVIII Zjeździe Fizyków Polskich we wrześniu 2005 r. w Warszawie, a w nim wykład plenarny Andrzeja Kajetana Wróblewskiego oraz wykłady sekcyjne Jadwigi Tritt-Goc, Jerzego Jurkiewicza i Zenona Janasa. Różnią się one charakterem i stopniem trudności, ale wszystkie są – naszym zdaniem – bardzo ciekawe i pouczające. Polecamy!

Ale to jeszcze nie wszystko. Mamy już w redakcji teksty dwóch kolejnych wykładów – Jana Żylicza, laureata Medalu Smoluchowskiego, o jądrach w silnych polach magnetycznych, oraz Józefa Spałka, o kwantowych przemianach fazowych. Tak więc jeszcze w kolejnym zeszycie znajdą Państwo wykłady zjazdowe, co jest dobrą wiadomością.

Niestety, inne artykuły będą musiały jeszcze poczekać na publikację – wykłady zjazdowe mają oczywiście pierwszeństwo. Autorów, a jest ich bardzo wielu, prosimy o wyrozumiałość i cierpliwość. Mamy prawdziwy kłopot bogactwa – na zamieszczenie czeka wiele tekstów, a tylko jeden z nich jest przekładem: reszta to artykuły autorów polskich, które rzecz jasna cieszą nas podwójnie. Przepraszamy, że nie jesteśmy w stanie zamieścić ich wszystkich szybko.



Mirek Łukaszewski

Na okładce:

Obraz tomograficzny plasterka kiwi w oryginalnej wersji barwnej, powiększony tak, by widoczna była jego struktura pikselowa (por. rys. 6 na s. 164)



Ryszard Tanaś – laureat Nagrody im. Wojciecha Rubinowicza

Ryszard Tanaś jest profesorem zwyczajnym na Wydziale Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu. Jego dorobek naukowy stanowi ponad 150 prac opublikowanych w czasopismach o międzynarodowym obiegu, w większości tych najbardziej prestiżowych, oraz ponad 90 referatów i komunikatów konferencyjnych.

Swoją karierę naukową Tanaś rozpoczynał w Instytucie Fizyki UAM pod kierunkiem prof. Stanisława Kielicha. Pracę doktorską „Wpływ statystyki pola elektromagnetycznego na nieliniowe procesy optyczne” obronił w 1975 r., a w roku 1984 Rada Wydziału Matematyki i Fizyki UAM na podstawie rozprawy „Antykorelacja fotonów i stany ściśnięte pola w procesach propagacji i rozpraszania światła w ośrodkach nieliniowych” nadała mu stopień naukowy doktora habilitowanego. W 1990 r. otrzymał tytuł profesorski, zaś w roku 1995 stanowisko profesora zwyczajnego. Od 1993 r. jest kierownikiem Zakładu Optyki Nieliniowej IF UAM, kontynuując dzieło swojego Mistrza, prof. Kielicha.

Zainteresowania naukowe Laureata, chociaż związane ściśle z optyką nieliniową i kwantową, są bardzo szerokie. Początkowo były to badania statystyki fotonów w nieliniowych procesach optycznych, później badania stanów ściśniętych pola, a ostatnio kwantowy opis fazy pól optycznych wytwarzanych w procesach nieliniowych. We wszystkich tych dziedzinach uzyskał liczące się na świecie wyniki, a jego publikacje były wielokrotnie cytowane przez innych badaczy. Często były to badania pionierskie, a otrzymywane wyniki znajdowały uznanie największych autorytetów światowych w dziedzinie optyki kwantowej. Wyrazem takiego uznania w Polsce było powierzenie mu wygłoszenia referatu plenarnego „Światło ściśnięte, czyli o pokonaniu bariery szumów kwantowych w optyce” na jubileuszowym XXX Zjeździe Fizyków Polskich we wrześniu 1989 r. w Warszawie.

W latach dziewięćdziesiątych prof. Tanaś wraz z kierowaną przez siebie grupą badawczą zajmował się przede wszystkim badaniami kwantowych własności fazowych w nieliniowych procesach optycznych. Badania te realizowane były najpierw w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, a następnie w IF UAM. Wyniki zostały opublikowane w ponad 30 artykułach naukowych. Większość z nich zyskała duży rozgłos wśród specjalistów na całym świecie, o czym świadczą liczne cytowania (ponad 200). Na temat kwantowego opisu fazy pól optycznych prof. Tanaś wygłaszał wielokrotnie referaty na zaproszenie na konferencjach międzynarodowych oraz na seminariach w wielu ośrodkach naukowych na całym świecie. Badania nad kwantowymi własnościami fazowymi pól optycznych zostały wyróżnione w 1993 r. II Nagrodą ZIBJ. Z tematyki tej wypromował także dwóch doktorów: dr. Tserensodnoma Gantsoga, doktoranta z Mongolii, obecnie rektora Uniwersytetu w Ułan Bator, oraz dr. Adama Miranowicza,

którego praca doktorska została wyróżniona przez Fundację na Rzecz Nauki Polskiej.

O wysokiej randze prowadzonych przez prof. Tanasia badań kwantowej fazy świadczy także zaproszenie do napisania artykułu do specjalnego zeszytu *Physica Scripta* (T48, 53 (1993)). Innym wyróżnieniem było zamówienie przez prof. Emila Wolfa artykułu przeglądowego na ten temat do prestiżowej serii wydawniczej z dziedziny optyki – *Progress in Optics* (praca ta ukazała się w 1996 r., t. 35, red. E. Wolf; North-Holland, Amsterdam 1996, s. 355).



Ryszard Tanaś podczas wykładu na XXXVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005)

W drugiej połowie lat dziewięćdziesiątych Ryszard Tanaś prowadził badania własności promienistych atomu znajdującego się w ściśniętej próżni. Do najważniejszych osiągnięć w tym obszarze należy zaliczyć wyprowadzenie wspólnie ze Zbigniewem Fickiem, A. Messikhem i T. El-Shahatem równania głównego (master equation) opisującego ewolucję atomu dwupoziomowego, pompowanego spójną wiązką laserową i tłumionego przez zbiornik (rezewuar) – ściśniętą próżnię o skończonej szerokości widmowej (*J. Mod. Opt.* **45**, 1859 (1998)). Równanie to pozwala uzyskać analityczne wyniki opisujące ewolucję populacji atomowych oraz atomowego momentu dipolowego, a także atomowe widma fluorescencyjne i absorpcyjne. Bez znajomości równania głównego wielkości takie można było obliczyć jedynie numerycznie. Innym ważnym osiągnięciem w tej dziedzinie było wykazanie,

że widmo fluorescencji rezonansowej atomu wzbudzanego polem w stanie ściśniętej próżni o skończonej szerokości linii wykazuje zaskakującą strukturę o trzech maksimach (*Phys. Rev. A* **61**, 033811 (2000)), która nie pojawia się dla ściśniętej próżni o szerokim widmie. Do ważnych wyników należy zaliczyć też uogólnienie równania głównego na przypadek atomu dwupoziomowego znajdującego się w silnym polu wiązki laserowej i oddziałującego ze zbiornikiem o skończonej szerokości widmowej. Wynik ten, uzyskany wspólnie z Anną Kowalewską-Kudłaszyk i opublikowany w *J. Mod. Opt.* (**48**, 347 (2001)), stanowił podstawę pracy doktorskiej współautorki tej publikacji. Tematyka ta była też przedmiotem kilku referatów wygłoszonych na zaproszenie przez prof. Tanasia na konferencjach międzynarodowych.

W ostatnich kilku latach Laureat zajął się problematyką wchodzącą w zakres nowej dziedziny – informatyki kwantowej. Szczególną rolę odgrywają w niej korelacje kwantowe, zwane też splątaniem kwantowym. W szczególności prof. Tanaś wspólnie z dr. Fickiem zajął się problemem splątania kwantowego w układzie dwóch atomów. Wynikiem tej działalności jest kilka artykułów naukowych, na czele z najbardziej istotną, liczącą 75 stron pracą przeglądową opublikowaną w *Physics Reports* (**372**, 369 (2002)), w której przedstawiono podstawowy formalizm pozwalający opisać kwantową ewolucję układu dwóch atomów. W kilku innych artykułach przedstawiono różne mechanizmy wytwarzania stanów splątanych w układzie dwóch atomów. Za ważne wyniki można uznać tutaj ścisłe analityczne wzory opisujące ewolucję splątania w układzie dwóch atomów w procesie kolektywnej emisji spontanicznej. Analiza tych wzorów pozwoliła znaleźć bardzo ciekawe cechy ewolucji splątania, np. oscylacje czy zaniki, a następnie odrodzenia efektu splątania. Wyniki te znalazły uznanie w środowisku polskich fizyków i wydatnie przyczyniły się do przyznania prof. Tanasiowi w roku 2005 Nagrody PTF im. Wojciecha Rubinowicza.

Najnowsze zainteresowania naukowe Tanasia dotyczą problemu teleportacji stanów atomowych. Stanowiła ona temat pracy doktorskiej dr. Grzegorza Chimczaka, obronionej w 2005 r. W tym miejscu warto podkreślić, że Laureat ma duże osiągnięcia w szkoleniu młodej kadry: do tej pory wypromował sześciu doktorów, a kilka przewodów jego doktorantów jest w toku, był też opiekunem kilkudziesięciu prac magisterskich. Od wielu lat prowadzi wykłady kursowe z elektrodynamiki oraz z optyki kwantowej. Wykłady te, podobnie jak prowadzone także wykłady monograficzne, należą od lat do najlepiej ocenianych zajęć na WF UAM.

W latach 1996–99 prof. Tanaś był członkiem Komisji Elektroniki Kwantowej IUPAP, w kolejnej kadencji (1999–2002) jej sekretarzem, a następnie, w latach 2002–05, jej wiceprzewodniczącym. W latach 1993–96 był też członkiem komitetu redakcyjnego *Quantum and Semi-classical Optics*, czasopisma wydawanego przez European Optical Society.

Ryszard Naskręcki
Wydział Fizyki UAM
Poznań



Oddział Zielonogórski

29 marca 2006 r. odbyło się Walne Zebranie członków Zielonogórskiego Oddziału PTF. Wybrano nowy Zarząd oraz Komisję Rewizyjną. W skład Zarządu weszli: Paweł Sczaniecki, profesor Uniwersytetu Zielonogórskiego (przewodniczący), Mirosława Koprowska, nauczyciel dyplomowany (wiceprzewodnicząca), Adam Drzewiecki (sekretarz), Joanna Borgensztajn (skarbnik), Ewa Królczyk, Lidia Kozdrowska, Bartosz Brzostowski i Sebastian Żurek (członkowie). Komisja Rewizyjna ukonstytuowała się w składzie: Marian Olszowy (przewodniczący), Bogdan Grabiec i Sławomir Pawłowicz (członkowie).



Zarząd i Komisja Rewizyjna OZ PTF niemal w komplecie; od lewej: Sławomir Pawłowicz, Adam Drzewiecki, Lidia Kozdrowska, Joanna Borgensztajn, Mirosława Koprowska, Paweł Sczaniecki, Ewa Królczyk, Sebastian Żurek i Marian Olszowy (fot. Adam Drzewiecki)

20 kwietnia 2006 r. odbyły się wybory nowego Zarządu Koła Nauczycieli OZ PTF. Funkcję przewodniczącego sprawuje obecnie Mirosława Koprowska, sekretarza – Agnieszka Bereś, skarbnika – Ewa Wawszczyk. Pozostali członkowie to Ewa Królczyk, Jadwiga Fojt-Jasińska i Marek Kozłowski.

25 kwietnia 2006 r. Zarząd Oddziału zebrał się w celu omówienia dotychczasowych osiągnięć oraz przedyskutowania spraw bieżących. Jednym z kluczowych punktów było wsparcie dla corocznego Tematycznego Konkursu Fizycznego organizowanego przez Koło Nauczycieli oraz Instytut Fizyki UZ. Konkurs ten jest przeznaczony dla uczniów szkół gimnazjalnych województwa lubuskiego. Jego główne cele to podkreślenie rangi fizyki jako podstawy rozwoju cywilizacji, wzbudzenie i rozwijanie zainteresowania naukami przyrodniczymi oraz kształcenie umiejętności niezbędnych do rozwoju ucznia. W nadchodzącym r. szk. 2006/07 odbędzie się już piąta edycja tego konkursu, zatytułowana „Fizyka i życie”. Regulamin oraz tematyka tegorocznego konkursu (a także konkursów z lat ubiegłych) znajdują się na stronie www.if.uz.zgora.pl/~ptf/index.php?page=konkursy.

Joanna Borgensztajn

Einstein i fizyka 100 lat temu*

Andrzej Kajetan Wróblewski

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Einstein and physics hundred years ago

Abstract: In 1905 Albert Einstein published four papers which revolutionized physics. Einstein's ideas concerning energy quanta and electrodynamics of moving bodies were received with scepticism which only very slowly went away in spite of their solid experimental confirmation.

Wstęp

W końcu XIX wieku wśród fizyków i chemików panowało nieuzasadnione – jak dziś wiemy – przekonanie, że w naukach ścisłych pozostało już niewiele do zbadania. Istniały wprawdzie fakty trudne do wyjaśnienia przez ówczesne teorie, uważano jednak, iż są to tylko drobne, mało znaczące detale. Słynny fizyk holenderski Pieter Zeeman wspominał, że kiedy był młodym człowiekiem, ostrzegano go (około 1883 r.), żeby nie studiował fizyki, która przestała być dziedziną obiecującą.

Podobne wspomnienia miał Max Planck [1].

Kiedy rozpoczynałem moje studia fizyczne i u mego cziogodnego nauczyciela Philippa von Jolly'ego zasięgałem opinii na temat ich warunków i perspektyw, przedstawił mi on fizykę jako naukę wysoko rozwiniętą, prawie całkowicie dojrzałą, która po ukoronowaniu jej osiągnięć przez odkrycie zasady zachowania energii miała już wkrótce przyjąć ostateczną postać. Wprawdzie w tym czy innym zakątku pozostaje jeszcze do zbadania i usunięcia jakiś pyłek czy pęczeryk, ale jeśli chodzi o system jako całość, to jest on dość ugruntowany, a fizyka teoretyczna wyraźnie zbliża się do osiągnięcia takiej doskonałości, jaka od stuleci jest właściwa geometrii.

Sławny francuski chemik Marcellin Berthelot wyraził to lapidarnie w 1885 r. w pierwszym zdaniu swej książki o początkach alchemii [2]: „Le monde est aujourd'hui sans mystère” (Świat nie ma już dziś dla nas tajemnic). Sławny fizyk amerykański Albert A. Michelson wyraził w 1894 r. (w przemówieniu podczas otwarcia laboratorium Ryersona na University of Chicago) opinię, że:

Wszystkie najważniejsze fundamentalne prawa i fakty w fizyce zostały już odkryte i tak dobrze ustalone, iż jest znikome prawdopodobieństwo, że zostaną one uzupełnione w wyniku nowych odkryć. (...) Przyszłych nowych prawd w fizyce trzeba będzie szukać na szóstym miejscu po przecinku.

27 kwietnia 1900 r. lord Kelvin wygłosił w Royal Institution w Londynie sławny odczyt pod tytułem „Dziwienastowieczne obłoki nad dynamiczną teorią ciepła”. Rozszerzona wersja tego wykładu ukazała się drukiem

w następnym roku [3]. Kelvin wypowiedział tam słynne, wielokrotnie potem cytowane zdania:

Piękno i przejrzystość teorii dynamicznej, według której ciepło i światło to rodzaje ruchu, są obecnie przesłaniane przez dwa obłoki. Pierwszy pojawił się wraz z falową teorią światła i był rozpatrywany przez Fresnela i dr. Thomasa Younga: jest to pytanie, jak Ziemia może się poruszać poprzez sprężyste ciało stałe, jakim w zasadzie jest światłonośny eter? Drugi to doktryna Maxwella–Boltzmanna dotycząca ekwipartycji energii.

Kelvin podjął różne próby znalezienia wyjścia z sytuacji zaistniałej po negatywnym wyniku doświadczenia Michelsona–Morleya. Rozważał nawet możliwość rezygnacji z postulatu, że dwie porcje materii ważkiej nie mogą zajmować tego samego miejsca w przestrzeni. Gdy próby zakończyły się niepowodzeniem, uznał, że „ten obłok należy nadal traktować jako bardzo gęsty”. Inaczej wyglądała sprawa obłoku nr 2, który Kelvin uważał za mniej groźny, gdyż sądził wtedy, że zasadę ekwipartycji uda się w przyszłości obalić.

W kilku ostatnich latach XIX stulecia dokonano kilku niespodziewanych odkryć: promieni X w końcu 1895 r., naturalnej promieniotwórczości parę miesięcy później (luty 1896 r.), korpuskularnej natury promieni katodowych (1897), a w samym końcu wieku, w grudniu 1900 r., Planck zapoczątkował teorię kwantów. Fizycy zgromadzeni na I Międzynarodowym Kongresie Fizyków w Paryżu, w sierpniu 1900 r., byli jednak w większości przekonani, że fizyka znakomicie objaśnia świat.

Pięć lat później cztery artykuły, które miały zmienić obraz fizyki, opublikował Albert Einstein. Urodził się 14 marca 1879 r. w Ulm, w żydowskiej rodzinie kupieckiej, która wkrótce przeniosła się do Monachium, bardziej odpowiedniego miejsca do prowadzenia interesów. Einstein osiągał w szkole bardzo dobre stopnie z matematyki oraz łaciny i studiował książki matematyczne wykraczające poza program szkolny. Gdy w 1894 r. jego rodzice przenieśli się do Mediolanu, Albert najpierw pozostał w Monachium, ale wkrótce, nie ukończywszy gim-

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji plenarnej.

nazjum, pojechał do rodziny do Włoch i tam próbował samodzielnie przygotować się do egzaminu wstępnego na znaną szwajcarską politechnikę w Zurychu (później, od 1911 r., znaną jako Eidgenössische Technische Hochschule, w skrócie ETH). W październiku 1895 r. egzaminu tego nie zdał, więc spędził jeszcze rok w gimnazjum w szwajcarskim mieście Aarau. Uzyskał tam z bardzo dobrymi stopniami maturę i wstąpił na politechnikę. W tym samym czasie zrezygnował z niemieckiego obywatelstwa, by w 1901 r. otrzymać obywatelstwo szwajcarskie. W 1900 r. ukończył studia po czterech latach, uzyskując na egzaminie dyplomowym bardzo dobre oceny z matematyki, fizyki i astronomii. Próby uzyskania posady asystenta na uczelni były nieudane, Einstein dawał więc prywatne lekcje i pracował dorywczo jako nauczyciel matematyki w szkołach technicznych w Winterthur i Schaffhausen. W 1902 r. znalazł wreszcie zatrudnienie w urzędzie patentowym w Bernie. Tam, pozbawiony kontaktów z ówczesnymi uczonymi i ośrodkami naukowymi, prowadził w czasie wolnym od pracy urzędniczej samodzielne rozważania na temat najbardziej podstawowych kwestii fizyki.

W roku 1905 skromny, nieznanym nikomu ekspert patentowy trzeciej klasy z Berna zadziwił świat czterema artykułami opublikowanymi w *Annalen der Physik*, jednym z najważniejszych ówczesnych czasopism fizycznych¹. Pierwsza praca przedstawiała nowe spojrzenie na procesy emisji i pochłaniania światła oraz zjawisko fotoelektryczne, druga dotyczyła ruchów Browna, trzecia – elektrodynamiki ciał w ruchu, a czwarta zawierała pierwszą postać słynnego wzoru $E = mc^2$.

Kwanty energii

Artykuł „O pewnym heurystycznym punkcie widzenia na wytwarzanie i przemianę światła” nadszedł do redakcji 17 marca i ukazał się 9 czerwca [4]. W pracy tej Einstein wyszedł poza ideę Plancka o kwantowym charakterze procesów emisji i absorpcji promieniowania. Już we wstępie stwierdzał:

Istnieje głęboka różnica formalna między pojęciami teoretycznymi, które fizycy utworzyli na temat gazów i innych ciał ważkich, oraz teorią Maxwella procesów elektromagnetycznych w tzw. pustej przestrzeni. Chociaż uważamy, że stan ciała jest całkowicie wyznaczony przez położenia i prędkości bardzo wielkiej, ale skończonej liczby atomów i elektronów, do opisu stanu elektromagnetycznego elementu przestrzeni używamy ciągłych funkcji przestrzennych, tak że skończonej liczby wielkości nie można uznać za wystarczającą do całkowitego opisu stanu elektromagnetycznego przestrzeni. Według teorii Maxwella energię traktuje się jako ciągłą funkcję przestrzenną dla wszystkich czysto elektromagnetycznych procesów, natomiast zgodnie z obecnymi

poglądami fizyków energię ciała ważkiego powinno się przedstawiać jako sumę po atomach i elektronach.

Próbując usunąć tę różnicę podejść, Einstein zajął się entropią. Zależność entropii monochromatycznego promieniowania od objętości opisywano wtedy wzorem Wiena. Na jego podstawie Einstein otrzymał wzór na przyrost entropii S odpowiadający przyrostowi objętości v zajmowanej przez promieniowanie o częstotliwości ν . Miał on postać: $S - S_0 = (E/\beta\nu) \ln(v/v_0)$. Natomiast ze wzoru Boltzmannna na entropię gazu Einstein wyprowadził wyrażenie na przyrost entropii gazu w zależności od prawdopodobieństwa termodynamicznego W jako $S - S_0 = (R/N) \ln W$, gdzie R oznacza uniwersalną stałą gazową, a N – liczbę cząsteczek w gramorównoważniku gazu (liczbę Avogadra). Można było zauważyć formalne podobieństwo obu wzorów, ponieważ z prostych rozważań kombinatorycznych dla rozkładu w przestrzeni n cząsteczek wynika $W = (v/v_0)^n$, czyli $\ln W = n \ln(v/v_0)$. Einstein doszedł do wniosku, że możliwe jest wprowadzenie „ziarnistości” promieniowania. Napisał więc:

Wydaje mi się, że obserwacje „promieniowania ciała czarnego”, fotoluminescencji, wytwarzania promieni katodowych przez światło nadfioletowe i inne zjawiska związane z emisją oraz przemianą światła są łatwiej zrozumiałe, jeśli się założy, że energia światła jest w przestrzeni rozłożona w sposób nieciągły. Zgodnie z rozważanym tu założeniem, przy rozchodzeniu się wysłanego ze źródła punktowego promienia świetlnego jego energia nie jest rozłożona w sposób ciągły w stale zwiększającej się objętości przestrzeni, lecz składa się ze skończonej liczby kwantów energii, które są zlokalizowane w punktach przestrzeni, poruszają się bez podziału i mogą być pochłaniane lub wytwarzane tylko jako kompletne całości.

Często się powiada, że ta pierwsza praca Einsteina z 1905 r. dotyczyła wyjaśnienia zjawiska fotoelektrycznego. Tymczasem większa jej część była poświęcona dyskusji kwantowego charakteru promieniowania, a dopiero w krótkim urywku w końcowej części Einstein wykazał, że przyjęcie jego hipotezy kwantów energii pozwala na wyjaśnienie obserwowanych cech zjawiska fotoelektrycznego. Po dalszych przekształceniach, które tu opuszczamy, wyprowadził mianowicie wzór dla energii E wyrzucanych elektronów, $E = h\nu - P$, gdzie P oznacza pracę wyjścia elektronów².

Jeżeli ten wzór jest poprawny, to Π wykreślone we współrzędnych kartezjańskich jako funkcja częstotliwości padającego światła musi dać linię prostą o nachyleniu niezależnym od natury badanej substancji.

Wydaje mi się, że ta koncepcja zjawiska fotoelektrycznego nie jest sprzeczna z jego właściwościami, które obserwował pan Lenard. Jeżeli każdy kwant energii padającego światła przekazuje swą energię elektronowi niezależnie od innych, to rozkład prędkości elektronów, czyli natura wytworzonych promieni ka-

¹ Polskie tłumaczenie tych prac oraz rozprawy doktorskiej Einsteina dokonane przez Piotra Amsterdamskiego opublikowały Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego w 2005 r. jako *Albert Einstein – 5 prac, które zmieniły oblicze fizyki*. Donosiliśmy o tym w Kronice 2/2005, a w zeszycie 2/2006 zamieściliśmy recenzję tej książki pióra Adama Bechlera – red.

² Einstein używał innych oznaczeń i zapisywał swoje równanie jako $\Pi\varepsilon = R\beta\nu/N - P$, gdzie Π to potencjał hamujący, przy którym elektrony przestają docierać do anody, a ε – ładunek elektronu. Być może, pisząc $R\beta/N$ zamiast wprowadzonej pięć lat wcześniej stałej Plancka h , Einstein chciał podkreślić, że jego hipoteza jest niezależna od rozważań Plancka i idzie dużo dalej.

todowych, nie będzie zależał od natężenia padającego światła. Z drugiej strony, przy wszystkich innych identycznych okolicznościach, liczba elektronów opuszczających ciało będzie proporcjonalna do natężenia padającego światła.

Warto podkreślić, że Einstein nie wykluczał wtedy możliwości, że elektron może pochłonąć tylko część energii kwantu światła, i zaznaczył, iż w takim wypadku w równaniu zjawiska fotoelektrycznego mielibyśmy znak równości lub mniejszości: $E \leq h\nu - P$.

Zjawisko fotoelektryczne odkrył w 1887 r. Heinrich Hertz przy okazji swych badań nad falami elektromagnetycznymi. Dalsze badania doświadczalne prowadził w 1888 r. fizyk niemiecki Wilhelm Hallwachs oraz rosyjski fizyk Aleksandr Stoletow, który skonstruował pierwszą fotokomórkę. On także stwierdził, że od oświetlenia katody do wystąpienia emisji elektronów upływa nie więcej niż jedna milisekunda. W latach 1899–1902 systematyczne badania zjawiska fotoelektrycznego prowadził Philipp Lenard. Stwierdził on, że od natężenia światła padającego na katodę fotokomórki zależy natężenie prądu fotoelektronów, nie zaś ich energia, jak to by wynikało z teorii światła jako fali elektromagnetycznej. Wbrew temu, co można przeczytać w niektórych podręcznikach, Lenard nie udowodnił, że energia elektronów zależy od częstości padającego światła (słowo częstość w ogóle się w jego artykule nie pojawia!), stwierdził tylko, iż jego wyniki zależały od rodzaju użytej lampy; stosował on dwie lampy o nieco odmiennym składzie widmowym światła [5]. Do 1905 r. opublikowano już ok. 200 artykułów na temat zjawiska fotoelektrycznego, ale spora ich część albo była błędna, albo zawierała wyniki mało wartościowe. Einstein powoływał się tylko na pracę Lenarda z 1902 r. i wykazał wielką intuicję, ponieważ to właśnie Lenard przedstawił najbardziej istotne wyniki, otrzymane na podstawie swoich wyjątkowo starannych doświadczeń.

Zgodnie z fizyką klasyczną energia światła zależy od amplitudy fali elektromagnetycznej. Gdyby więc ta energia miała być przekazywana elektronom w zjawisku fotoelektrycznym, to ich energia powinna być proporcjonalna do natężenia światła, czemu przeczyły doświadczenia Lenarda. Czasem w dzisiejszych podręcznikach można przeczytać nieprawdziwe zdanie, że wobec tego fizyka klasyczna nie była zdolna do wyjaśnienia zjawiska fotoelektrycznego. Ówczesni fizycy doskonale jednak wiedzieli, że źródło energii fotoelektronów musi być inne. Już Lenard w swojej pracy z 1902 r. podał teorię, zgodnie z którą światło padające na katodę fotokomórki pełniło tylko funkcję „wyzwalacza”, uwalniającego elektrony – obdarzone wewnątrz materii znaczną energią. Następne klasyczne teorie zjawiska fotoelektrycznego podali w 1910 r. Joseph John Thomson, a w 1911 r. – Arnold Sommerfeld i jego asystent Peter Debye.

W roku 1912 Owen Richardson, późniejszy laureat Nagrody Nobla z fizyki za badania zjawiska termoemisji, rozważał elektrony w metalu jako pewien szczególny gaz, który pod wpływem padającego światła „paruje”. W ramach tej teorii [6] udało mu się nawet wyprowadzić wzór na zależność energii fotoelektronów od częstości padają-

cego światła, formalnie identyczny z wzorem Einsteina. Richardson, podobnie jak ogromna większość ówczesnych fizyków, był przeciwny einsteinowskiej hipotezie kwantów energii, więc swój wynik opatrzył komentarzem, iż w tej sytuacji nawet doświadczalne potwierdzenie, że energia elektronów istotnie zależy liniowo od częstości padającego światła, nie musi dowodzić słuszności hipotezy Einsteina. Przez pewien okres w literaturze fizycznej mówiono wobec tego o wzorze Einsteina–Richardsona.

Sceptycyzm wobec hipotezy Einsteina wyrażał także Hendrik Lorentz, który wyobrażał sobie kwant jako pewną „kulę światła” i próbował nawet, w 1910 r., oceniać „rozciągłość” kwantów. Zdaniem Lorentza, eksperymenty interferencyjne Lummera i Gehrckego, z różnicą dróg optycznych do 80 cm, dają ocenę rozciągłości podłużnej kwantu światła, podczas gdy największy wówczas teleskop na Mount Wilson o średnicy zwierciadła 150 cm pozwala na ocenę rozciągłości poprzecznej kwantu światła. – Jak to się dzieje – pytał zdumiony Lorentz – że tak wielki obiekt może padać na siatkówkę naszego oka, nie ulegając podziałowi? – Najwidoczniej uznawał wtedy ideę niepodzielnych kwantów światła za absurd.

Jedynym właściwie fizykiem popierającym wtedy Einsteina i jego hipotezę kwantów energii był Johannes Stark, tylko pięć lat starszy od Einsteina, a więc należący do tego samego, młodego wówczas pokolenia. W roku 1909 Stark jako pierwszy opublikował artykuł, w którym wypisał wzór, że pęd niesiony przez kwant światła jest równy $h\nu/c$. Ironią losu było, że później to właśnie Stark stał się nazistą oraz zażartym antysemitą i w niewybredny sposób atakował Einsteina oraz jego „żydowską fizykę”.

Ustalenie zależności energii fotoelektronów od częstości ν padającego światła okazało się bardzo trudne. W roku 1907 Emil Ladenburg doszedł do wniosku, że z jego pomiarów wynika proporcjonalność energii elektronów do ν^2 . Podobny wniosek podał w roku 1911 Jakob Kunz, ale w tymże roku Frederick Lindemann znalazł proporcjonalność energii elektronów do $\nu^{2/3}$. Arthur Hughes w 1913 r. potwierdził zależność liniową, którą wyprowadził Einstein, ale wyniki uzyskane w tymże roku w eksperymentach Davida Corneliusa, a także Richardsona i Karla Comptona mogły być opisane równie dobrze przez proporcjonalność energii fotoelektronów do ν^2 , ale także do ν^3 , a nawet $\log \nu$. Dowodzi to niewielkiej dokładności ówczesnych pomiarów [7].

W roku 1913 Max Planck oraz Walther Nernst, Heinrich Rubens i Emil Warburg napisali do Pruskiego Ministerstwa Oświaty, proponując wybór Einsteina do Pruskiej Akademii Nauk. W liście rekomendacyjnym napisali m.in. (cytat z książki [8]):

„Nie należy mieć mu za złe, że niekiedy w swych spekulacjach posuwał się być może zbyt daleko, jak np. w swej hipotezie kwantów światła, ponieważ nawet w najbardziej ścisłej nauce nie może być przełomu bez zgadzania się czasem na ryzykowny krok.

Sprawa zależności energii fotoelektronów od częstości padającego światła została rozstrzygnięta dopiero

dzięki bardzo starannym i precyzyjnym pomiarom wykonanym w 1916 r. przez Roberta Millikana. Opublikował on ich wyniki w dwóch obszernych artykułach w *Physical Review* [9,10]. Pierwszy artykuł, który ukazał się w styczniu, zaczynał się od krytycznego zdania na temat teorii kwantów energii.

Równanie fotoelektryczne Einsteina na maksymalną energię emisji ujemnego elektronu pod wpływem światła nadfioletowego, a mianowicie $mv^2/2 = Ve = hv - P$, nie może być, w mej opinii, uznawane obecnie za oparte na jakichkolwiek zadowalających podstawach teoretycznych.

W drugim artykule Millikan szczegółowo przedstawił metodę przeprowadzania pomiarów. Na wstępie ponownie wyraził swą krytyczną opinię na temat kwantów światła.

W roku 1905 Einstein po raz pierwszy powiązał zjawisko fotoelektryczne z teorią kwantową, wysuwając śmiało, żeby nie powiedzieć lekkomyślną hipotezę elektromagnetycznej korpuskuły światła o energii $\varepsilon = hv$, która przy absorpcji jest przekazywana elektronowi. Hipoteza może być słusznie nazwana lekkomyślną, ponieważ po pierwsze, zaburzenie elektromagnetyczne, które pozostaje zlokalizowane w przestrzeni, wydaje się gwałcić samą koncepcję zaburzenia elektromagnetycznego, a po drugie, uderza ona w dokładnie ustalone fakty dotyczące interferencji.

W zakończeniu artykułu Millikan stwierdził:

Przypuszczalnie jest jeszcze za wcześnie, aby z całą pewnością potwierdzić ogólność i dokładną stosowalność równania Einsteina. Przyznać jednak należy, że obecne eksperymenty stanowią znacznie lepsze uzasadnienie tego potwierdzenia niż dotychczas znalezione. Jeśli to równanie ma taką stosowalność, to z pewnością musi być uznane za jedno z najbardziej fundamentalnych i najdalej sięgających równań fizyki, gdyż musi rządzić przekształcaniem się całej energii elektromagnetycznej krótkich fal w ciepło. Jednakże półkorpuskularna teoria, dzięki której Einstein doszedł do swego równania, wydaje się obecnie zupełnie nie do utrzymania.

Ruchy Browna

Druga praca Einsteina, „O wynikającym z molekularno-kinetycznej teorii ciepła ruchu cząstek zawieszonych w cieczach w spoczynku” [11] (nadesłana do redakcji 11 maja 1905 r.), dotyczyła ruchów Browna. Nad tym samym zagadnieniem pracował wtedy Marian Smoluchowski, którego wyniki, uzyskane nieco odmienną metodą, zostały ogłoszone drukiem w następnym roku [12]. Einstein i Smoluchowski wykazali, że bezładne ruchy cząstek zawieszonych w cieczy wynikają z ich bombardowania przez cząsteczki cieczy. Doświadczalnie można wyznaczać średnie kwadratowe przesunięcie wybranej cząstki w określonym kierunku. Wielkość ta została powiązana z liczbą Avogadra i temperaturą cieczy w podstawowym wzorze opisującym ilościowe cechy ruchów Browna, zwanym dziś wzorem Einsteina–Smoluchowskiego. Odkrycie dokonane niezależnie przez obu uczonych było doskonałym potwierdzeniem słuszności kinetyczno-molekularnej teorii materii i przyczyniło się do ugruntowania wyobrażeń o jej atomistycznej strukturze.

Elektrodynamika ciał w ruchu

Trzecia praca Einsteina, trzydziestostronicowy artykuł „O elektrodynamice ciał w ruchu” [13], wpłynęła do redakcji *Annalen der Physik* 30 czerwca. Artykuł ten, podobnie jak poprzednie, zaczyna się od sformułowania problemu, który niepokoił Einsteina: dlaczego utrzymuje się asymetria w wyjaśnianiu identycznych zjawisk.

Dobrze wiadomo, że elektrodynamika Maxwella – jak się ją dziś rozumie – w zastosowaniu do ciał w ruchu prowadzi do asymetrii, które nie wydają się nieodłączne od zjawisk. Weźmy na przykład oddziaływanie elektromagnetyczne między magnesem i przewodnikiem. Obserwowane tu zjawisko zależy tylko od względnego ruchu przewodnika i magnesu, podczas gdy zwyczajowe ujęcie wprowadza wyraźne zróżnicowanie między dwoma przypadkami, w których jedno lub drugie z tych ciał jest w ruchu. Jeśli bowiem magnes jest w ruchu, a przewodnik w spoczynku, to w otoczeniu magnesu powstaje pole elektryczne o określonej energii; pole to wytwarza prąd elektryczny wszędzie tam, gdzie znajdują się części przewodnika. Jeśli natomiast magnes jest w spoczynku, a przewodnik w ruchu, to w otoczeniu magnesu nie powstaje żadne pole elektryczne, natomiast w przewodniku pojawia się siła elektromotoryczna, której nie odpowiada żadna energia *per se*, lecz która prowadzi – przy założeniu równości ruchu względnego w obu przypadkach – do powstania prądów elektrycznych o takim samym natężeniu i kierunku jak te, które są wytwarzane przez siły elektryczne w pierwszym przypadku.

Podobne przykłady, jak również bezowocne próby wykrycia ruchu Ziemi względem „ośrodka światłonośnego”, prowadzą do przypuszczenia, że nie tylko zjawiska mechaniczne, lecz także elektrodynamiczne nie mają właściwości odpowiadających pojęciu absolutnego spoczynku. Należy raczej przypuszczać, że te same prawa elektrodynamiki i optyki są słuszne we wszystkich układach współrzędnych, w których obowiązują prawa mechaniki, co już zostało udowodnione dla wielkości pierwszego rzędu. Temu przypuszczeniu, które będziemy dalej nazywali „zasadą względności”, nadamy rangę postulatu; ponadto wprowadzimy jeszcze jeden postulat, tylko pozornie sprzeczny z pierwszym, że światło w próżni rozchodzi się zawsze z określoną prędkością, która nie zależy od stanu ruchu ciała je wysyłającego. Te dwa postulaty wystarczają do podania prostej, wolnej od sprzeczności elektrodynamiki ciał w ruchu, opartej na teorii Maxwella dla ciał spoczywających. Wprowadzenie „światłonośnego eteru” okaże się zbyteczne, ponieważ w przedstawionych tu poglądach ani nie ma potrzeby „przestrzeni w absolutnym spoczynku” obdarzonej szczególnymi właściwościami, ani też potrzeby przypisywania wektora prędkości jakiegokolwiek punktowi pustej przestrzeni, w której zachodzą procesy elektromagnetyczne.

Teoria tu rozwijana, podobnie jak każda inna elektrodynamika, opiera się na kinematyce ciała sztywnego, ponieważ twierdzenia każdej teorii tego rodzaju dotyczą związków między ciałami sztywnymi (układami współrzędnych), zegarami i procesami elektromagnetycznymi. Niedostateczne uwzględnienie tej okoliczności jest źródłem trudności, z jakimi zmagają się obecnie elektrodynamika ciał w ruchu.

Praca Einsteina oprócz powyższego wstępu składa się z dziesięciu rozdziałów zgrupowanych w dwóch częściach.

A. Część kinematyczna (1. Definicja równoczesności; 2. Względność długości i czasu; 3. Teoria transformacji współrzędnych czasowych i przestrzennych z układu stacjonarnego do układu, który jest względem niego w jednostajnym ruchu prostoliniowym; 4. Znaczenie fizyczne

otrzymanych równań w przypadku poruszających się ciał sztywnych i zegarów; 5. Dodawanie prędkości).

B. Część elektrodynamiczna (6. Transformacja równań Maxwella–Hertza dla pustej przestrzeni. O naturze sił elektromotorycznych powstających wskutek ruchu w polu magnetycznym; 7. Teoria zjawiska Dopplera i aberracji; 8. Transformacja energii promieni świetlnych. Teoria ciśnienia wywieranego przez promieniowanie na doskonałe zwierciadła; 9. Transformacja równań Maxwella–Hertza przy uwzględnieniu prądów konwekcyjnych; 10. Dynamika powoli przyspieszanego elektronu).

Ta praca Einsteina, zwłaszcza jej pierwsza część, odznacza się wyjątkową przejrzystością. Na podstawie swych dwóch postulatów autor wykazał, że muszą się zmienić nasze wyobrażenia o przestrzeni i czasie, a niektóre pojęcia, traktowane jako bezwzględne, w rzeczywistości zależą od układu, w którym spoczywa obserwator. Tak jest np. z pojęciem równoczesności.

Widzimy więc, że pojęciu równoczesności nie możemy przypisać znaczenia bezwzględnego, lecz że dwa zdarzenia, które – rozpatrywane z danego układu współrzędnych – są równoczesne, rozpatrywane z układu poruszającego się względem tamtego nie mogą być już uważane za zdarzenia równoczesne.

Konsekwencją wspomnianych dwóch postulatów okazało się, że odstęp czasu między dwoma zdarzeniami nie ma charakteru absolutnego, lecz zależy od obserwatora, podobnie jak mierzona przezeń długość odcinka. Te dwa ważne wyniki – relatywistyczną dylatację czasu i skrócenie długości – potwierdzono następnie w wielu doświadczeniach. Dzisiaj przyjmujemy wartość prędkości światła w próżni c za jedną z podstawowych stałych przyrody. Einstein wyprowadził ze swych postulatów także inne ważne wnioski, jak wzory przekształcenia, które dziś nazywamy transformacją Lorentza, wzory opisujące zjawisko Dopplera, wzór na siłę Lorentza oraz wzór wyrażający zależność masy elektronu od jego prędkości.

Czwarta praca Einsteina z 1905 r., „Czy bezwładność ciała zależy od zawartej w nim energii?” [14] wpłynęła do redakcji *Annalen der Physik* w dniu 27 września. Dotyczyła ona wzoru $E = mc^2$. W oryginale sformułowanie Einsteina brzmi: „Jeżeli ciało emituje energię L w postaci promieniowania, to jego masa zmniejsza się o L/V^2 ”.

Poprzednicy Einsteina

Przed Einsteinem kilku fizyków publikowało prace, w których zawarte były wyniki formalnie identyczne lub zbliżone do tych z jego artykułu o elektrodynamice ciał w ruchu. Jako odkrywcę transformacji Lorentza wymienia się czasem niesłusznie Woldemara Voigta z Getyngi, który w 1887 r. opublikował pracę z wynikami swych rozważań na temat rozchodzenia się fal odkształceń w ośrodku sprężystym. Stwierdził tam, że zastosowanie transformacji wyrażonej wzorami

$$\begin{aligned}x' &= x - vt, & y' &= y(1 - v^2/\omega^2), \\z' &= z(1 - v^2/\omega^2), & t' &= t - vx/\omega^2,\end{aligned}$$

gdzie ω oznacza prędkość fazową fali, zapewnia niezmienniczość wyników przy przejściu między dwoma układami

poruszającymi się względem siebie z prędkością v . Jak widać, wzory Voigta są tylko podobne do transformacji Lorentza; nie wynika z nich np. zjawisko skrócenia ciała w kierunku ruchu (x), wynika natomiast zjawisko dylatacji w kierunkach prostopadłych (y oraz z). Sam Voigt nigdy nie twierdził, że wyprzedził Lorentza.

Nad teorią zjawisk elektromagnetycznych dla ciał będących w ruchu najbardziej intensywnie pracował Lorentz. Chcąc wyjaśnić negatywny wynik doświadczenia Michelsona–Morleya, przyjął on w 1892 r. założenie, że podczas ruchu ciała względem nieruchomego, sprężystego eteru jego długość w kierunku ruchu ulega skróceniu o czynnik $(1 - 2v^2/c^2)$. Trzy lata później, w kolejnej pracy na ten temat, Lorentz zrezygnował z pewnych przybliżeń rachunkowych i poprawił wartość czynnika skrócenia rozmiarów ciała na $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$. Wcześniej, w 1889 r., fizyk irlandzki George FitzGerald niezależnie wpadł na pomysł, że powinno wystąpić skrócenie wymiarów ciał i otrzymał identyczny wynik na jego wartość. Po pewnym czasie przyjęła się nazwa „skrócenie FitzGeralda–Lorentza”. Trzeba podkreślić, że ówczesni fizycy traktowali skrócenie ciała jako zjawisko rzeczywiste, wynikające z właściwości sił molekularnych, podczas gdy w szczególnej teorii względności Einsteina jest to efekt kinematyczny.

W roku 1899 Lorentz rozważał także ewentualność zmiany skali czasu w jego transformacji. Wprowadził wówczas „czas lokalny”, który – jak zobaczymy niżej – traktował tylko jako pewne narzędzie matematyczne, niemające związku z rzeczywistym czasem fizycznym. Lorentz przekonał się, że jeżeli w układzie poruszającym się użyje się właśnie czasu lokalnego, to równania teorii elektronowej zachowują w tym układzie taką samą postać, jak w układzie spoczywającym względem eteru.

Fizyk angielski Joseph Larmor rozwijał elektronową teorię materii i również założył prawdziwość wzorów transformacyjnych (takich samych jak transformacja Lorentza) dla współrzędnych x , y , z i czasu t oraz wyprowadził stąd skrócenie FitzGeralda–Lorentza. Wyniki te ogłosił najpierw w 1897, a potem w 1900 r., w głośnej książce *Eter i materia (Aether and Matter)*. Larmor podał także wzory transformacyjne dla pól elektrycznych i magnetycznych, podkreślał jednak, że jego wyniki są słuszne tylko z dokładnością do czynnika rzędu v^2/c^2 . Nie rozwinął swej teorii tak, aby była słuszna dla wszystkich rzędów stosunku v/c .

W roku 1902 lord Rayleigh zwrócił uwagę na to, że jeśli istnieje skrócenie FitzGeralda–Lorentza, to ciała w ruchu względem eteru powinny doznawać wewnętrznych naprężeń, które, jak było od dawna wiadomo, wywoływały zjawisko dwójłomności. Rayleigh przetestował wiele przezroczystych cieczy i ciał stałych, ale nie stwierdził zauważalnego podwójnego załamania światła (efekt, jeśli w ogóle istniał, był mniejszy niż 1% efektu przewidywanego na podstawie teorii Lorentza). W roku 1904 DeWitt Brace powtórzył ten eksperyment z większą dokładnością i także nie zauważył żadnego efektu. Rok wcześniej, w 1903 r., Frederick Trouton i Henry Noble bezsku-

tecnie poszukiwali momentu sił, jaki powinien działać na naładowany kondensator.

Teoria Lorentza z 1899 r. nie mogła wyjaśnić tych faktów doświadczalnych, opracował więc on nową, doskonalszą wersję swej teorii i ogłosił ją w 1904 r. Założył słuszność wzorów transformacyjnych (które obecnie, za sugestią Poincarégo, nazywamy transformacją Lorentza) i wykazał, że równania Maxwella są niezmiennicze względem takiej transformacji. W tejże pracy wysunął nową teorię elektronu.

Elektromagnetyczna teoria materii

Pod koniec XIX w. zaczął zdobywać popularność pogląd o elektromagnetycznym pochodzeniu masy. W roku 1881 J.J. Thomson rozważał ruch naładowanej kuli w eterze i wykazał, że uzyskuje ona pozorną masę, podobnie jak kula poruszająca się w nieściśliwej cieczy. Podobne rachunki wykonał Oliver Heaviside, który uważał, że masa elektromagnetyczna jest tak samo realna jak masa mechaniczna. W roku 1894 Emil Wiechert wyraził przekonanie, że masa mechaniczna może być tylko zewnętrznym przejawem prawdziwej masy pochodzenia czysto elektromagnetycznego, której źródłem mogłyby być wzbudzenia w eterze.

W roku 1900 Wilhelm Wien ogłosił artykuł „O możliwości elektromagnetycznych podstaw mechaniki” [15], w którym postulował, że być może cała masa jest pochodzenia elektromagnetycznego. Uważa się, że dopiero ten artykuł zapoczątkował kierunek badań zmierzających do utrwalenia czysto elektromagnetycznego obrazu świata. Według Wiena materia składa się z elektronów, które są cząstkami elektryczności, a nie cząstkami materii, na których przenoszone mogą być ładunki elektryczne. Z analizy Wiena wynikało, że masa elektromagnetyczna, a więc masa elektronu, powinna zależeć od prędkości ruchu w eterze.

Max Abraham z Getyngi rozwinął program zastąpienia praw mechaniki newtonowskiej prawami elektrodynamiki Maxwella, które miały zostać uznane za podstawowe prawa fizyki. W 1902 r. wprowadził założenie, że ładunek elektronu jest rozłożony równomiernie na sztywnej powierzchni kulistej, która nie ulega deformacji podczas ruchu względem eteru. Walter Kaufmann już w 1901 r. rozpoczął pomiary stosunku e/m , ładunku do masy, dla promieni β emitowanych przez chlorek radu i potwierdził, że masa elektronów istotnie zmienia się wraz z ich prędkością, a w następnych publikacjach stwierdził, że zależność masy od prędkości jest taka, jaką przewidywała teoria Abrahama.

We wrześniu 1904 r. w St. Louis (Missouri, USA) przy okazji Wystawy Światowej odbył się Kongres Umiejętności i Nauki, w którym brało udział wielu wybitnych uczonych z całego świata. Teksty wygłoszonych tam referatów stanowią dziś świetne świadectwo ówczesnych poglądów. Przeglądowy referat, podsumowujący osiągnięcia fizyki w XIX w., wygłosił podczas kongresu amerykański fizyk Carl Barus, profesor Brown University i prezes

Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego; zakończył on swój wykład [16] stanowczym stwierdzeniem:

Zostało już teraz z pewnością potwierdzone, że masa elektronu jest w całości pochodzenia elektromagnetycznego i wobec tego, jak wykazał Abraham (1902) korzystając z danych Kaufmanna (1901) o wzroście masy elektromagnetycznej wraz z prędkością korpuskuły, równania ruchu Lagrange’a mogą zostać przeobrażone na postać elektromagnetyczną.

Tymczasem model sztywnego, kulistego elektronu podany przez Abrahama spotkał się z krytyką. Hermann Minkowski wyraził się ironicznie, że wprowadzanie sztywnego elektronu do teorii Maxwella przypomina pójście na koncert z watą w uszach. Pojawiły się konkurencyjne propozycje. W pracy opublikowanej w roku 1904 Lorentz przyjął założenie, że wprawdzie elektron ma kształt kulisty, a na jego powierzchni jest równomiernie rozłożony ładunek, lecz kulka ta ulega deformacji (skróceniu) w kierunku ruchu względem eteru. Alfred Bucherer w 1904 r. i niezależnie Paul Langevin (1905) przyjęli, jak Lorentz, iż ładunek jest rozłożony równomiernie na powierzchni kulistego elektronu, który wprawdzie ulega deformacji podczas ruchu względem eteru, ale tak, że jego objętość pozostaje stała.

Wszystkie wymienione teorie przewidywały zmienność masy elektronu w ruchu, lecz postać zależności masy od prędkości była w każdej z nich nieco inna. Widać to wyraźnie ze wzorów przedstawiających rozkład zależności $m = m_0\psi(\beta)$ na szereg względem $\beta = v/c$ (opuszczamy wyrazy wyższych rzędów niż czwarta potęga prędkości):

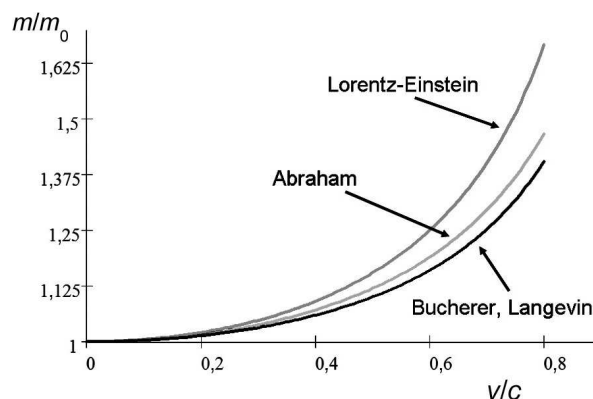
$$\psi(\beta) \approx 1 + \frac{2}{5}\beta^2 + \frac{9}{35}\beta^4 + \dots \quad (\text{Abraham}),$$

$$\psi(\beta) \approx 1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \frac{3}{8}\beta^4 + \dots \quad (\text{Lorentz, Einstein}),$$

$$\psi(\beta) \approx 1 + \frac{1}{3}\beta^2 + \frac{2}{9}\beta^4 + \dots \quad (\text{Bucherer, Langevin}).$$

Zależność przewidywana przez Lorentza była formalnie identyczna ze wzorem wyprowadzonym przez Einsteina. Koincydencja ta była myląca, ponieważ sens fizyczny obu teorii był odmienny. Mimo to mniej więcej do 1915 r. zależność tę nazywano wzorem Lorentza–Einsteina.

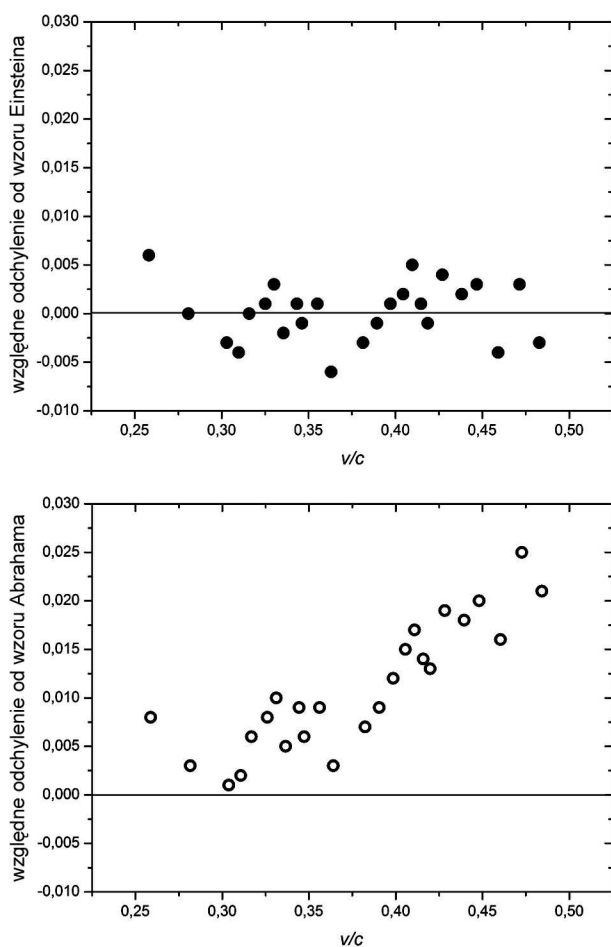
Rozróżnienie doświadczalne między tymi przewidywaniami okazało się trudne. Kaufmann wyznaczał stosu-



Rys. 1. Zależność masy elektronu od prędkości w różnych teoriach elektronowych oraz w szczególnej teorii względności Einsteina

nek e/m elektronów na podstawie odchylenia ich torów w równoległych polach elektrycznym i magnetycznym. Nie znał dokładnie ani prędkości elektronów, ani wartości ładunku elektronu (wartość tę – ładunek elementarny – wyznaczył dobrze dopiero Millikan w 1910 r.). Jego wyznaczanie zależności masy elektronu od prędkości polegało na dość niepewnym dopasowywaniu obserwowanych odchyleń torów elektronów do przewidywań teorii.

Kaufmann utrzymywał, że wyniki jego pomiarów są sprzeczne ze wzorem Lorentza–Einsteina. W 1906 r. wyraził dość stanowcze przekonanie, że obala to „próbę oparcia całej fizyki, w tym elektrodynamiki i optyki, na zasadzie względności”. Utrzymywał też, że jego wyniki zgadzają się jednakowo dobrze z przewidywaniami Abrahama i Bucherera.



Rys. 2. Pomiary zależności masy elektronu od jego prędkości, które wykonali w 1915 r. Guye i Lavanchy, ostatecznie wykazały, że z doświadczeniem zgadza się teoria Einsteina, a nie teoria Abrahama

W roku 1907 Adolf Bestelmeyer mierzył odchylenie toru elektronów w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym, ale doszedł do wniosku, że jego wyniki nie mogą wprowadzić rozróżnienia między trzema konkurującymi teoriami. Rok później taką samą metodą zastosował Bucherer, stwierdzając, że wyniki nieco lepiej zga-

dzają się ze wzorem Lorentza–Einsteina. Wzór ten został ostatecznie potwierdzony przez dokładne pomiary, które wykonali Günther Neumann (1914) oraz Charles-Eugène Guye i Charles Lavanchy (1915).

Einstein i Lorentz

Gerald Holton wykazał [17], że w pracy z 1904 r. Lorentz musiał wprowadzić aż 11 założeń *ad hoc*, a mianowicie: że prędkości są małe ($v \ll c$), że słuszne są wzory transformacyjne (Lorentza), że eter jest w spoczynku, że elektron w spoczynku jest kulisty, że ładunek elektronu jest rozłożony równomiernie, że cała masa jest pochodzenia elektromagnetycznego, że elektron w ruchu ulega skróceniu o czynnik $(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, że siły między cząstkami nienaładowanymi i naładowanymi podlegają takim samym wzorom transformacji jak siły elektrostatyczne, że wszystkie ładunki w atomach są zawarte w pewnej liczbie „elektronów”, że na każdy z tych „elektronów” oddziałują tylko „elektrony” tego samego atomu, że wreszcie atom w ruchu deformuje się tak jak elektron.

Einstein natomiast, jak widzieliśmy, oparł swoją teorię na dwóch ogólnych postulatach: 1) Prędkość światła w próżni c jest jednakowa w każdym kierunku we wszystkich inercjalnych układach odniesienia, niezależnie od wzajemnego ruchu obserwatora i źródła; 2) Prawa fizyki są identyczne w układach będących względem siebie w ruchu jednostajnym prostoliniowym (zasada względności). Einstein przyjął ponadto założenie, że przestrzeń jest jednorodna i izotropowa, jak również postulaty logiczne dotyczące synchronizacji zegarów (jeżeli zegar w układzie A chodzi synchronicznie z zegarem w B, to zegar w B chodzi synchronicznie z zegarem w A itp.).

Na podstawie tak ogólnych i nielicznych założeń Einstein wprowadził wzory transformacji (Lorentza) dla współrzędnych przestrzennych, czasu i pól; wprowadził także wzór na dodawanie prędkości i wzór na siłę Lorentza (który Lorentz w 1895 r. tylko postulował). To porównanie najlepiej pokazuje wyższość einsteinowskiej teorii względności.

Trzeba dodać, że teoria Lorentza z 1904 r. przewidywała istnienie układu wyróżnionego, tego, który spoczywa względem eteru. W tym właśnie układzie pręty miały mieć największą długość, a w innych układach, będących względem eteru w ruchu, ulegały one skróceniu. Transformacja odwrotna, z układu ruchomego do układu spoczywającego względem eteru, przewidywała wydłużenie prętów. Tymczasem w teorii Einsteina skrócenie jest efektem czysto kinematycznym i symetrycznym między dwoma układami będącymi względem siebie w ruchu.

Lorentz był bardzo wybitnym uczonym i szybko dostrzegł wyższość teorii względności. W 1927 r. wypowiedział się tak (cytat wg [18]):

Wprowadziłem pojęcie czasu lokalnego, ale nigdy nie myślałem, że ma to coś wspólnego z czasem rzeczywistym. Dla mnie czas rzeczywisty był nadal zgodny z klasycznym pojęciem czasu absolutnego. (...) Traktowałem moją transformację czasu tylko jako heurystyczną hipotezę roboczą. Teoria względności jest zatem wyłącznie dziełem Einsteina.

Einstein i Poincaré

Francuski matematyk i fizyk Henri Poincaré przekonywał o potrzebie wprowadzenia nowej teorii fizycznej, zanim zostały opublikowane prace Einsteina. Podczas Kongresu w St. Louis (1904) miał wykład [19], z którego przytaczamy tu wyjątek.

Zgodnie z zasadą względności prawa fizyczne muszą być jednakowe dla obserwatora spoczywającego i dla obserwatora, który jest względem niego w jednostajnym ruchu translacyjnym, tak że nie mamy i nie możemy mieć żadnego sposobu, aby się dowiedzieć, czy uczestniczymy w takim ruchu. (...) Najbardziej niezwykłym przykładem nowej fizyki matematycznej jest bez wątpienia elektromagnetyczna teoria światła Maxwella. Nie wiemy nic o eterze, jak są rozmieszczone jego cząsteczki, czy się przyciągają czy odpychają; wiemy jednak, że ośrodek ten przenosi jednocześnie zaburzenia optyczne i zaburzenia elektryczne; wiemy, że to przenoszenie musi być zgodne z ogólnymi zasadami mechaniki i to wystarcza nam do ustalenia równań pola elektromagnetycznego. (...) Może powinniśmy zbudować całą nową mechanikę (...), w której bezwładność rośnie z prędkością, a prędkość światła stanowi nieprzekraczalną granicę. Zwykła, prostsza mechanika pozostanie pierwszym przybliżeniem, ponieważ będzie prawdziwa tylko dla prędkości niezbyt wielkich.

W cytowanym tekście Poincaré po raz pierwszy użył nazwy „zasada względności”. Zwróćmy jednak uwagę na to, że nadal trzymał się on dawnej koncepcji eteru oraz rozważał obserwatora spoczywającego, nie było to więc nowe spojrzenie na ruch, które rok później zaprezentował Einstein.

W czerwcu 1905 r., a więc równocześnie z Einsteinem, Poincaré ogłosił artykuł na temat dynamiki elektronu [20]. W tym właśnie artykule zaproponował, aby wzory podane przez Lorentza w pracy z 1904 r. nazwać „transformacją Lorentza”. Rozważał tam także hipotezę dotyczącą skrócenia wymiarów elektronu podczas ruchu względem eteru.

Możliwe wyjaśnienie skrócenia elektronu otrzymuje się zakładając, że deformowalny i ściśliwy elektron jest poddany jakimś stałemu zewnętrznemu ciśnieniu, którego działanie jest proporcjonalne do zmiany objętości.

Cytat ten świadczy wyraźnie o tym, że mimo przekonywania o potrzebie przyjęcia zasady względności Poincaré nadal trzymał się starych koncepcji eteru i deformowalnego elektronu. Konserwatyzm Poincarégo był jeszcze wyraźniej widoczny w jego wykładach na temat nowej mechaniki (*La Mécanique nouvelle*), które wygłosił w 1909 r. w Getyndze. Swą nową mechanikę oparł na trzech hipotezach: 1) żadne ciało nie może się poruszać z prędkością większą lub równą prędkości światła; 2) prawa fizyki są takie same we wszystkich układach inercjalnych; 3) ciało

w ruchu translacyjnym doznaje deformacji w kierunku, w którym się porusza. Trzeci postulat Poincarégo opatrzył komentarzem: „Jakkolwiek dziwne może się to nam wydawać, musimy przyznać, że ta trzecia hipoteza jest doskonale potwierdzona”. Tak więc, cztery lata po pracy Einsteina, Poincaré nadal nie rozumiał, że skrócenie prętów jest konsekwencją dwóch postulatów Einsteina.

Lorentz, Poincaré i inni znakomici fizycy widzieli więc potrzebę wprowadzenia nowej fizyki i odkryli kilka ważnych faktów, ale do końca byli przekonani o istnieniu eteru i dlatego ich wyniki miały mały związek z nowatorskim podejściem Einsteina³.

Einstein spotkał Poincarégo na Kongresie Solvaya w 1911 r. Po powrocie napisał do swego przyjaciela Heinricha Zanggera (cytat wg [21]): „Poincaré odnosił się z antypatią do teorii względności i mimo swej bystrości umysłu wykazywał brak zrozumienia sytuacji”.

★ ★ ★

Einstein umiał wynajdywać proste „eksperymenty myślowe”, których rozważanie prowadziło go do największych odkryć. Jego drogę do szczególnej teorii względności najlepiej ilustrują poniższe wyjątki z notatek autobiograficznych, które Einstein napisał w 1949 r. [22]⁴. Wspominał tam, iż wkrótce po roku 1900, tj. krótko po opublikowaniu pracy Plancka, doszedł do wniosku, że:

Ani mechanika, ani elektrodynamika nie mogą sobie rościć pretensji do ścisłej poprawności – poza przypadkami granicznymi. Stopniowo zacząłem wątpić w możliwość wykrycia prawdziwych praw przez konstruktywne wysiłki oparte na znanych faktach. Im dłużej i bardziej rozpaczliwie się o to starałem, tym bardziej dochodziłem do przekonania, że tylko odkrycie jakiejś uniwersalnej zasady formalnej może doprowadzić do pewnych rezultatów. Przykładem była termodynamika. W niej ogólną zasadę wyrażało twierdzenie: prawa natury są takie, że niemożliwe jest zbudowanie *perpetuum mobile* (pierwszego i drugiego rodzaju). Jak więc można by znaleźć taką uniwersalną zasadę? Zrodziła się ona po dziesięciu latach mych rozmyślań z paradoksu, na który natknąłem się już w wieku 16 lat: jeżeli podążę za promieniem światła z prędkością c (prędkością światła w próżni), to taki promień powinienem widzieć jako pole elektromagnetyczne w spoczynku, ale oscylujące w przestrzeni. Wydaje się jednak, że coś takiego nie może istnieć – wynika to zarówno z doświadczenia, jak i z równań Maxwella. Od samego początku wydawało mi się intuicyjnie jasne, że z punktu widzenia takiego obserwatora wszystko musi się dziać zgodnie z tymi samymi prawami, co dla obserwatora pozostającego w spoczynku względem Ziemi. W jaki bowiem sposób pierwszy obserwator mógłby wiedzieć czy stwierdzić, że jest w szybkim ruchu jednostajnym?

Widzimy, że paradoks ten zawiera już zarodek szczególnej teorii względności. Dziś każdy oczywiście wie, że wszelkie próby jego wyjaśnienia były dopóty skazane na niepowodzenie,

³ Nie mógł tego zrozumieć brytyjski matematyk i historyk E.T. Whittaker, który w tomie 2 swego dzieła *A History of the Theories of Aether and Electricity* (1953) napisał, że „Einstein ogłosił artykuł, w którym przedstawił teorię względności Poincarégo i Lorentza z pewnymi ulepszeniami, co przyciągnęło wiele uwagi”. Abraham Pais tak skomentował tę opinię: „brak zrozumienia fizyki dorównuje ignorancji tego autora”. Einstein wyraził się krótko: „Nie muszę czytać tej książki”.

⁴ Wspomnienia te, napisane w języku niemieckim, zostały potem przełożone na angielski i wydane w tomie *Albert Einstein: Philosopher-Scientist* (1949). W 1979 r. ukazało się dwujęzyczne wydanie tej książki (Open Court Publishing Company). W miesięczniku *Problemy*, nr 3 (1979) zostało opublikowane polskie tłumaczenie, które jednak było niekompletne i zawierało błędy merytoryczne.

dopóki w naszej podświadomości tkwił aksjomat o absolutnym charakterze czasu. Właściwie już rozpoznanie tego aksjomatu i jego arbitralnego charakteru zawierało w sobie zasadnicze elementy rozwiązania problemu.

Po ogłoszeniu swych prac w 1905 r. Einstein stał się znany tylko wśród fizyków. Po habilitacji w 1908 r. zatrudniono go jako wykładowcę fizyki teoretycznej na uniwersytecie w Bernie, a jesienią następnego roku objął stanowisko profesora na uniwersytecie w Zurychu. Od wiosny roku 1911 Einstein spędził rok jako profesor na uniwersytecie w Pradze, następnie rok na ETH w Zurychu, a w kwietniu 1914 r. objął prestiżowe stanowisko profesora w Instytucie Cesarza Wilhelma w Berlinie. Stanowisko to nie wiązało się z obowiązkiem wykładania, tak że Einstein mógł cały czas poświęcać na pracę naukową. W Berlinie ukończył pracę nad ogólną teorią względności, a także ogłosił ważne artykuły na temat teorii promieniowania i statystyki kwantowej. W 1922 r. otrzymał wreszcie Nagrodę Nobla z fizyki (za rok 1921), choć – paradoksalnie – przyznano mu ją nie za stworzenie teorii względności, lecz „za zasługi dla fizyki teoretycznej, zwłaszcza za odkrycie prawa zjawiska fotoelektrycznego”. Do nagrody tej był wysuwany już od 1910 r., ale Komitet Noblowski był odporny na te sugestie, chociaż wyróżnił takich dziś już częściowo zapomnianych uczonych, jak Szwed Nils Gustaf Dalén, laureat z 1912 r. (za opracowanie nowego sposobu oświetlenia dla latarni morskich) i Francuz Charles Édouard Guillaume (1920, za odkrycia w zakresie anomalii właściwości stali niklowych).

Literatura

- [1] M. Planck, „Vom Relativen zum Absoluten”, *Naturwiss.* **13**, 59 (1925), odczyt w Monachium 1 grudnia 1924 r., tłum. polskie Ryszard i Samuel Kernerowie w: M. Planck, *Jedność fizycznego obrazu świata: wybór pism filozoficznych* (Książka i Wiedza, Warszawa 1970).
- [2] M. Berthelot, *Les Origines de l'alchimie* (Georges Steinheil, Éditeur, Paris 1885), nowe wydanie: Librairie des Sciences et des Arts, Paris 1938.
- [3] Lord Kelvin, „Nineteenth Century Clouds over the Dynamical Theory of Heat and Light”, *Phil. Mag.*, ser. 6, **2**, 1 (1901).
- [4] A. Einstein, „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”, *Ann. Phys.* **17**, 132 (1905).
- [5] Ph. Lenard, „Über die lichtelektrische Wirkung”, *Ann. Phys.* **8**, 149 (1902).
- [6] O.W. Richardson, „Some Applications of the Electron Theory of Matter”, *Phil. Mag.* **23**, 616 (1912); „The Theory of Photoelectric Action”, *Phil. Mag.* **24**, 570 (1912).
- [7] R. Pohl, P. Pringsheim, „On the Long-Wave Limits of the Normal Photoelectric Effect”, *Phil. Mag.* **26**, 1017 (1913).
- [8] J. Mehra, *The Solvay Conferences on Physics* (Reidel, Dordrecht-Boston 1975).
- [9] R. Millikan, „Einstein's Photoelectric Equation and Contact Electromotive Force”, *Phys. Rev.* **7**, 18 (1916).
- [10] R. Millikan, „A Direct Photoelectric Determination of Planck's Constant »h«”, *Phys. Rev.* **7**, 355 (1916).
- [11] A. Einstein, „Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen”, *Ann. Phys.* **17**, 549 (1905).
- [12] M. Smoluchowski, „Zur kinetischen Theorie der Brownschen Molekularbewegung und der Suspensionen”, *Ann. Phys.* **21**, 755 (1906).
- [13] A. Einstein, „Zur Elektrodynamik bewegter Körper”, *Ann. Phys.* **17**, 891 (1905).
- [14] A. Einstein, „Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?”, *Ann. Phys.* **18**, 639 (1905).
- [15] W. Wien, „Über die Möglichkeit einer elektromagnetischen Begründung der Mechanik”, *Recueil de travaux offerts par les auteurs à H.A. Lorentz à l'occasion du 25ème anniversaire de son doctorat le 11 décembre 1900, Archives Néerlandaises* **5**, 96 (Haga 1900).
- [16] C. Barus, „The progress of physics in the nineteenth century”, w: *Physics for a New Century*, wybór: K.R. Sopka (Tomash Publishers, American Institute of Physics, 1986), s. 64.
- [17] G. Holton, „On the Origins of the Special Theory of Relativity”, *Am. J. Phys.* **28**, 627 (1960).
- [18] J. Mehra, „The Historical Origin of the Special Theory of Relativity”, w: J. Mehra, *The Golden Age of Theoretical Physics*, t. 1 (World Scientific, Singapore 2002), s. 226.
- [19] H. Poincaré, „The Principles of mathematical physics”, w: *Physics for a New Century*, wybór: K.R. Sopka (Tomash Publishers, American Institute of Physics, 1986), s. 281.
- [20] H. Poincaré, „Sur la dynamique de l'électron”, *C. R.* **140**, 1504 (1905).
- [21] A. Pais, *Subtle is the Lord: The Science and the Life of Albert Einstein* (Oxford University Press, Oxford 1982), s. 170; polski przekład: *Pan Bóg jest wyrafinowany... Nauka i życie Alberta Einsteina*, tłum. P. Amsterdamski (Prószyński i S-ka, Warszawa 2001).
- [22] A. Einstein, *Autobiographical Notes* (Open Court Publishing Company, Chicago 1979), s. 49.



ANDRZEJ KAJETAN WRÓBLEWSKI (ur. 1933) pracuje w Uniwersytecie Warszawskim od 1954 r., w latach 1975–81 był dyrektorem Instytutu Fizyki Doświadczalnej, w latach 1986–89 – dziekanem Wydziału Fizyki, a w latach 1989–93 – rektorem Uniwersytetu Warszawskiego. Członek Polskiej Akademii Nauk, Polskiej Akademii Umiejętności i Towarzystwa Naukowego Warszawskiego. Autor prac naukowych z fizyki wielkich energii i historii fizyki. Jego obszerna książka *Historia fizyki od czasów najdawniejszych do współczesności* ukaże się jesienią tego roku nakładem PWN.

Tomografia magnetyczno-rezonansowa*

Jadwiga Tritt-Goc

Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań

Magnetic resonance imaging

Abstract: Magnetic Resonance Imaging (MRI) is a method used to visualize in a non-destructive way the insides of studied objects: living organisms or any other samples containing spins of atomic nuclei with non-zero spin numbers. In this paper the basic idea of MRI is presented. The Lauterbur experiments that led to the first magnetic resonance image of two samples of water are described. A procedure detailing how to obtain a 2D image of a sample is introduced on the basis of spin-warp pulse sequence.

Wstęp

Od połowy lat osiemdziesiątych XX w. rezonans magnetyczny najczęściej kojarzony jest z medycyną, za sprawą tomografów, które trafiły do szpitali. Uzyskiwane dzięki nim obrazy tomograficzne różnych części ciała ludzkiego stanowią cenne narzędzie diagnostyczne w rękach lekarzy. Metoda tomografii magnetyczno-rezonansowej (TMR), zwana również tomografią rezonansu magnetycznego albo obrazowaniem metodą rezonansu magnetycznego (MRI, od ang. nazwy magnetic resonance imaging), jest już rutynowo stosowana w świecie i coraz częściej także w Polsce jako nieinwazyjna metoda diagnostyczna [1–7]. Obecnie w naszym kraju jest zainstalowanych ponad sto tego typu tomografów.

Idea obrazowania metodą rezonansu magnetycznego sięga roku 1973, kiedy to niezależnie od siebie Paul Lauterbur [8] i Peter Mansfield [9] pokazali możliwość wykorzystania gradientów pola magnetycznego do odróżnienia sygnałów jądrowego rezonansu magnetycznego pochodzących z różnych miejsc badanej próbki. Dzięki temu możliwe stało się uzyskiwanie dwuwymiarowych lub trójwymiarowych obrazów tomograficznych badanej próbki, w dowolnym przekroju. Od roku 1973 do dnia dzisiejszego obrazowanie metodą rezonansu magnetycznego ciągle się rozwija. Metoda ta już nie tylko służy do obrazowania anatomii narządów, ale także do tworzenia obrazów przepływu krwi w tętnicach i żyłach bez użycia środków kontrastowych i promieniowania jonizującego, a także pozwala na lokalizację obszaru mózgu odpowiedzialnego za konkretną czynność, np. mówienie, słuchanie, oglądanie obrazów, rozwiązywanie problemów matematycznych itp. Pierwsza z tych metod zwana jest angiografią magnetyczno-rezonansową (MRA) [10,11], a druga – funkcjonalną tomografią magnetyczno-rezonansową (fMRI) [12,13]. Ciągłe

ulepszanie samej techniki otrzymywania obrazów tomograficznych, a także ich opracowań komputerowych, prowadzi do uzyskiwania obrazów o coraz lepszej rozdzielczości przestrzennej (obecnie nawet $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$), lepszym stosunku sygnału do szumu i w coraz krótszym czasie. Dzięki temu obecnie tomografia MRI nie tylko jest powszechnie stosowaną metodą diagnostyczną w szpitalach, ale też jako tzw. mikrotomografia stała się bardzo przydatnym narzędziem w naukowych badaniach podstawowych. Najlepszym zaś dowodem dużej roli, jaką TMR odgrywa w życiu współczesnego człowieka, jest przyznanie jej twórcom, Lauterburowi i Mansfieldowi, Nagrody Nobla z medycyny w 2003 r.

Podstawowe wiadomości o jądrowym rezonansie magnetycznym

Tomografia magnetyczno-rezonansowa opiera się na zjawisku jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR, ang. nuclear magnetic resonance) odkrytym w roku 1945 przez dwa niezależne zespoły badawcze: Blocha i Purcella [14,15]. Wielkością fizyczną wykorzystywaną w NMR-ze jest spin i związany z nim jądrowy moment magnetyczny, zwany tu dalej momentem magnetycznym.

Momenty magnetyczne jąder oddziałują z polem magnetycznym i właśnie to oddziaływanie stanowi istotę zjawiska NMR oraz dostarcza informacji o badanej próbce. Do obserwacji rezonansu wykorzystuje się dwa rodzaje pola magnetycznego: pole stałe o indukcji B_0 i zmienne pole B_1 o częstotliwości radiowej. Źródłem pola B_0 są magnesy, obecnie głównie nadprzewodnikowe, natomiast pole B_1 jest wytwarzane przez generator o częstotliwości radiowej zasilający cewkę indukcyjną będącą elementem obwodu rezonansowego. Aktualna technologia umożliwia konstrukcję magnesów nadprzewodnikowych, które wytwarzają pola

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji Fizyka fazy skondensowanej.

o indukcji przekraczającej 20 tesli. Pole \mathbf{B}_1 jest znacznie słabsze, rzędu 10^{-5} T.

W stałym polu o indukcji \mathbf{B}_0 spiny jądrowe i związane z nimi momenty magnetyczne $\boldsymbol{\mu}$ wykonują precesję z częstością ω_0 , zwaną częstością Larmora:

$$\omega_0 = \gamma B_0. \quad (1)$$

We wzorze (1) γ oznacza współczynnik giromagnetyczny, wielkość charakterystyczną dla danego jądra. W celu zaobserwowania NMR należy umieścić próbkę w dodatkowym, zmiennym polu \mathbf{B}_1 , czyli – inaczej mówiąc – poddać próbkę działaniu fali elektromagnetycznej o częstości radiowej. Gdy częstość tej fali jest równa lub prawie równa częstości precesji momentów magnetycznych, określonej wzorem (1), występuje absorpcja promieniowania przez układ spinów badanej próbki. Efektem tej absorpcji jest właśnie sygnał NMR [16–18], którego amplituda jest proporcjonalna do wypadkowej magnetyzacji \mathbf{M} :

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \frac{\boldsymbol{\mu}_i}{V}, \quad (2)$$

gdzie N oznacza liczbę spinów w badanej próbce, a V – jej objętość.

Do obserwacji rezonansu można stosować metodę fali ciągłej albo – używane obecnie znacznie częściej – metody impulsowe. W metodzie fali ciągłej pole magnetyczne jest zmieniane liniowo wokół indukcji rezonansowej \mathbf{B}_0 , a pole \mathbf{B}_1 o częstości radiowej działa na próbkę przez cały czas obserwacji. W metodach impulsowych pole magnetyczne jest stałe, a pole \mathbf{B}_1 ma postać impulsów. Najpowszechniej stosuje się impuls 90° , który obraca wypadkową magnetyzację o kąt prosty na płaszczyznę xy układu laboratoryjnego, lub impuls 180° , obracający magnetyzację o kąt półpełny na oś $-z$. W warunkach równowagi termodynamicznej (przed działaniem impulsu pola o częstości radiowej, wywołującego rezonans) wypadkowa magnetyzacja skierowana jest wzdłuż osi z układu laboratoryjnego, który ma swój środek w izocentrum magnesu $(x, y, z) = (0, 0, 0)$. Wzdłuż tej osi działa również pole \mathbf{B}_0 .

Podstawowymi parametrami mierzonymi w NMR-ze, poza np. szerokością linii rezonansowej czy przesunięciem chemicznym, są czasy relaksacji T_1 oraz T_2 , zwane odpowiednio czasem relaksacji spin–sieć i spin–spin. Czasy relaksacji określają szybkości, z jakimi układ momentów magnetycznych powraca do warunków równowagi termodynamicznej, z której został wyprowadzony wskutek działania pola \mathbf{B}_1 . Są one związane z procesami na poziomie molekularnym i odzwierciedlają oddziaływanie spinów jądrowych z otoczeniem: siecią (czas T_1) i spinów między sobą (T_2). Pomiar zależności czasów relaksacji od temperatury lub częstości pola magnetycznego pozwala na określenie dynamiki molekularnej badanej próbki.

W klasycznej metodzie NMR rejestrowany sygnał rezonansowy pochodzi od wszystkich spinów jądrowych znajdujących się w badanej próbce, pobudzonych impulsem pola o częstości radiowej. Najłatwiej rezonans obserwuje się dla jąder atomu wodoru, czyli protonów. W me-

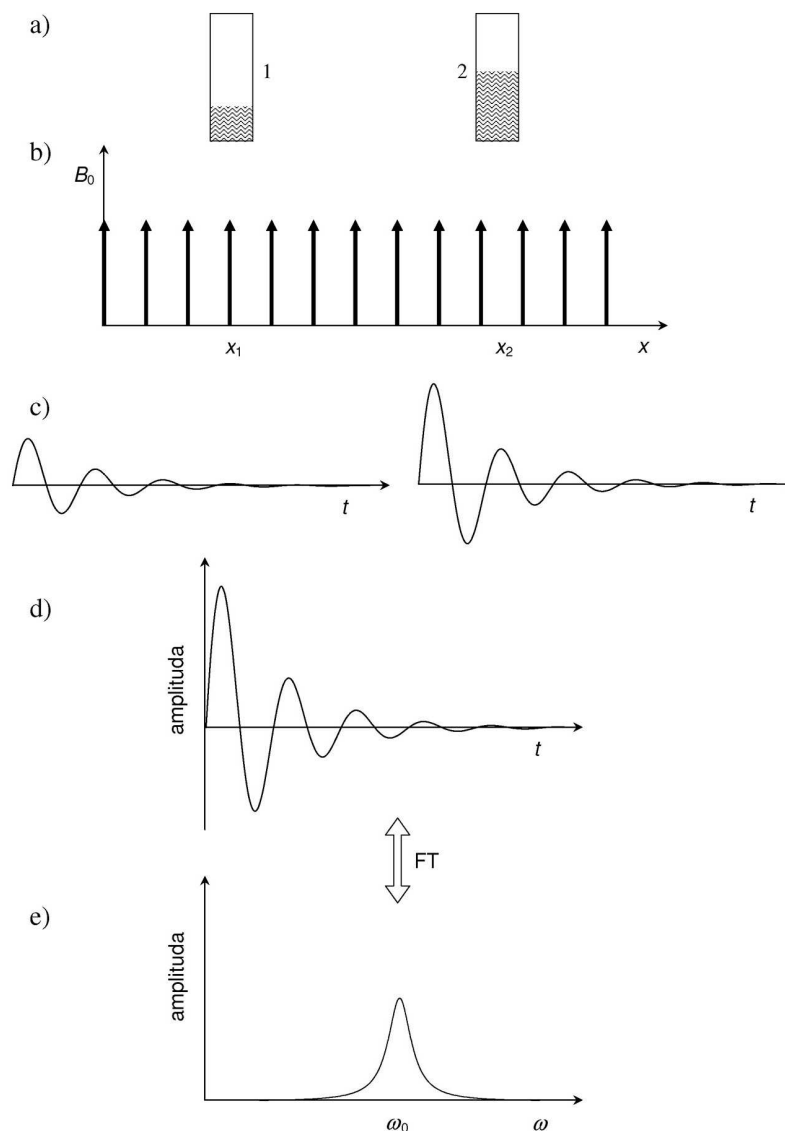
todzie TMR dzięki stosowaniu gradientów pola magnetycznego rejestrowany sygnał rezonansowy pochodzi od spinów jądrowych znajdujących się w różnych miejscach badanej próbki. Dzięki temu uzyskujemy przestrzennie selektywne informacje o parametrach charakteryzujących próbkę.

Warto wymienić najważniejsze odkrycia w historii NMR, które doprowadziły do powstania tomografii rezonansu magnetycznego, przypomnijmy – po raz pierwszy zaproponowanej niezależnie przez Lauterburą i Mansfielda [8,9]. Było to najpierw niewątpliwie odkrycie echa spinowego (Hahn 1950), które zapoczątkowało rozwój metod impulsowych w rezonansie magnetycznym [19], następnie wprowadzenie (Ernst 1966) do impulsowej techniki NMR transformacji Fouriera [20], dalej koncepcja spektroskopii dwuwymiarowej (Jeener 1971, [21]), wreszcie ogromny rozwój technik komputerowych.

Doświadczenie Lauterburą

Ideę obrazowania metodą rezonansu magnetycznego chyba najlepiej jest przedstawić, omawiając doświadczenie podobne do wykonanego w 1972 r. przez Lauterburą, który wykorzystał gradienty pola magnetycznego do odróżnienia sygnałów NMR pochodzących od dwóch próbek z wodą i otrzymał pierwszy dwuwymiarowy obraz tomograficzny tych próbek [8].

Przedmiotem modelowego doświadczenia są dwie próbki z wodą (rys. 1a) oznaczone odpowiednio 1 oraz 2, a rezonans jądrowy obserwujemy dla protonów. Objętość wody w próbce nr 2 jest dwukrotnie większa niż w próbce nr 1. Probówki, umieszczone w stałym, jednorodnym polu magnetycznym o indukcji \mathbf{B}_0 , zajmują odpowiednio położenia x_1 oraz x_2 na osi x . Amplitudę \mathbf{B}_0 wzdłuż tej osi przedstawiono na rys. 1b za pomocą wektorów. Zgodnie ze wzorem (1) częstości ω_1 oraz ω_2 precesji protonów w obydwu próbkach są identyczne ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$), bo obydwie próbki, niezależnie od położenia, znajdują się w takim samym polu \mathbf{B}_0 , a $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ dla protonów. Odpowiedzią protonów na działanie impulsu pola \mathbf{B}_1 o częstości radiowej, spełniającego warunek rezonansu, jest sygnał rezonansowy, który nosi nazwę krzywej indukcji swobodnej (FID, od ang. free induction decay). Na rysunku 1c przedstawiono sygnały FID emitowane przez badane próbki. Obydwa charakteryzują się tą samą częstością, ale różną amplitudą. W próbce nr 2 znajduje się większa ilość wody, zatem podczas działania impulsu pola \mathbf{B}_1 próbka ta pochłania więcej promieniowania elektromagnetycznego i tym samym emituje większą ilość energii (wytwarza większe napięcie w cewce odbiorczej), a wynikiem tego jest krzywa indukcji o większej amplitudzie. Amplituda sygnału FID zawiera więc informacje o liczbie spinów (w omawianym doświadczeniu – protonów) w badanej próbce. W realnym doświadczeniu obserwujemy krzywą FID, która jest superpozycją sygnałów rezonansowych emitowanych ze wszystkich położeni wzdłuż osi x , w omawianym doświadczeniu – x_1 oraz x_2 (rys. 1d). Poddając tę krzywą transformacji Fouriera, otrzymujemy widmo rezonansu jądrowego.

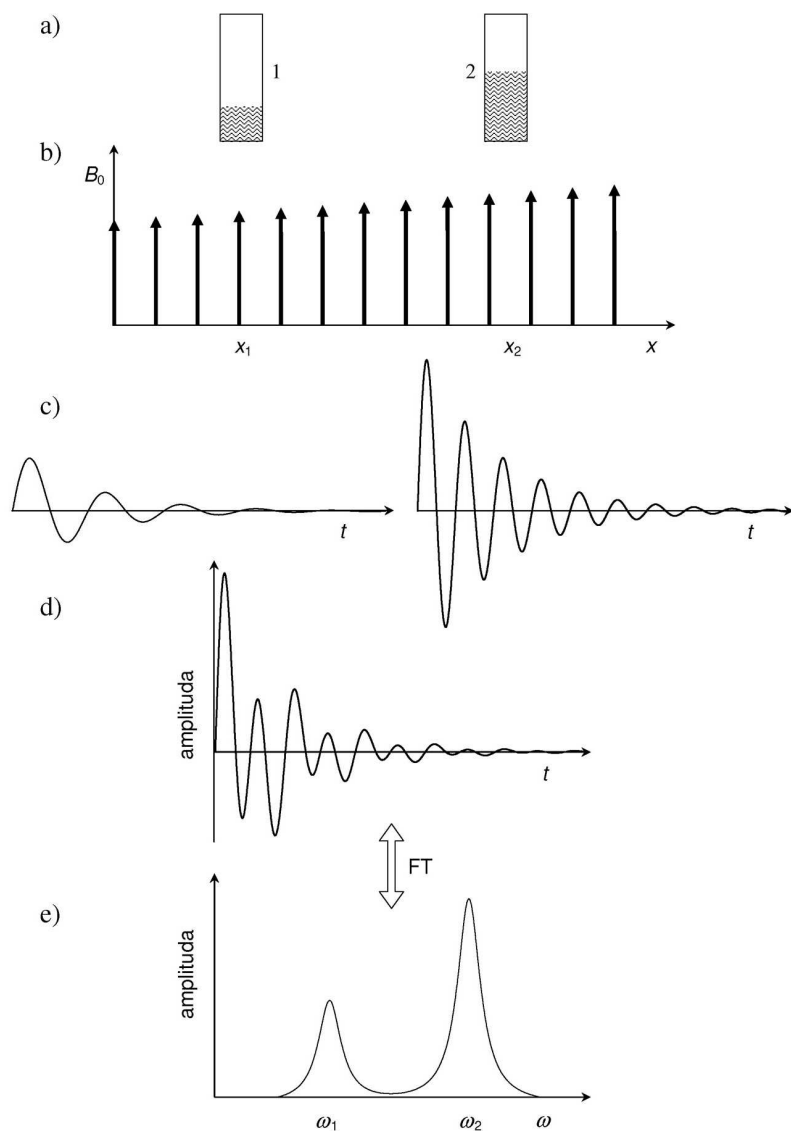


Rys. 1. Doświadczenie Lauterbur'a w stałym polu magnetycznym B_0 : a) probówki z wodą o różnym położeniu na osi x ; b) stałe pole magnetyczne B_0 ; c) sygnały NMR – krzywe FID dla obydwu próbek; d) obserwowany sygnał FID – interferogram sygnałów z obu próbek; e) transformata Fouriera (widmo NMR) wypadkowego sygnału FID

Dla omawianego przypadku jest ono złożone z jednego maksimum rezonansowego, którego położenie odpowiada częstotliwości ω_0 precesji protonów w polu B_0 . Klasyczne doświadczenie NMR nie pozwala więc odróżnić sygnałów rezonansowych pochodzących od dwóch probówek z wodą. Podobnie wyglądałaby sytuacja dla większej liczby badanych próbek, pod warunkiem, że wszystkie znajdowałyby się w jednorodnym polu B_0 .

Uzyskanie oddzielnych sygnałów rezonansowych pochodzących od każdej badanej probówki lub z różnych miejsc danej próbki jest możliwe dzięki odpowiedniej modyfikacji statycznego pola magnetycznego. W celu zrozumienia, na czym polega ta modyfikacja, powtórzmy omówione doświadczenie, zmieniając trochę warunki jego przeprowadzenia. Probówki nr 1 i 2 umieszczone są teraz (rys. 2a) w polu magnetycznym o liniowym gradiencie wytworzonym za pomocą specjalnych cewek, tzw. cewek gradientowych (rys. 2b). Dzięki takiej modyfikacji indukcja B_0 w punkcie x_1 jest mniejsza niż w punkcie x_2 , a to oznacza, że protony w x_1 wykonują precesję z częstotnością

Larmora mniejszą niż w x_2 . Emitowane przez próbki sygnały przedstawiono na rys. 2c. Sygnały mają różną amplitudę, jak na rys. 1c, ale też i różną częstotliwość. Częstotliwość sygnału pochodzącego od próbki nr 1 jest mniejsza od częstotliwości protonów w próbce nr 2, bo $B_0(x_1) < B_0(x_2)$. W ten sposób częstotliwość sygnału rezonansowego staje się związana z położeniem próbki na osi x . Znajomość częstotliwości oznacza informacje o miejscu, z którego pochodzi sygnał rezonansowy. Podobnie jak w doświadczeniu przedstawionym na rys. 1, amplituda sygnału FID zawiera informacje o gęstości spinów w badanych próbkach. Rzeczywista krzywa indukcji swobodnej (rys. 2d) jest superpozycją sygnałów FID z rys. 2c. Transformacja Fouriera tej krzywej prowadzi do widma przedstawionego na rys. 2e. Tak więc zastosowanie gradientu pola magnetycznego umożliwia uzyskanie oddzielnych widm rezonansowych dla dwóch próbek z wodą, umieszczonych w tym samym magniesie wytwarzającym pole o stałym kierunku. Omówione doświadczenie pokazuje ideę otrzymywania obrazów tomograficznych dowolnych obiektów zawierających spiny jądrowe.



Rys. 2. Doświadczenie Lauterbura w polu magnetycznym B_0 modyfikowanym przez gradient: a) próbki z wodą; b) zmiana B_0 na skutek działania gradientu wzdłuż osi x ; c) sygnały NMR – krzywe FID dla obydwu próbek; d) obserwowany sygnał FID – interferogram sygnałów z obu próbek; e) transformata Fouriera (widmo NMR) wypadkowego sygnału FID

Powstawanie obrazu tomograficznego

W obrazowaniu metodą rezonansu magnetycznego badaną wielkością jest magnetyzacja jądrowa w jednostkowej objętości badanej próbki (tzw. woksela). Celem metody jest rejestracja sygnałów NMR z tych elementów objętości, a realizacja metody polega na modyfikacji pola B_0 za pomocą pól magnetycznych wytwarzanych przez cewki gradientowe. W ten sposób wprowadza się zależność częstości rezonansowej spinów jądrowych od ich położenia. Do wytwarzania pożądanej zmiany pola B_0 wzdłuż określonego kierunku służą cewki gradientowe. Zwykle jest to układ trzech wzajemnie prostopadłych cewek, każda dla jednego z kierunków x , y lub z . Zgodnie z ogólnie przyjętą umową, pole B_0 działa wzdłuż osi z tego układu, a słabe pole B_1 o częstości radiowej przykładamy prostopadle do pola B_0 . W takim przypadku wypadkowe pole statyczne działające na próbkę w kierunku z ma wartość

$$B = B_0 + \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}, \quad (3)$$

gdzie wektor \mathbf{r} charakteryzuje określone miejsce w obje-

tości próbki, a $\mathbf{G} = [G_x, G_y, G_z]$ jest gradientem modyfikującym pole B_0 . W standardowym doświadczeniu TMR składowe gradienty pola magnetycznego są stałe, a jego maksymalna wartość nie przekracza $0,01B_0$. W obecności gradientów pola częstość rezonansowa wykonujących precesję momentów magnetycznych zależy od położenia w próbce, a wzór Larmora (1) przyjmuje postać

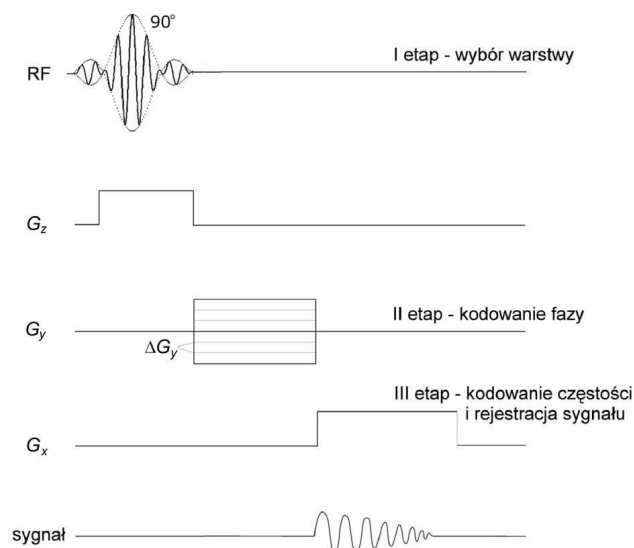
$$\omega(x, y, z) = \gamma(B_0 + G_x x + G_y y + G_z z). \quad (4)$$

Wzór (4) opisujący liniową zależność częstości od położenia jest podstawą tomografii magnetyczno-rezonansowej. Jest on prawdziwy tylko wtedy, gdy układ współrzędnych gradientowych jest równoległy do układu laboratoryjnego (x, y, z) , w którym wzdłuż osi z działa pole B_0 .

Jeśli do obrazowania badanego obiektu wykorzystamy tylko gradient w jednym kierunku, to uzyskamy obraz jednowymiarowy, tzn. profil będący rzutem gęstości spinów na kierunek, w którym przyłożony został gradient. Profil odzwierciedla kształt badanego obiektu. Aby uzyskać tomograficzny obraz dwu- lub trójwymiarowy, gra-

dienty B_0 należy przyłożyć odpowiednio w dwóch lub trzech kierunkach.

Na rysunku 3 przedstawiono uproszczony diagram sekwencji impulsów do dwuwymiarowego obrazowania tomograficznego z wykorzystaniem transformacji Fouriera.



Rys. 3. Sekwencja impulsów wykorzystywana do uzyskania dwuwymiarowego obrazu tomograficznego

Zachowanie się układu spinów w badanej próbce pod wpływem działania impulsów w przedstawionej sekwencji jest następujące.

I etap: wybór warstwy

Uzyskiwany w metodzie TMR obraz tomograficzny przedstawia najczęściej nie całą badaną próbkę, ale tylko pewną jej warstwę. W celu wybrania tej warstwy układ spinów jądrowych poddajemy równoczesnemu działaniu impulsu pola o częstotliwości radiowej i gradientu B_0 . Gradient działa wzdłuż osi prostopadłej do warstwy, którą chcemy wybrać z badanej próbki. Jeżeli np. próbkę umieścimy w cewce wytwarzającej pole i warstwa, którą chcemy obrazować, jest prostopadła do osi z układu laboratoryjnego związanego z magnezem, to gradient należy przyłożyć wzdłuż osi z . Jest to tzw. gradient wyboru warstwy, często oznaczany symbolem G_z . Gradient G_z wprowadza liniową zależność częstotliwości precesji spinów od ich położenia wzdłuż osi z w całej badanej próbce. Działający na próbkę, równocześnie z gradientem G_z , impuls pola B_1 nie jest monochromatyczny – jego widmo zawiera pewien przedział częstotliwości rozłożony symetrycznie wokół częstotliwości rezonansowej ω_0 . Impuls pola B_1 wywoła rezonans tylko dla tych spinów położonych wzdłuż osi z (wzdłuż tej osi działa gradient G_z), których częstotliwości Larmora wywołane gradientem pola B_0 odpowiadają częstotnościom występującym w widmie częstotliwości impulsu. Mimo że gradient wprowadza zależność częstotliwości od położenia wzdłuż osi z w całej próbce, to dzięki temu, że przykładowy impuls B_1 ma określoną szerokość widmową, momenty magnetyczne

spinów jądrowych zostają wychylone z położenia równowagi tylko w określonej warstwie badanej próbki.

W sekwencji impulsów pokazanej na rys. 3 impuls B_1 , tzw. selektywny impuls pola o częstotliwości radiowej, to 90-stopniowy impuls $\sin x/x$. Impulsy takie, w przeciwieństwie do tzw. impulsów twardych, charakteryzują się długim czasem trwania (rzędu 100 ms, a nawet 1 s), małym natężeniem i odpowiednim kształtem. Grubość warstwy wybranej wskutek równoczesnego działania na próbkę gradientu G_z i impulsu pola o częstotliwości radiowej określa wzór

$$d = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_z}, \quad (5)$$

gdzie $\Delta\omega$ oznacza szerokość widmową impulsu radiowego. Po dokonaniu wyboru obrazowanej warstwy impuls B_1 i gradient zostają wyłączone.

Następnym celem jest uzyskanie informacji o obrazie wybranej warstwy – o wartości amplitudy i fazy sygnału rezonansu jądrowego pochodzącego z różnych miejsc w warstwie. Do uzyskania tej informacji wykorzystuje się dwa procesy, zwane odpowiednio procesem kodowania fazy i procesem kodowania częstotliwości, które polegają na przyłożeniu gradientów wzdłuż kierunków głównych obrazowanej warstwy.

II etap: kodowanie fazy

Spiny jądrowe w obrazowanej warstwie zostają poddane działaniu gradientu o określonej wartości, który powoduje systematyczną zmianę fazy rejestrowanego sygnału NMR. To właśnie w fazie sygnału są zachowywane informacje o położeniu pikseli (najmniejszych elementów obrazowanej warstwy w przestrzeni dwuwymiarowej) wzdłuż kierunku działania gradientu (proces kodowania fazy). Przyjęto umowę, że ów gradient kodowania fazy G_y przykłada się wzdłuż osi y układu współrzędnych x, y, z , który ma swój środek w izocentrum magnesu $(x, y, z) = (0, 0, 0)$. Przypomnijmy, że wzdłuż osi z tego układu działa gradient wyboru warstwy G_z i że jest to kierunek pola B_0 . Kierunki główne warstwy pokrywają się z kierunkami x, y tego układu. Gradient kodowania fazy G_y (rys. 3) wprowadza zależność fazy ϕ_y wektora magnetyzacji poprzecznej (tzn. składowej magnetyzacji wychylonej z położenia równoległego do kierunku statycznego pola B_0 wskutek działania impulsu pola o częstotliwości radiowej) od położenia w kierunku głównym y obrazowanej warstwy:

$$\phi_y = \gamma(B_0 + yG_y)t_y, \quad (6)$$

gdzie t_y oznacza czas trwania (działania) gradientu G_y . Zmianę fazy można uzyskać, zmieniając czas działania gradientu G_y przy stałej jego amplitudzie, albo – tak jak w sekwencji impulsów pokazanej na rys. 3 (ang. spin-warp) – zmieniając amplitudę gradientu G_y w równych odstępach, od maksimum do minimum. Taka sekwencja jest obecnie znacznie częściej stosowana z uwagi na to, że jest nieczuła na niejednorodności pola B_0 i eliminuje wpływ czasu relaksacji na obraz tomograficzny dla długich czasów działania gradientu. Rozdzielczość obrazu to-

mograficznego w kierunku osi y określa wzór

$$\Delta y = \frac{F_y}{N_y} = \frac{\pi}{\gamma G_y t_y}, \quad (7)$$

gdzie N_y jest liczbą różnych wartości przyłożonego gradientu G_y , a pole widzenia F_y zależy od rozmiaru próbki w kierunku osi y .

Po zadziałaniu gradientu G_y i jego wyłączeniu następuje realizacja III etapu sekwencji przedstawionej na rys. 3 – etapu kodowania częstości i rejestracji sygnału NMR.

III etap: kodowanie częstości i rejestracja sygnału NMR

Gradient przykładany wzdłuż drugiego kierunku głównego x obrazowanej warstwy wprowadza zależność częstości precesji momentów magnetycznych od położenia w tym kierunku, zgodnie ze wzorem

$$\omega_x = \gamma(B_0 + xG_x), \quad (8)$$

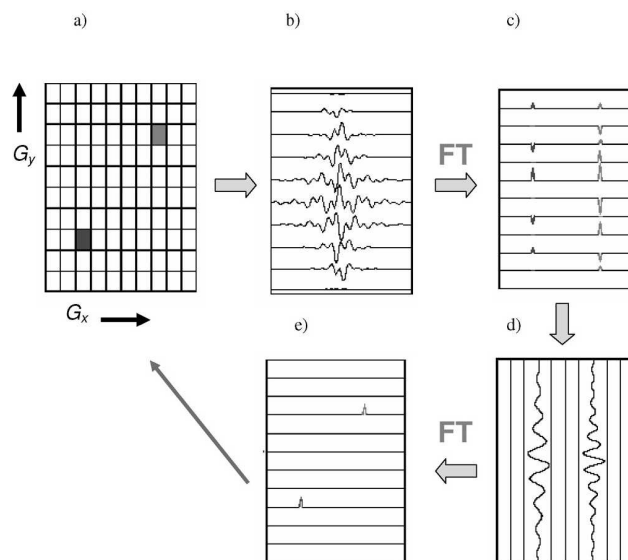
i nosi nazwę gradientu kodowania częstości G_x lub gradientu odczytu, ponieważ podczas jego działania następuje rejestracja sygnału rezonansu jądrowego. Rozdzielczość obrazu tomograficznego w kierunku osi x określa wzór

$$\Delta x = \frac{F_x}{N_x} = \frac{1}{\gamma G_x t}, \quad (9)$$

gdzie N_x oznacza liczbę próbkowanych punktów krzywej indukcji swobodnej (albo echa spinowego), t – czas próbkowania sygnału, a pole widzenia F_x zależy od rozmiaru próbki w kierunku osi x . Sygnał echa spinowego otrzymujemy, działając na badaną próbkę nie jednym impulsem pola B_1 , jak w przypadku krzywej indukcji swobodnej, lecz stosując odpowiednią sekwencję impulsów.

Sekwencja impulsów przedstawiona na rys. 3 i opisana powyżej jest powtarzana zazwyczaj 128, 256 albo 512 razy. Czas między powtórzeniami sekwencji to tzw. czas repetycji T_R . Przy każdym powtórzeniu sekwencji zmieniona zostaje amplituda gradientu kodowania fazy G_y , natomiast amplituda gradientu kodowania częstości G_x ma wartość stałą. Uzyskane sygnały NMR, np. krzywe FID albo sygnały echa spinowego, poddaje się następnie podwójnej transformacji Fouriera: najpierw w kierunku kodowania częstości (kierunek x), a potem w kierunku kodowania fazy (kierunek y). W celu opisu tej procedury rozważmy obrazowaną warstwę, dla prostoty przyjmując, że tylko w dwóch pikselach tej warstwy znajdują się protony, których momenty magnetyczne dają wkład do wypadkowej magnetyzacji w danym pikselu (rys. 4a). Dla każdej wartości gradientu G_y rejestruje się podczas działania gradientu G_x sygnał echa spinowego, który dla omawianego przypadku dwóch pikseli jest interferogramem złożonym z dwóch częstości (rys. 4b). Na tym samym rysunku można również dostrzec dwie częstości oscylacji w kierunku kodowania fazy. Dane w domenie czasowej i fazowej nazywane są często danymi nieprzetworzonymi. Są one identyczne, jeśli chodzi o częstość, czyli w domenie czasowej (oś x), ale różnią się fazą (oś y). Dane te poddaje się najpierw transformacji Fouriera w kierunku kodowania częstości. Otrzymuje się dwie serie maksimów

o częstościach odpowiadających położeniom pikseli ze spinami na osi x (rys. 4c). Ich amplituda oscyluje w kierunku kodowania fazy, co widać lepiej, gdy zmienimy kierunek patrzenia na wyniki (rys. 4d). Następnie dokonujemy transformacji Fouriera w kierunku kodowania fazy i otrzymujemy dwa maksima, których położenia odpowiadają położeniom dwóch pikseli ze spinami w obrazowanej warstwie (rys. 4e).



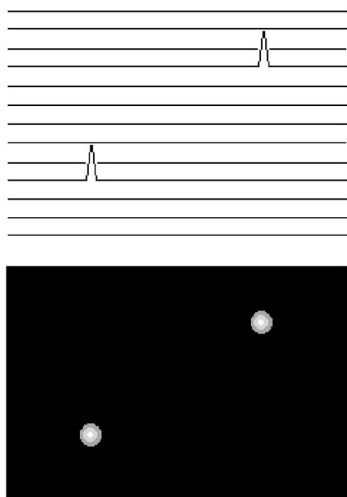
Rys. 4. Schemat powstawania obrazu tomograficznego

Wyniki podwójnej transformacji Fouriera są przedstawiane jako obraz tomograficzny poprzez zamianę natężenia maksimów rezonansowych na intensywność pikseli w obrazie (rys. 5), który najczęściej jest wyświetlany z 256 odcieniami szarości. Sygnałowi o maksymalnej amplitudzie przypisuje się liczbę 255 (biel), o minimalnej – liczbę 0 (czerni), a wszelkie inne wartości amplitudy sygnału są zawarte między stopniami 0 a 255.

W celu uzyskania trójwymiarowego obrazu tomograficznego należy w sekwencji przedstawionej na rys. 3 zamiast gradientu wyboru warstwy przyłożyć gradient kodowania fazy również w kierunku osi z .

Kontrast obrazu tomograficznego

Obraz tomograficzny jest mapą natężenia sygnału rezonansowego pochodzącego od spinów jądrowych badanej próbki lub jej wybranej warstwy. Na to natężenie wpływają głównie trzy czynniki: gęstość spinów i czasy relaksacji T_1 oraz T_2 . Za pomocą odpowiednio dobranych warunków doświadczenia można zmienić skalę wpływów każdego z tych czynników i tym samym zmienić kontrast obrazu. Na przykład, gdy czas repetycji $T_R = 5T_1$, wyeliminowany zostaje wpływ T_1 i obraz tomograficzny jest rejestrowany tylko z kontrastem pochodzącym od T_2 i kontrastem gęstości spinów ρ . Odpowiednie procedury komputerowe pozwalają następnie na rozdzielenie wpływu obydwu rodzajów kontrastu i na uzyskanie obrazu tomograficznego albo tylko z kontrastem T_2 , albo tylko z kontrastem ρ .



Rys. 5. Obraz tomograficzny powstaje w wyniku zamiany w odpowiedni sposób amplitudy sygnałów NMR rejestrowanych dla poszczególnych pikseli obrazowanej warstwy (lub całej badanej próbki) na odcienie szarości

Możliwość wyboru kontrastu jest wielką zaletą TMR-u. W technice tej mamy możliwość dobierania optymalnego sygnału przez zmianę parametrów doświadczenia w sekwencji impulsów. Przy wykorzystywaniu tomografii w medycynie nie trzeba więc wprowadzać do organizmu środków chemicznych, chociaż w niektórych sytuacjach środki kontrastujące bywają bardzo pomocne. Jako takie stosuje się związki pierwiastków ziem rzadkich, np. gadolinu. Ich działanie polega na tym, że wraz z krwią wnikają do obrazowanych tkanek i tam powodują skrócenie czasów relaksacji. Dzięki temu uzyskuje się np. lepszy kontrast obrazu, pozwalający na uwidocznienie warstwy ze zmianami patologicznymi tkanek, do których łatwiej przenika paramagnetyczny związek kontrastowy.

Czy diagnostyka TMR jest bezpieczna dla człowieka?

W tomografii rezonansu magnetycznego wykorzystuje się stałe pole magnetyczne, pole o częstotliwości radiowej i pola gradientowe. Wszystkie te pola mogą niekorzystnie wpływać na człowieka poddanego ich działaniu podczas obrazowania. W silnych polach magnetycznych następuje porządkowanie się białek i lipidów w błonach komórkowych, a to może prowadzić do zakłóceń naturalnych funkcji tkanek. Głównym skutkiem działania pola o częstotliwości radiowej jest nagrzewanie się tkanek. Natomiast składowa zmienna pola magnetycznego indukuje w przewodnikach, a więc i w ciele człowieka prądy, co prowadzi do polaryzacji błon. Poza zjawiskami natury elektrycznej zmienne pole magnetyczne wywołuje deformacje mechaniczne, które są przyczyną znanych od dawna efektów odczuwanych przez pacjentów jako wrażenia optyczne.

Mimo potencjalnych negatywnych skutków działania pól magnetycznych na człowieka uważa się, że metoda TMR jest metodą bezpieczną i nieinwazyjną. Wyznaczono bowiem ściśle określone graniczne wartości pól

dopuszczalne w diagnostyce szpitalnej. Są one nieco różne w Europie i Stanach Zjednoczonych, jak pokazuje tab. 1. W ostatnich latach w USA dopuszczono do wykorzystania w badaniach klinicznych magnesy wytwarzające stałe pola magnetyczne o indukcji nawet 8 T. Ze wzrostem B_0 rośnie stosunek sygnału do szumu, co jest bardzo istotne w stosowaniu metody MRA oraz fMRI.

Tabela 1. Dozwolone wartości pól w tomografii rezonansu magnetycznego wykorzystywanej w diagnostyce szpitalnej

Typ pola, wielkość fizyczna	W. Brytania ^a	USA ^b
Stacyczne pole magnetyczne, indukcja B_0	4,0 T	8,0 T
Szybkość zmian pola magnetycznego dB_0/dt	20 T/s (czas narastania > 3 ms)	niesprawiająca bólu, dyskomfortu i podrażnienia
Pochłonięta energia pola o częstotliwości radiowej	2,0 W/kg (całe ciało, w czasie > 30 min)	4,0 W/kg (całe ciało, w czasie \geq 15 min)

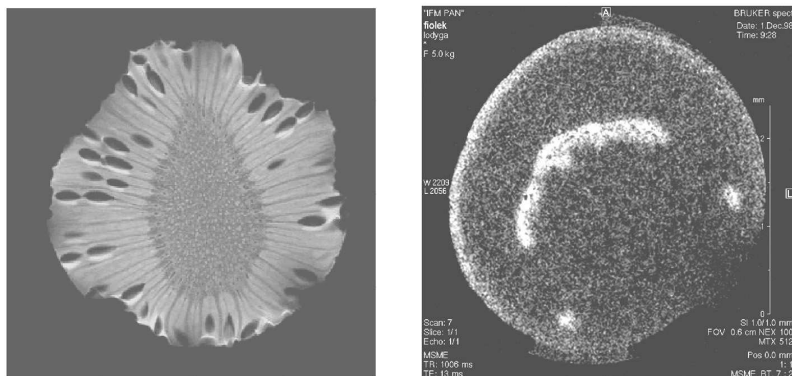
^aDane z 2002 r. zatwierdzone przez Narodową Radę Ochrony Radiologicznej

^bDane z 2003 r. zatwierdzone przez Departament Żywności i Leków

Przykładowe obrazy tomograficzne

Pracownia Mikroobrazowania NMR Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu wyposażona jest w spektrometr jądrowego rezonansu magnetycznego AVANCE firmy Bruker z układem cewek gradientowych i głowicą do mikroobrazowania. Tym samym spektrometr jest tomografem, dzięki któremu możemy uzyskiwać obrazy, stosując metodę TMR. Magnes nadprzewodnikowy wytwarza stałe pole magnetyczne o indukcji 7,1 T. Częstota precesji protonów w tym polu wynosi 300 MHz. Głowica do mikroobrazowania ma wymienne cewki nadawczo-odbiorcze o średnicy 5, 10, 15 oraz 25 mm. Maksymalna wartość gradientów wynosi 1 T/m. Tomograf jest sterowany przez stację graficzną Silicon Graphics wyposażoną w specjalistyczne programy XWIN-NMR 2.6 i Para Vision 2.1. Ten ostatni umożliwia uzyskiwanie obrazów tomograficznych przy użyciu standardowych sekwencji impulsów, np. echa spinowego czy gradientowego, jak też sekwencji impulsów służących do obrazowania ciał stałych metodą SPI (ang. single point imaging).

Na rysunku 6 przedstawiono obrazy tomograficzne, w przekroju poprzecznym, owocu kiwi i łądygi fiołka afrykańskiego. W obydwu przypadkach obrazowano warstwę o grubości 2 mm, a rozdzielczość w płaszczyźnie wynosiła: dla kiwi $49 \mu\text{m} \times 49 \mu\text{m}$, a dla łądygi fiołka $11 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$. Rozdzielczość ta była wystarczająca do odtworzenia wnętrza badanych obiektów, np. pestek w owocu



Rys. 6. Obrazy tomograficzne owocu kiwi (z lewej, zob. też ilustrację na okładce) i łądygi fiołka afrykańskiego, uzyskane przy zastosowaniu sekwencji impulsów przedstawionej na rys. 3 z rozdzielczością równą $49 \mu\text{m} \times 49 \mu\text{m}$ dla kiwi, $11 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$ dla łądygi fiołka

kiwi czy „kanałów wodnych” w łądydze fiołka, a nawet jego struktury komórkowej. Stosowano sekwencję impulsów przedstawioną na rys. 3. Podsumowując, można powiedzieć, że tomograf rezonansu magnetycznego to taki szczególny aparat fotograficzny do uzyskiwania obrazów wnętrza badanych obiektów w sposób nieinwazyjny, bez konieczności ich specjalnego przygotowania.

Literatura

- [1] P.T. Callaghan, *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy* (Oxford Science Publications, New York 1991).
- [2] J.W. Hennel, T. Kryst-Widźgowska, *Na czym polega tomografia magnetyczno-rezonansowa? Zasada i przykłady zastosowań w medycynie* (Wyd. Instytutu Fizyki Jądrowej, Kraków 1995).
- [3] J.W. Hennel, *Podstawy teoretyczne tomografii magnetyczno-rezonansowej* (Wyd. Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 1999).
- [4] B. Gonet, *Obrazowanie magnetyczno-rezonansowe* (Wyd. Lekarskie PZWL, Warszawa 1997).
- [5] J. Walecki, A. Ziemiański, *Rezonans magnetyczny i tomografia komputerowa w praktyce klinicznej* (Springer-PWN, Warszawa 1997).
- [6] B. Blümich, *NMR Imaging of Materials* (Oxford Science Publications, New York 2000).
- [7] J. Tritt-Goc, *Wprowadzenie do tomografii magnetyczno-rezonansowej* (Ośrodek Wydawnictw Naukowych, Poznań 2003).
- [8] P. C. Lauterbur, *Nature* **242**, 190 (1973).
- [9] P. Mansfield, P.K. Grannell, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, L422 (1973).
- [10] H. Jara, B.C. Yu, S.D. Caruthers, *Magnetic Res. Med.* **41**, 575 (1999).
- [11] M. Stuber, R.M. Botnar, P.G. Danias, *J. Am. Coll. Cardiol.* **34**, 524 (1999).
- [12] P.C. van Zijl i in., *Nat. Med.* **4**, 159 (1998).
- [13] T. Yamano, *Phys. Rev. A* **63**, 46 (2001).
- [14] F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).
- [15] E.M. Purcell, H.C. Torrey, R.V. Pound, *Phys. Rev.* **69**, 37 (1946).
- [16] A. Abragam, *Principle of Nuclear Magnetism* (Oxford Science Publications, New York 1961).
- [17] C.P. Slichter, *Principle of Magnetic Resonance* (Harper and Row Publishers, New York 1963).
- [18] J.W. Hennel, J. Klinowski, *Fundamentals of Nuclear Magnetic Resonance* (Longman Scientific & Technical, Harlow 1993).
- [19] E.L. Hahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
- [20] R.R. Ernst, W.A. Anderson, *Rev. Sci. Instrum.* **37**, 93 (1966).
- [21] J. Jeener, *Lecture Notes About Two-Dimensional NMR Spectroscopy* (Editions de Physique, Les Ulis, France 1994), s. 265.



Dr hab. JADWIGA TRITT-GOC jest docentem w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, gdzie kieruje zespołem zajmującym się badaniami dynamiki molekularnej, nanostruktury i własności fizycznych materiałów dielektrycznych. W badaniach wykorzystuje metody rezonansów magnetycznych, m.in. tomografię magnetyczno-rezonansową. Wiedzę o tej metodzie i jej wykorzystaniu do badań podstawowych przekazuje młodym adeptom nauki, prowadząc wykłady na Politechnice Poznańskiej oraz będąc opiekunem prac magisterskich i promotorem rozpraw doktorskich. Z myślą o nich napisała książeczkę popularnonaukową *Tomografia magnetyczno-rezonansowa*. Przez 4 lata pracowała na University of Illinois w Chicago. Krótsze staże naukowe odbyła w Max-Planck-Institut w Heidelbergu, w NCRS Demokritos w Atenach i na Uniwersytecie w Ulm (jako stypendystka DAAD).

Czterowymiarowy wszechświat kwantowy w komputerze*

Jerzy Jurkiewicz

Centrum Badań Systemów Złożonych im. Marka Kaca, Uniwersytet Jagielloński

Four-dimensional quantum universe on a computer

Abstract: The question: „what is the structure of the universe at the Planck scale (10^{-35} m)“ is a long-standing problem of theoretical physics. We can expect that at this scale the spacetime becomes non-homogeneous, with rapid quantum fluctuations of geometry. The correct description of such a structure should be quantum theory of gravity and construction of such a theory is one of the biggest challenges in theoretical physics. Quantum theory of gravity should at the same time explain the macroscopic four-dimensional geometry of the universe, described by the general theory of relativity. In this article a possible construction of such a theory, based on the method of causal dynamical triangulations, is discussed. This theory gave for the first time a description which connects the short-distance quantum effects with a correct long-range asymptotics. Preliminary results obtained for a model of „pure gravity“ without matter are discussed. Even this simple version of the model predicts instability, leading to the Big Bang, and a four-dimensional universe on a macroscopic scale.

Wstęp

Dwie fundamentalne zasady współczesnej fizyki pozwalają sądzić, że obserwacja czasoprzestrzeni za pomocą hipotetycznego supermikroskopu, który pozwoliłby zobaczyć zjawiska zachodzące w skali Plancka (10^{-35} m), pokazałyby fundamentalną rolę, jaką w tej skali odgrywa geometria. Pierwszą z tych zasad jest zasada nieoznaczoności Heisenberga głosząca, że im mniejsza jest skala, w której obserwujemy zjawiska fizyczne, tym większe stają się fluktuacje pędu i energii. Druga zasada wynika z ogólnej teorii względności (OTW) i przewiduje, że istnienie dużych fluktuacji energii musi prowadzić do deformacji geometrii oraz pojawienia się zakrzywień, które powinny dać się obserwować w doświadczeniach fizycznych.

Jedną z wielkich ambicji fizyki teoretycznej jest zbudowanie spójnego opisu takiej dynamicznej mikrostruktury w ramach kwantowej teorii grawitacji (KTG). Teoria taka łączyłaby w sobie elementy kwantowej teorii pola i OTW oraz miałyby nietrywialne konsekwencje dla fizyki wysokich energii i kosmologii. Stworzenie takiej teorii okazuje się niezwykle trudne z całkiem prozaicznego powodu: dla zakresu energii, w którym powinna obowiązywać KTG, nie istnieją żadne wyniki doświadczalne. Trudno się ich spodziewać w przewidywalnej przyszłości, więc podstawowe źródło informacji pozwalające

budować i weryfikować teorie fizyczne jest niedostępne. Alternatywa polega na konstruowaniu teorii przy założeniach albo o dodatkowych regułach dynamicznych, albo nowych symetriach, obowiązujących dla zjawisk w bardzo małej skali. Konsekwencje wynikające z wprowadzenia tych reguł możemy weryfikować pośrednio, poprzez zbadanie wynikających z nich zjawisk w skali makroskopowej. Przykładami nowych reguł może być założenie, że Wszechświat zbudowany jest z małych wibrujących strun albo że w skali Plancka przestaje on być ciągły, lecz ma strukturę ziarnistą.

Badania kwantowej grawitacji można podzielić na dwie podstawowe kategorie [1,2]. Pierwsza to podejście nieperturbacyjne, gdzie głównym zadaniem jest kwantowanie grawitacyjnych stopni swobody jako takich, bez wprowadzenia dodatkowych struktur (np. supersymetrii lub dodatkowych wymiarów czasoprzestrzennych). Druga to podejście strunowe, w ramach którego KTG jest niemal „produktem ubocznym”, otrzymanym w ramach zunifikowanej wielowymiarowej i supersymetrycznej „teorii wszystkiego”, której podstawowymi obiektami są struny i (mem)brany [3].

Program badawczy przedstawiony w tym artykule należy do pierwszej kategorii. Teoria kauzalnych triangulacji dynamicznych (KDT) bierze swą nazwę od podstawowego narzędzia, jakim się posługujemy. Omówione wyniki są rezultatem wieloletniej współpracy naukowej autora z Ja-

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji Fizyka jądrowa i cząstek elementarnych.

nem Ambjørnem z Instytutu Nielsa Bohra w Kopenhadze i Renatą Loll z Instytutu Spinozy w Utrechcie [4–8].

Dlaczego kwantowa grawitacja jest wyjątkowa

Kwantowa grawitacja, w przeciwieństwie do innych kwantowych oddziaływań elementarnych, opisuje dynamikę geometrii czasoprzestrzeni, czyli obiektu, który w większości fizycznych problemów przyjmuje się za stały i dany z zewnątrz (najczęściej w postaci płaskiej metryki Minkowskiego). W klasycznej OTW geometrycznym stopniem swobody jest metryka czasoprzestrzeni $g_{\mu\nu}(x)$, lokalna zmienna pola, która wyznacza wartości odległości i kątów, czyli sposób, w jaki czasoprzestrzeń jest lokalnie zakrzywiona. Klasycznie geometrię czasoprzestrzeni otrzymujemy, rozwiązując równania Einsteina na $g_{\mu\nu}(x)$ przy ustalonych warunkach brzegowych i przy określonej zawartości materii we Wszechświecie albo w jego fragmencie. Kwantowanie grawitacji jest więc kwantowaniem geometrycznych stopni swobody związanych z $g_{\mu\nu}(x)$ i w konsekwencji prowadzić powinno do otrzymania kwantowych odpowiedników równań Einsteina.

KTG powinna opisywać zjawiska na bardzo małych odległościach, typowe dla bardzo wczesnego Wszechświata o olbrzymiej gęstości energii. W takich sytuacjach geometria może być bardzo odmienna od płaskiej geometrii Minkowskiego. Z technicznego punktu widzenia oznacza to, że w KTG należy zmodyfikować standardowe metody kwantowania, oparte na istnieniu jakiejś ustalonej metryki tła i traktujące grawitację jako małą fluktuację wokół tej metryki. Oznacza to, że kwantowa grawitacja powinna być niezależna od tła oraz nieperturbacyjna. Takie podejście wymaga rozwinięcia nowych metod matematycznych.

Mimo niewątpliwych postępów osiągniętych w ostatnich latach zarówno w nieperturbacyjnym podejściu do KTG jak i w teorii strun, jesteśmy ciągle daleko od jakiegokolwiek jedynej teorii grawitacji, która z matematycznego punktu widzenia byłaby zarazem kompletna i wewnętrznie spójna. Mówiąc „kompletna”, mamy na myśli umiejętność odpowiedzi w ramach teorii, bez żadnych dodatkowych założeń, na takie pytania, jak: Dlaczego czasoprzestrzeń jest taka, jaka jest? Jakie są podstawowe wzbudzenia kwantowej geometrii? Jakie są kwantowe własności czarnych dziur? itp.

Podejście w ramach KDT oparte jest na dość konserwatywnej metodzie budowania teorii, w ramach której przyjmuje się zestaw sprawdzonych reguł i narzędzi (zasada superpozycji kwantowej, przyczynowość, triangulacja geometrii, elementy teorii zjawisk krytycznych), ograniczając do minimum liczbę nowych pojęć. Jak pokażemy poniżej, w ramach KDT przynajmniej niektóre pytania potrafimy postawić i uzyskać na nie odpowiedź.

Dynamiczne założenia KDT

Podstawowym narzędziem do budowy kwantowej teorii w ramach KDT jest zasada superpozycji amplitud

kwantowych Feynmana, czyli słynna „całka po trajektoriach”, zastosowana do geometrii czasoprzestrzeni [9]. Zgodnie z tą zasadą kwantowa dynamika jakiegokolwiek układu fizycznego jest złożeniem „wszystkich możliwych” trajektorii – konfiguracji układu w czasie, z zespoloną wagą $\exp(iS)$, gdzie $S = \int dt L(t)$ jest klasycznym działaniem, a $L(t)$ – funkcją Lagrange’a układu. Dla cząstki nierelatywistycznej poruszającej się w pewnym polu potencjału konfiguracje są dosłownie (ciągłymi) trajektoriami $\mathbf{x}(\tau)$ opisującymi położenie cząstki jako funkcję czasu τ na odcinku $\tau \in [0, t]$. Dodając (czyli całkując albo składając) odpowiadające im amplitudy $\exp(iS^{\text{part}}(\mathbf{x}(\tau)))$, otrzymujemy rozwiązanie równania Schrödingera dla cząstki. Ważne jest tu zrozumienie, że pojedyncze trajektorie $\mathbf{x}(\tau)$ nie są trajektoriami fizycznymi, po których cząstka mogłaby się poruszać, ani tym bardziej rozwiązaniami klasycznych równań ruchu. Są to „wirtualne” trajektorie, zbiór krzywych ciągłych, ale niekoniecznie różniczkowalnych, którymi można połączyć położenie początkowe \mathbf{x}_i i końcowe \mathbf{x}_f cząstki. Całka po trajektoriach (propagator)

$$G(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f, t) := \sum_{\text{trajektorie: } \mathbf{x}_i \rightarrow \mathbf{x}_f} e^{iS^{\text{part}}[\mathbf{x}(\tau)]} \quad (1)$$

zawiera pełną informację o dynamice kwantowej układu.

Wielkością analogiczną dla grawitacji jest superpozycja wszystkich wirtualnych „trajektorii” Wszechświata, będących różnymi konfiguracjami zmiennych pól $g_{\mu\nu}(x)$. Pojedyncza trajektoria w tym przypadku jest zbiorem składowych przestrzennych $\mathbf{g}_{ij}(\mathbf{x}, \tau)$ tensora metrycznego $g_{\mu\nu}(x)$ dla każdego punktu przestrzennego \mathbf{x} w chwili τ . Odpowiednikiem (1) jest

$$G(\mathbf{g}_i, \mathbf{g}_f, t) := \sum_{\text{czasoprzestrzenie: } \mathbf{g}_i \rightarrow \mathbf{g}_f} e^{iS^{\text{grav}}[g_{\mu\nu}(\mathbf{x}, \tau)]}, \quad (2)$$

gdzie S^{grav} jest klasycznym działaniem grawitacyjnym związanym z czasoprzestrzenną metryką $g_{\mu\nu}$ i przy warunkach brzegowych danych przez \mathbf{g}_i oraz \mathbf{g}_f w odstępie czasowym t . Każdej trajektorii odpowiada pewna „wirtualna” geometria czasoprzestrzeni. Podobnie jak poprzednio zakładamy, że pełna informacja o układzie zawarta jest w całości po trajektoriach (2), która jest superpozycją wszystkich sposobów, w jakie może zachowywać się pusta czasoprzestrzeń. Ograniczamy się tu do opisu wyłącznie grawitacyjnych (geometrycznych) stopni swobody, czyli „czystej grawitacji”. Dołączenie materii w takim opisie jest możliwe i będzie przedmiotem dalszych badań.

Metoda KDT daje precyzyjny przepis obliczenia całki (2), a w szczególności definiuje jednoznacznie klasę wirtualnych geometrii, które należy uwzględnić w całości po trajektoriach. Daje też techniczne narzędzia pozwalające wydobyć fizyczną informację o kwantowej geometrii otrzymanej przez zastosowanie zasady superpozycji kwantowej.

Jest wiele elementów, w których całka po trajektoriach obliczona metodą KDT różni się od innych prób definicji tej całki. Po pierwsze, definicja całki jest całkowicie nieperturbacyjna i geometrie składające się na kwan-

tową amplitudę mogą mieć bardzo duże fluktuacje krzywizny na bardzo małych odległościach. W konsekwencji otrzymamy przyczynki pochodzące od geometrii bardzo odległych od rozwiązania klasycznego. Sumowanie jest „demokratyczne” – żadna geometria nie jest uprzywilejowana. W rzeczywistości trajektorie zbliżone do rozwiązania klasycznego są tak rzadkie, że ich wkład do całki jest całkowicie pomijalny. Po drugie, jak zobaczymy poniżej, kauzalna struktura geometrii dających wkład do całki odgrywa bardzo ważną rolę w metodzie KDT i jest podstawowym nowym elementem w porównaniu z metodami wcześniejszymi, opartymi na tzw. euklidesowym sformułowaniu KTG.

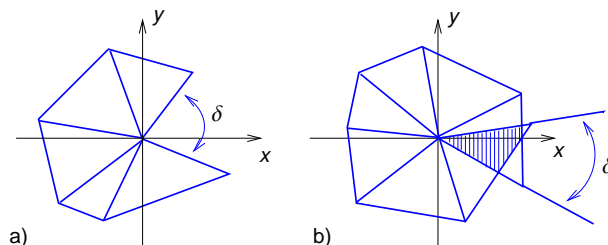
Przedstawienie geometrii czasoprzestrzeni w KDT

Pierwszym krokiem niezbędnym do nadania sensu wyrażeniu typu (2) dla nieperturbacyjnego propagatora kwantowego jest podanie dokładnej definicji klasy geometrii czasoprzestrzennych (oznaczonych wyżej przez $g_{\mu\nu}$) dających wkład do sumy po trajektoriach. Podobnie jak w podobnych problemach w kwantowej teorii pola, konieczne jest precyzyjne zdefiniowanie regularyzacji całki – w przeciwnym razie wyrażenie (2) jest silnie rozbieżne i po prostu nie istnieje w jakimkolwiek matematycznie znaczącym sensie. „Regularyzacja” oznacza wprowadzenie do teorii pewnych parametrów obciążenia i w konsekwencji spowodowanie, że całka staje się skończona. Na kolejnym etapie obciążenia te zostaną usunięte w kontrolowany sposób.

Regularyzacja całki (2) przebiega dwustopniowo. W pierwszym kroku regularyzujemy geometrię czasoprzestrzeni, wprowadzając pojęcie geometrii „kawałkami płaskiej”. Pamiętajmy, że dynamicznymi stopniami swobody geometrii są sposoby, w jakie przestrzeń jest lokalnie zakrzywiona. „Kawałkami płaskiej” geometrii opisują przestrzenie, które są płaskie (czyli o zerowej krzywiznie, pozbawione struktury z geometrycznego punktu widzenia) wszędzie z wyjątkiem małej podprzestrzeni, w której skoncentrowana jest krzywizna. W konsekwencji jest to więc dyskretyzacja krzywizny. Metoda takiej regularyzacji została wprowadzona do opisu (klasycznej) OTW przez Reggego [10]. Geometrię w takiej przestrzeni można sobie wyobrazić jako wynik sklejenia elementarnych klocków (sympleksów) będących wielowymiarowym uogólnieniem trójkąta. Geometryczna struktura każdego sympleksu jest trywialna, gdyż z definicji jest on płaski i nie ma krzywizny. Lokalna krzywizna pojawia się w momencie, gdy skleamy ze sobą sympleksy.

Najprościej wytłumaczyć to na przykładzie dwuwymiarowym. Rozważmy układ identycznych równobocznych trójkątów, płaskich i niezginalnych. Aby otrzymać większą powierzchnię, skleamy te trójkąty wzdłuż krawędzi. Punkty, w których spotyka się kilka krawędzi, nazwiemy wierzchołkami. Jeśli w wierzchołku spotyka się dokładnie sześć krawędzi, to otrzymana powierzchnia jest w nim lokalnie płaska. Istnieje jednakże wiele sposobów

otrzymania powierzchni zakrzywionej: jeśli liczba krawędzi spotykających się w danym wierzchołku jest mniejsza lub większa od sześciu, to lokalna krzywizna w tym punkcie staje się dodatnia lub ujemna. „Krzywizna” oznacza tu wewnętrzną krzywiznę.



Rys. 1. Przykład dodatniej i ujemnej różnicy kątowej δ w wierzchołku dwuwymiarowej triangulacji, która została rozcięta, aby dało się ją narysować na zwykłej płaszczyźnie xy . Aby odbudować pierwotną geometrię wokół wierzchołka, należy skleić krawędzie zaznaczone strzałkami. W przypadku (a) suma kątów spotykających się w wierzchołku jest mniejsza od 2π , co daje dodatnią krzywiznę po sklejeniu. W przypadku (b) suma kątów jest większa od 2π , co odpowiada krzywiznie ujemnej.

Konstrukcja taka może być uogólniona na przestrzenie o większym wymiarze. W tym przypadku dwuwymiarowe sympleksy (trójkąty) zastępuje się odpowiednimi uogólnieniami wielowymiarowymi (trójsympleksami albo tetraedrami w trzech, czterosympleksami w czterech wymiarach). W ogólnym przypadku w wymiarze d podstawowym klockiem używanym do budowy przestrzeni jest d -sympleks; klocki te skleane są wzdłuż $(d-1)$ -wymiarowych ścian, a krzywizna skupiona jest na $(d-2)$ -wymiarowych przecięciach ścian.

Metoda Reggego została pierwotnie zaproponowana jako przybliżenie gładkiej, klasycznej czasoprzestrzeni będącej wynikiem rozwiązania klasycznych równań Einsteina [11]. Istnieją dwa powody, z których jest to niezwykle „ekonomiczna” metoda opisu geometrii. Po pierwsze, ilość informacji potrzebna do jej opisu jest skończona (wystarczy podać długości jednowymiarowych krawędzi sympleksów i sposób, w jaki d -sympleksy są skleane). Po drugie, opis ten nie zależy od jakiegokolwiek układu odniesienia, który parametryzuje czasoprzestrzeń – parametryzacja oparta jest wyłącznie na wielkościach niezmienniczych (długościach krawędzi sympleksów). W konsekwencji nie pojawia się problem wielokrotnego uwzględniania tej samej geometrii, różniących się tylko (niefizyczną) metodą parametryzacji czasoprzestrzeni (jest to istotny problem, jeśli do parametryzacji geometrii używamy tensora $g_{\mu\nu}(x)$).

Metoda Reggego nie jest nowa; w tym względzie KDT opierają się na wcześniejszych zastosowaniach tej metody do nieperturbacyjnego opisu kwantowej grawitacji [12,13]. W kontekście KTG metoda Reggego odgrywa inną rolę niż w klasycznej OTW. Jest to dyskretyzacja całki po trajektoriach (2), a nie dokładne przybliżenie pojedynczej geometrii klasycznej, dla której możemy uzyskać

coraz lepsze przybliżenie ciągłej przestrzeni, zmniejszając wymiary sympleksów. Dyskretyzacja całki po trajektoriach jest wspomnianym drugim krokiem regularyzacji. Jest to w istocie podanie nieperturbacyjnej definicji tej całki przez podanie klasy geometrii, które należy uwzględnić w kwantowej superpozycji amplitud.

W konstrukcji „kawałkami płaskich” geometrii przyjmuje się dodatkowe założenie upraszczające: zakładamy, że rozważane geometrie da się przedstawić jako zbudowane z sympleksów o tej samej długości krawędzi a . Dokładniej, dla przestrzeni o sygnaturze Lorentza potrzebne są dwa typy krawędzi: czasowa, której kwadrat długości $a_t^2 = -\lambda a^2$ jest ujemny, oraz przestrzenna, o długości $a_s^2 = a^2$. Parametr λ formalnie może zostać użyty do „przedłużenia analitycznego” geometrii ($\lambda \rightarrow -1$), tzw. obrotu Wicka, co pozwala na utożsamienie kierunków czasowych i przestrzennych. Pytanie o to, czy takie przedłużenie jest dopuszczalne w ramach teorii, okazuje się bardzo głębokie i będzie przedyskutowane w kolejnych rozdziałach. Oba typy krawędzi mają długość rzędu a , odgrywając rolę „parametru obcięcia”. Granica $a \rightarrow 0$ odpowiada tzw. granicy teorii ciągłej. W tej granicy sympleksy stają się dowolnie małe i każdą geometrię klasyczną można przedstawić z dowolną dokładnością. W teorii kwantowej przejście $a \rightarrow 0$ trzeba powiązać z renormalizacją stałych sprzężenia teorii, zgodnie z metodą zapożyczoną z teorii zjawisk krytycznych. Jeśli granica ciągła teorii istnieje, to otrzymany wynik powinien być niezależny od szczegółów użytej metody regularyzacji. Nie ma jednak a priori żadnej gwarancji, że otrzymana w ten sposób teoria ciągła będzie sensowną KTG, ani nawet, że granica ciągła teorii istnieje w sensie matematycznym.

Zespół wirtualnych geometrii KDT

Definicja zespołu (zdyskretyzowanych) geometrii dających wkład do całki po trajektoriach (2) jest punktem, w którym KDT różni się w istotny sposób od wcześniejszych konstrukcji. Podstawową rolę odgrywać będzie zasada przyczynowości. Oznacza to, że w całce po trajektoriach uwzględnione będą tylko czasoprzestrzenie z sygnaturą Lorentza (o trzech wymiarach przestrzennych i jednym wymiarze czasowym). Wcześniejsze konstrukcje wykorzystywały czasoprzestrzenie z sygnaturą euklidesową (o czterech wymiarach przestrzennych, a więc takich, w których takie pojęcia jak „czas” lub „przyczynowość” nie istnieją). (Przypomnijmy, że sygnatura dotyczy znaku wartości własnych symetrycznej macierzy $g_{\mu\nu}$. Sygnatura euklidesowa oznacza $(+, +, +, +)$, sygnatura lorentzowska $(-, +, +, +)$). Czasoprzestrzenie o sygnaturze euklidesowej powstają po wykonaniu przedłużenia analitycznego geometrii ($\lambda \rightarrow -1$). Po wykonaniu takiego przedłużenia kierunek czasowy przestaje być wyróżniony, a w konsekwencji otrzymujemy geometrie całkowicie pozbawione pojęcia czasu. Pamiętać należy, że teoria kwantowa jest opisem całego „zespołu” geometrii, z których budowana jest superpozycja amplitud, jeśli więc pojęcie czasu zostanie usunięte, to nie ma gwarancji, że na etapie późniejszym można będzie do niego wrócić. Klasyczne przestrzenie

z sygnaturą euklidesową mają dziwne własności: można w nich posuwać się w przód i wstecz w czasie, podobnie jak w przestrzeni. Pojawiły się one w perturbacyjnej całce po trajektoriach w pracach Stephena Hawkinga i współpracowników dotyczących czarnych dziur i kwantowej kosmologii w latach 70. ubiegłego wieku [14]. Powód, dla którego zostały wprowadzone, jest czysto techniczny: w sygnaturze euklidesowej wagi konfiguracji $\exp(iS^{\text{grav}})$ stają się rzeczywiste, co po pierwsze ułatwia dyskusję zbieżności całki, a po drugie umożliwia użycie metod numerycznych typu Monte Carlo. Podobna metoda jest standardową techniką w teorii pola, gdzie istnieje prosta relacja między wynikami teorii sformułowanej w przestrzeni o sygnaturze euklidesowej i tej samej teorii w przestrzeni o sygnaturze lorentzowskiej. W ramach KTG, gdzie geometria jest wielkością dynamiczną, taka relacja nie istnieje i te dwa sformułowania nie są równoważne, a teorie otrzymane za ich pomocą mają zupełnie inne własności. Własności teorii kwantowej opartej na triangulacji geometrii z sygnaturą euklidesową (czyli metodzie triangulacji dynamicznych – DT) w dwóch, trzech i czterech wymiarach były przedmiotem licznych prac [13].

Regularyzacja geometrii czasoprzestrzeni prowadzi do znacznego uproszczenia wyrażenia na klasyczne działanie dla konkretnej triangulacji T zbudowanej ze sklejonych d -sympleksów:

$$S^{\text{reg}}(T) = -(1/G_N) \cdot [\text{krzywizna}](T) + \lambda \cdot [\text{objętość}](T). \quad (3)$$

Obliczenie krzywizny i objętości dla danej triangulacji jest bardzo proste dzięki prostej strukturze sympleksów. W konstrukcji opisanej powyżej zarówno krzywizna, jak i objętość układu dają się wyrazić przez liniową kombinację wielkości globalnych charakteryzujących układ geometryczny, takich jak liczba sympleksów N_4 i liczba wierzchołków N_0 . Dwie stałe sprzężenia w (3) to stała Newtona G_N i stała kosmologiczna λ . Regularyzacja całki po trajektoriach prowadzi do wzoru

$$G^{\text{reg}}(\mathbf{T}_i, \mathbf{T}_f, t) := \sum_{\text{triangulacje } T: \mathbf{T}_i \rightarrow \mathbf{T}_f} e^{iS^{\text{reg}}[T]}, \quad (4)$$

gdzie sumowanie przebiega po wszystkich nierównoważnych triangulacjach należących do pewnej klasy.

Problem definicji klasy dopuszczalnych triangulacji pojawił się już we wcześniejszych pracach w ramach DT i ma fundamentalne znaczenie dla zapewnienia zbieżności całki po trajektoriach. Dla czasoprzestrzeni zbudowanej z N_4 czterosympleksów istotną wielkością jest $\mathcal{N}(N_4)$ – liczba nierównoważnych sposobów ich sklejania spełniających założone warunki brzegowe. Jest oczywiste, że wielkość ta rośnie z N_4 i że jej zachowanie zależy od klasy dopuszczalnych triangulacji. Gdyby okazało się, że zachowanie asymptotyczne $\mathcal{N}(N_4)$ jest „superwykładnicze”, np. jak $\exp(cN^v)$ z $c > 0$ oraz $v > 1$, to nie istniałaby możliwość, by rozbieżność całki po trajektoriach wynikająca z tego tzw. czynnika entropii dała się skompensować przez dopasowanie parametrów działania.

W przypadku teorii DT tego typu rozważania doprowadziły do wniosku, że suma po trajektoriach nie może zawierać w sobie „sumy po wszystkich topologiach”, gdyż w tym przypadku entropia rośnie superwykładniczo. Oznacza to, że warunkiem otrzymania sensownej teorii jest ograniczenie klasy dopuszczalnych geometrii przez ustalenie topologii czasoprzestrzeni. W praktyce rozważa się czasoprzestrzenie euklidesowe o topologii czterowymiarowej sfery lub torusa. Z punktu widzenia teorii „euklidesowej” ustalenie globalnej topologii czasoprzestrzeni wydaje się jedynym ograniczeniem, które da się logicznie uzasadnić.

Warto w tym punkcie wspomnieć o sposobie obliczenia całki po trajektoriach, zarówno w wersji KDT, jak i DT. Bezpośrednie obliczenie sumy okazuje się niewykonalne dla układów o wymiarze większym niż dwa. Istnieją jednak potężne narzędzia (w przeciwieństwie do innych podejść do kwantowej grawitacji) oparte na metodach numerycznych. Metody te wywodzą się z mechaniki statystycznej i teorii zjawisk krytycznych, ale można je również zastosować do przypadku, gdy konfiguracjami układu są czasoprzestrzenie o zakrzywionej geometrii. Taki zespół statystyczny geometrii przypadkowych można badać metodami Monte Carlo, generując na komputerze proces błądzenia przypadkowego w przestrzeni konfiguracji, zgodnie z rozkładem prawdopodobieństwa zdefiniowanym przez (4). Naturalnym ograniczeniem jest prowadzenie symulacji numerycznych dla ustalonej skończonej objętości N_4 , a następnie, przez ekstrapolację, odzyskanie informacji o fizycznie interesującej granicy $N_4 \rightarrow \infty$. Tego typu analiza jest znana pod nazwą skalowania skończonego rozmiaru. Obliczenia numeryczne wymagają, by waga konfiguracji była rzeczywista, dlatego też sformułowanie euklidesowe jest tak wygodne.

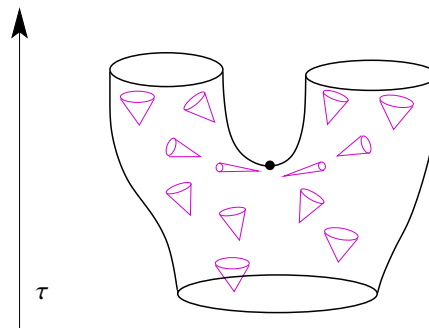
Czego możemy się spodziewać w wyniku takiej analizy? Jeśli wszystko pójdzie zgodnie z naszą intuicją, to kwantowa superpozycja amplitud powinna zrekonstruować klasyczną czasoprzestrzeń dla dużej skali L , czyli w granicy klasycznej. W mniejszej skali ($a \ll l \ll L$) spodziewamy się dominacji kwantowych fluktuacji i nieklasycznego zachowania geometrii. Należy przy tym pamiętać, że kwantowa superpozycja geometrii zawiera wszystkie dopuszczalne czasoprzestrzenie wirtualne. Istnieje wiele sposobów realizacji geometrii o określonej wartości działania i dopiero ten czynnik „entropii” w połączeniu z czynnikiem zawierającym działanie determinują własności typowej geometrii, rządzącej zachowaniem całki po trajektoriach. Dla teorii DT okazało się, że układ statystyczny reprezentujący dynamiczne triangulacje euklidesowe może występować w dwóch „fazach” [15]. Jedną z nich charakteryzuje się całkowicie zapadniętą geometrią, w drugiej zaś geometria ulega „polimeryzacji”, czyli degeneruje się do długich, cienkich nici. Obie wersje można interpretować jako dynamiczną kondensację wymiarową, w pierwszej fazie do obiektów o zerowym wymiarze „efektywnym”, w drugiej – do obiektów jednowymiarowych. Struktury tego typu dominują również w dużej skali, a w konsekwencji teoria DT nie ma granicy ciągłej, opisującej obserwo-

walną geometrię czasoprzestrzeni makroskopowej. Wniosek ten wymagał wykonania wielu żmudnych i czasochłonnych symulacji numerycznych oraz wieloletnich badań.

Punktem wyjścia KDT była hipoteza, że niepowodzenie teorii DT wynika z niefizycznej, euklidesowej budowy czasoprzestrzeni. Sytuacja może być zupełnie inna, jeśli od początku rozważać będziemy geometrie kodujące przyczynową strukturę czasoprzestrzeni lorentzowskiej. W praktyce również w przypadku KDT dokonujemy przedłużenia analitycznego $\lambda \rightarrow -1$ pozwalającego na zastosowanie metod numerycznych. W każdym kroku zachowujemy jednak informację o geometrii lorentzowskiej, a kierunek czasowy pozostaje wyróżniony, pozwalając w każdej chwili wrócić do sygnatury Lorentza.

Hipoteza ta wymagała sprawdzenia, najpierw dla najprostszych układów dwuwymiarowych [16], dla których dostępne są metody analityczne, a następnie dla układów trójwymiarowych [17]. W obu przypadkach okazało się, że istotnie własności teorii lorentzowskiej są zupełnie inne niż euklidesowej.

Kauzalność oznacza wprowadzenie dodatkowego ograniczenia klasy dopuszczalnych triangulacji. W obrazie KDT następuje ewolucja przestrzennej geometrii charakteryzującej stan układu. Podstawowym założeniem przyjętym w KDT jest, że trójwymiarowa topologia przestrzenna nie zmienia się w żadnym kroku ewolucji. Innymi słowy niedopuszczalny jest np. rozpad jednego topologicznie zwartego obszaru na dwa mniejsze albo proces odwrotny, w którym dwa rozłączne obszary przestrzenne łączą się w jeden. Tego typu geometrie są patologiczne z klasycznego punktu widzenia, gdyż generują osobliwe zachowanie stożka świetlnego w punkcie rozgałęzienia. W geometrii o sygnaturze Lorentza tego typu osobliwości nie dadzą się usunąć przez zmianę parametryzacji układu, gdyż różne parametryzacje mają ten sam kierunek „przepływu czasu”. Istnienie wyróżnionego kierunku czasu jest tu fundamentalne. W przestrzeniach o sygnaturze euklidesowej ze względu na brak wyróżnionego kierunku czasowego ewentualna eliminacja geometrii zmieniających topologię nie jest możliwa.



Rys. 2. Czasoprzestrzeń o strukturze „spodenek” jako przykład zmiany topologii przestrzennej. Ciągła struktura stożków świetlnych musi się załamać w punkcie rozgałęzienia, ponieważ promień świetlny w tym punkcie „nie wie”, w którą stronę ma skrócić.

Można argumentować, że nowe ograniczenie jest logiczne także z punktu widzenia teorii kwantowej, określonej dla geometrii o sygnaturze Lorentza. Jeśli w takiej geometrii dopuszczymy rozpad geometrii przestrzennej, to powinniśmy jednocześnie pozwolić na sklejenie geometrii przestrzennych rozdzielonych wcześniej, co w konsekwencji prowadziłoby do pojawienia się w całości po trajektoriach sumowania po czterowymiarowych topologiach czasoprzestrzeni. Pojawienie się takiej sumy prowadzi do rozbieżności całki po trajektoriach.

Kauzalność oznacza cztery wymiary

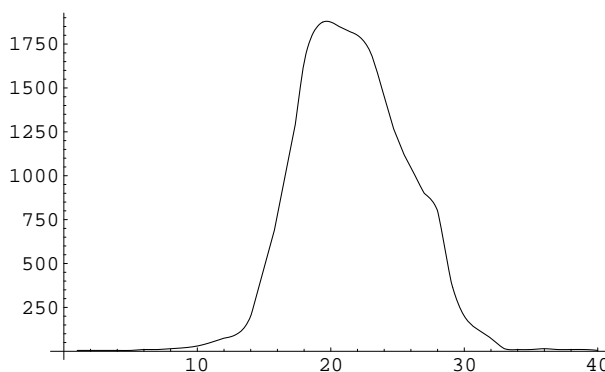
Mogłoby się wydawać, że każda geometria zbudowana z sympleksów o wymiarze d musi być geometrią d -wymiarową. Przykład teorii DT pokazuje jednak, że nie musi to być prawdą. W rzeczywistości nie ma automatycznej relacji między wymiarem sympleksów użytych do konstrukcji geometrii a wymiarem czasoprzestrzeni.

Warto zastanowić się nad tym, jak zmierzyć „średni wymiar” przestrzeni otrzymanej w wyniku superpozycji amplitud kwantowych. Można zastosować tu metody zaczerpnięte z fizyki statystycznej. Jedną z nich polega na zbadaniu zależności średniej objętości V zawartej wewnątrz sfery o promieniu r od tego promienia, przy uśrednieniu po różnych położeniach środka sfery w obrębie danej przestrzeni i po różnych realizacjach geometrii w zespole. Typowe zachowanie tej wielkości dla dużych r to $V(r) \sim r^{d_H}$, gdzie d_H jest tzw. wymiarem Hausdorffa. Gdyby asymptotycznie przestrzeń miała mieć wymiar d , powinniśmy otrzymać $d_H = d$.

Przykład DT pokazuje, że na ogół taka relacja nie zachodzi. Proces sklejanie sympleksów może np. prowadzić do powstania układu, w którym wszystkie sympleksy mają jeden wspólny wierzchołek. Jest to sytuacja typowa dla fazy z zapadniętą geometrią, pojawiającej się w DT. W tym przypadku wewnątrz sfery o promieniu rzędu a (długości krawędzi sympleksu) zawiera się dowolnie duża objętość, a w konsekwencji $d_H = \infty$. Alternatywna sytuacja, typowa dla fazy spolimeryzowanej DT, powstaje wówczas, gdy sympleksy są łączone w taki sposób, że powstaje długa tuba, w której trzy kierunki mają rozmiar rzędu a , a tylko jeden rozmiar rośnie z liczbą sympleksów. Taki układ ma $d_H = 1$. W rzeczywistości faza spolimeryzowana DT charakteryzuje się wymiarem $d_H = 2$, gdyż tuby mogą się rozgałęziać w sposób przypadkowy. Oba przykłady ilustrują sytuację, w której $d_H \neq d$, przy czym wymiar Hausdorffa może być zarówno większy, jak i mniejszy od wymiaru sympleksu użytego do konstrukcji geometrii.

Sytuacja, gdy $d_H \neq d$, oznacza „egzotyczne” zachowanie teorii na dużych odległościach, czyli w granicy ciągłej. W tym przypadku geometria ma strukturę fraktalną, która jest raczej regułą niż wyjątkiem. Doświadczenie DT pokazuje, że wbrew pozorom otrzymanie w ramach kwantowej grawitacji układu, który asymptotycznie miałby strukturę czterowymiarową, bynajmniej nie jest proste, ani tym bardziej automatyczne.

W ramach KDT informację o własnościach układu otrzymuje się w wyniku numerycznych symulacji, które z konieczności prowadzi się dla układu zbudowanego ze skończonej liczby sympleksów. Jak już wyjaśniliśmy, nawet dla układu z sygnaturą Lorentza dokonujemy przedłużenia analitycznego $\lambda \rightarrow -1$. Fizycznie odpowiada to badaniu ewolucji układu w czasie urojonym. Zakładamy, że trójwymiarowy wszechświat, którego ewolucję obserwujemy, ma topologię trójwymiarowej sfery. Fakt, że czas jest urojony, ma istotne konsekwencje dla zachowania, które zaobserwujemy. Typowa konfiguracja czasoprzestrzeni otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych ma postać przedstawioną na „zdjęciu” (rys. 3), gdzie przedstawiliśmy zależność trójwymiarowej objętości V_3 układu od czasu t . Należy zwrócić uwagę na charakterystyczny przebieg tej krzywej: układ przez długi czas ma minimalną objętość, która następnie rośnie, a potem maleje z powrotem do wartości minimalnej. W obliczeniach przyjęto okresowe warunki brzegowe w czasie urojonym.



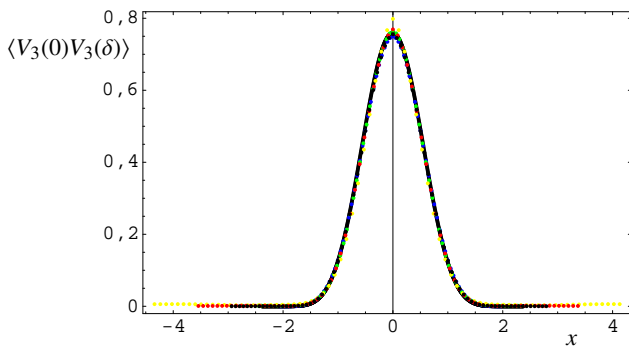
Rys. 3. „Zdjęcie” typowej konfiguracji zbudowanej z około 91 tysięcy czterosympleksów, pojawiającej się w obliczeniach numerycznych typu Monte Carlo. Zakładamy okresowe warunki brzegowe w czasie urojonym dla $T = 40$.

Kwantowa amplituda jest złożeniem przyczynków pochodzących od wielu konfiguracji czasoprzestrzennych. Wielkością, która pozwala opisać przedstawione wyżej zachowanie czasoprzestrzeni, jest odpowiednio znormalizowana funkcja korelacji przestrzennej objętości warstw odległych od siebie o czas δ :

$$\langle V_3(0)V_3(\delta) \rangle = \sum_{\tau=0}^T \langle V_3(\tau)V_3(\tau + \delta) \rangle. \quad (5)$$

W wyrażeniu tym uśrednienie następuje po konfiguracjach o tej samej całkowitej czteroobjętości N_4 i tych samych warunkach brzegowych. Jeśli asymptotycznie geometria ma wymiar D_H , to porównując wyniki takiego pomiaru dla różnych wartości czteroobjętości N_4 , powinniśmy otrzymać uniwersalne zachowanie funkcji korelacji, jeśli narysujemy je w funkcji zmiennej $x = \delta/N_4^{1/D_H}$. Wymiar D_H można interpretować jako „kosmologiczny wymiar Hausdorffa”. Wynik takiego eksperymentu dla dużego zakresu czteroobjętości pokazuje, że wartość D_H jest

spójna z $D_H = 4$. Zanim pokażemy kolejne wyniki doświadczalne, spróbujmy wyjaśnić, jaką fizykę przedstawia otrzymany wyżej obraz [5]. Zarówno obraz pojedynczej konfiguracji, jak i zmierzona funkcja korelacji sugerują, że geometria czasoprzestrzeni przewidywana w ramach KDT jest na dużych odległościach zdominowana przez jakąś strukturę półklasyczną. Przypomnijmy, że niemal wszystkie aspekty stosowanego obecnie modelu kosmologii opisującego wielkoskalową strukturę Wszechświata opierają się na modelu „minisuperprzestrzeni”, w którym stopnie swobody uległy dość radykalnej redukcji. W modelu tym wychodzi się od teorii Einsteina, ale ogranicza się geometryczne stopnie swobody do jednej zmiennej globalnej $A(\tau)$, tzw. czynnika skali. Trójwymiarową objętość określa wzór $V_3(\tau) = A(\tau)^3$. Taka redukcja jest uzasadniona, jeśli wszechświat jest przestrzennie jednorodny. Model pomija całkowicie wpływ kwantowych fluktuacji, które w standardowym podejściu są zamrożone. Przedstawiona analiza wyników uzyskanych w ramach KDT wydaje się podobna; koncentrujemy się na analizie zachowania czynnika skali, ale w tym przypadku wynik uśredniamy po wszystkich kwantowych fluktuacjach układu.



Rys. 4. Uniwersalne zachowanie funkcji korelacji objętości przestrzennej dla $N_4 = 22\,500, 45\,000, 91\,000, 181\,000$ oraz $362\,000$. Przyjęte skalowanie odpowiada $d_H = 4$.

W ramach KDT możemy wyznaczyć postać działania efektywnego dla czynnika skali [6]. Pominiemy tu szczegóły techniczne takiego pomiaru, przytoczymy tylko końcowy wynik analizy. Dla czasoprzestrzeni o czteroobjętości V_4 działanie ma postać

$$S_{V_4}^{\text{eff}} = \frac{1}{G_N} \int_0^T d\tau \left(A(\tau) \left(\frac{dA(\tau)}{d\tau} \right)^2 + A(\tau) - \Lambda A^3(\tau) \right), \quad (6)$$

gdzie Λ odgrywa rolę czynnika Lagrange’a wymuszającego warunek

$$V_4 = \int_0^T d\tau A^3(\tau). \quad (7)$$

Ta postać działania efektywnego różni się od działania minisuperprzestrzeni jedynie znakiem. Pokazuje to, jak istotną rolę odgrywa uwzględnienie fluktuacji kwantowych. Z klasycznego punktu widzenia znak działania nie ma żadnego znaczenia. Równania ruchu i ich rozwiązania będą takie same jak w teorii minisuperprzestrzeni, lecz ich

interpretacja w czasie rzeczywistym jest inna. Po pierwsze, w teorii KDT nie ma problemu tzw. niestabilności konforemnej. Jeśli parametr Λ interpretować jako zrenormalizowaną stałą kosmologiczną, to układ opisuje zachowanie „wszechświata skończonego” dla dodatniej wartości tej stałej. Dla ujemnych wartości Λ w czasie rzeczywistym pojawia się niestabilność układu. Z kwantowego punktu widzenia obraz, który widzimy w symulacjach komputerowych, odpowiada tej właśnie sytuacji i ma interpretację efektu tunelowania układu przez barierę potencjału od stanu metatrwałego, w którym objętość układu jest minimalna, do czterowymiarowego wszechświata makroskopowego. Jeśli przyjąć taką interpretację, to w czasie urojonym układ nie może przekroczyć bariery potencjału, lecz odbija się od jej brzegu.

Należy pamiętać, że badany układ to tzw. czysta gravitacja, bez jakiegokolwiek materii. Pełne zrozumienie konsekwencji kosmologicznych modelu wymaga dalszych badań, w szczególności przeprowadzenia pełnej analizy własności układu oddziałującego z materią.

Efekty kwantowe w KDT

Wszechświat opisany w poprzednim rozdziale jest asymptotycznie czterowymiarowy. Przedstawimy wyniki kolejnego eksperymentu numerycznego pozwalającego zbadać nie tylko długo-, ale i krótkozasięgową strukturę otrzymanej czasoprzestrzeni [7].

Istnieją inne metody wyznaczenia wymiaru czasoprzestrzeni. Jedną z nich oparta jest na badaniu procesu dyfuzji (lub równoważnie – procesu błędzenia przypadkowego) na triangulacjach otrzymanych w KDT. Proces dyfuzji można zdefiniować nie tylko dla gładkich geometrii, ale również dla przestrzeni abstrakcyjnych, nawet o strukturze fraktalnej. Wielkość, którą postaramy się wyznaczyć, to tzw. wymiar spektralny przestrzeni. Wielkość tę można otrzymać z wielkości $P(\sigma)$, która jest miarą prawdopodobieństwa, że po σ krokach błędzenia przypadkowe powróci do punktu wyjścia. Dla dyfuzji w gładkiej przestrzeni d -wymiarowej mamy dokładną relację $P(\sigma) = 1/(4\pi\sigma)^{d/2}$. W przypadku przestrzeni dowolnej definiujemy wymiar spektralny $D_S(\sigma)$ jako pochodną logarytmiczną

$$D_S(\sigma) = -2 \frac{d \log P(\sigma)}{d \log \sigma}. \quad (8)$$

Wielkość taka zwykle zależy od σ : dla małych wartości σ badamy małe odległości, dla dużych – duże. Krzywa przedstawiona na wykresie pokazuje, że wymiar spektralny dąży do $D_S \approx 4$ dla dużych wartości σ . Krzywą tę można sparametryzować jako

$$D_S(\sigma) = a - \frac{b}{\sigma + c} = 4,02 - \frac{119}{54 + \sigma}. \quad (9)$$

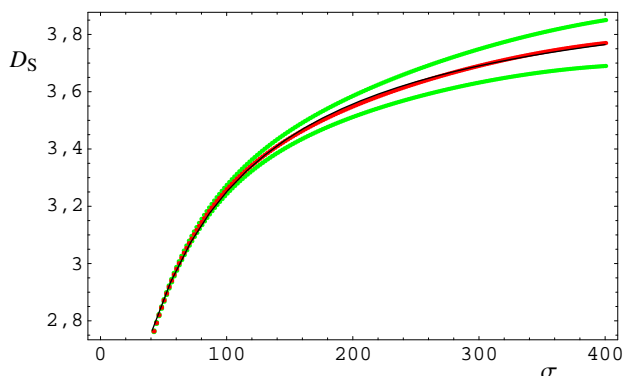
Całkując to wyrażenie, otrzymamy

$$P(\sigma) \propto \frac{1}{\sigma^{a/2} (1 + c/\sigma)^{b/2c}}, \quad (10)$$

co odpowiada

$$P(\sigma) \sim \begin{cases} \sigma^{-a/2} & \text{dla dużych } \sigma, \\ \sigma^{-(a-b/c)/2} & \text{dla małych } \sigma. \end{cases} \quad (11)$$

W ramach dokładności pomiarów numerycznych otrzymany wynik sugeruje, że wymiar spektralny D_S zależy od skali, w jakiej badamy układ. W dużej skali otrzymujemy, podobnie jak w poprzednim przypadku, $D_S = 4$. Dla małej skali, gdzie powinny ujawnić się efekty kwantowe, wymiar $D_S \approx 2$.



Rys. 5. Wymiar spektralny D_S jako funkcja σ dla czasoprzestrzeni zbudowanej ze 181 tysięcy sympleksów. Zewnętrzne krzywe odpowiadają niepewności pomiaru.

Podsumowanie i perspektywy

W artykule omówiliśmy najciekawsze wyniki, uzyskane w ramach modelu kauzalnych triangulacji dynamicznych. Model ten opiera się na podstawowych metodach kwantowej teorii pola, takich jak superpozycja amplitud kwantowych i regularyzacja teorii (geometrie kawałkami płaskie). Podejście to pozwoliło uzyskać wiele bardzo obiecujących wyników; szczególnie ważne jest otrzymanie czterowymiarowej geometrii asymptotycznej. Należy podkreślić, że metoda ta nie wymaga dodatkowych założeń. Drugim ważnym wynikiem jest odtworzenie efektywnego działania dla czynnika skali, ale ze znakiem przeciwnym niż w standardowym modelu minisuperprzestrzeni. Zmiana znaku jest wynikiem uśrednienia po wszystkich kwantowych stopniach swobody. Konsekwencje kosmologiczne takiego wyniku są potencjalnie bardzo głębokie i wymagają dalszych badań.

Czasoprzestrzeń otrzymaną w ramach modelu bada się metodami numerycznymi przy zastosowaniu techniki Monte Carlo. Badania tego typu umożliwiają „pomiar” dowolnych wielkości fizycznych dla układów o skończonej czteroobjętości. W zakresie małych odległości kwantowe fluktuacje geometrii stają się bardzo ważne, a w konsekwencji układ ma nietrywialną strukturę, charakteryzującą się wymiarem spektralnym $D_S = 2$.

Jest oczywiste, że aby lepiej zrozumieć fizyczne własności i konsekwencje modelu, przedstawione badania należy kontynuować. Najważniejsze problemy, które planujemy badać, to:

- ▶ Renormalizacja stałych sprzężenia modelu w granicy ciągłej.
- ▶ Identyfikacja i pomiar „poprzecznych” grawitacyjnych stopni swobody bardziej skomplikowanych niż czynnik skali. Badania takie są niezbędne dla zrozumienia, w jaki sposób w granicy makroskopowej realizuje się teoria klasyczna.
- ▶ Wprowadzenie pól materii do modelu. Zrozumienie oddziaływań tych pól w ramach modelu jest niezbędne dla wyjaśnienia jego kosmologicznych implikacji.

Literatura

- [1] C. Kiefer, *Quantum gravity* (Oxford University Press, Oxford 2004).
- [2] L. Smolin, *Three roads to quantum gravity* (Weidenfeld and Nicolson, London 2000).
- [3] B. Zwiebach, *A first course in string theory* (Cambridge University Press, Cambridge 2004).
- [4] R. Loll, *Lecture Notes in Physics* **631**, 137 (2003); J. Ambjørn, Plenary talk given at 16th International Conference on General Relativity and Gravitation (GR16), Durban, South Africa (gr-qc/0201028); R. Loll, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **94**, 96 (2001).
- [5] J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 131301 (2004).
- [6] J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, *Phys. Lett.* **B607**, 205 (2005).
- [7] J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, preprint Utrecht, May 2005 (hep-th/0505113).
- [8] J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, preprint Utrecht, May 2005 (hep-th/0505154).
- [9] R.P. Feynman, A.R. Hibbs, *Quantum mechanics and path integrals* (McGraw-Hill, New York 1965); H. Kleinert, *Path integrals in quantum mechanics, statistics and polymer physics*, wyd. 2 (World Scientific, Singapore 1994).
- [10] T. Regge, *Nuovo Cim. A* **19**, 558 (1961).
- [11] R.M. Williams, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **57**, 73 (1997).
- [12] H.W. Hamber, *Phys. Rev. D* **61**, 124008 (2000); *Nucl. Phys. B* **400**, 347 (1993).
- [13] M.E. Agishtein, A.A. Migdal, *Nucl. Phys. B* **385**, 395 (1992); J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, *Phys. Lett.* **B278**, 42 (1992).
- [14] *Euclidean quantum gravity*, red. G.W. Gibbons, S.W. Hawking (World Scientific, Singapore 1993); J.J. Halliwell, w: *Jerusalem Winter School 1989*, s. 159.
- [15] P. Bialas i in., *Nucl. Phys. B* **472**, 293 (1996); P. Bialas i in., *Nucl. Phys. B* **495**, 463 (1997); S. Catterall, J.B. Kogut, R. Renken, *Phys. Lett.* **B328**, 277 (1994); *Phys. Lett.* **B416**, 274 (1998).
- [16] J. Ambjørn, R. Loll, *Nucl. Phys. B* **536**, 407 (1998); J. Ambjørn i in., *Chaos, Solitons & Fractals* **10**, 177 (1999); J. Ambjørn, K.N. Anagnostopoulos, R. Loll, *Phys. Rev. D* **60**, 104035 (1999); P. Di Francesco, E. Guitter, C. Kristjansen, *Nucl. Phys. B* **567**, 515 (2000); J. Ambjørn, K.N. Anagnostopoulos, R. Loll, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **83**, 733 (2000); *Phys. Rev. D* **61**, 044010 (2000); *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **88**, 241 (2000); J. Ambjørn i in., *Phys. Lett.* **B475**, 24 (2000); J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, w: *M-Theory and Quantum Geometry*, red. L. Thorlacius, T. Jonsson, NATO Science Series (Kluwer Academic Pu-

- blishers, 2000), s. 382-449; P. Di Francesco, E. Guitter, C. Kristjansen, *Nucl. Phys. B* **608**, 485 (2001); R. Loll, W. Westra, preprint Utrecht, June 2003 (hep-th/0306183); *Acta Phys. Polon. B* **34**, 4997 (2003); R. Loll, W. Westra, S. Zohren, preprint Utrecht, July 2005 (hep-th/0507012).
- [17] J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, *Phys. Rev. D* **64**, 044011 (2001); *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **94**, 689 (2001);

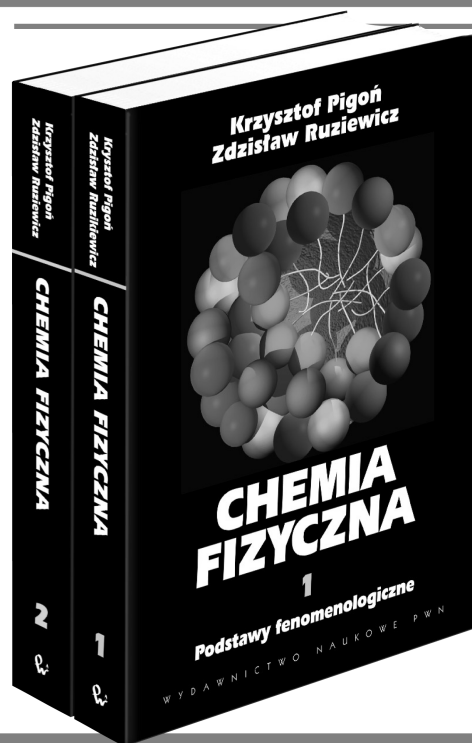
- J. Ambjørn i in., *JHEP*09(2001)022; J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **106**, 980 (2002); J. Ambjørn i in., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **106**, 977 (2002); B. Dittrich, R. Loll, *Phys. Rev. D* **66**, 084016 (2002); J. Ambjørn, J. Jurkiewicz, R. Loll, *Phys. Lett.* **B581**, 255 (2004); J. Ambjørn i in., *Acta Phys. Polon. B* **34**, 4667 (2003).

JERZY JURKIEWICZ ukończył studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim w roku 1970, gdzie również otrzymał stopień doktora fizyki w roku 1975. Od ukończenia studiów jest związany z UJ. Jego zainteresowania naukowe koncentrowały się początkowo na sieciowej regularyzacji teorii z niezmienniczością cechowania. W roku 1979 spędził rok na stypendium podoktorskim w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Utrechcie. W kolejnych latach pracował jako *visiting professor* na uniwersytetach w Marsylii (1981), Paryżu (1982) i ponownie w Utrechcie (1983–84). Od tego okresu datuje się jego zainteresowania symplektyczną regularyzacją kwantowej grawitacji. Pracę w tej dziedzinie kontynuował w Krakowie i w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze, gdzie wielokrotnie przebywał jako *visiting professor*. Jego zainteresowania naukowe koncentrują się na teoriopowym opisie układów z dynamiczną geometrią. Układy takie, oprócz grawitacji kwantowej, to np. sieci przypadkowe i złożone układy finansowe. Jest kierownikiem Zakładu Teorii Układów Złożonych w Instytucie Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego na UJ i kierownikiem Centrum Badań Systemów Złożonych im. Marka Kaca na tym uniwersytecie.



WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN

LEKTURA OBOWIĄZKOWA



Krzysztof Pigoń, Zbigniew Ruziewicz

CHEMIA FIZYCZNA

t. 1 Podstawy fenomenologiczne

t. 2 Fizykochemia molekularna

Red. nauk. Ludwik Komorowski, Józef Lipiński

Znany od ponad 30 lat, ceniony w środowisku akademickim podręcznik *Chemia fizyczna* został uaktualniony i opracowany na nowo przez zespół specjalistów ze wszystkich dziedzin fizykochemii. Podręcznik obejmuje całość zagadnień z programów uniwersyteckich i politechnicznych studiów chemicznych, a dzięki zrozumiałej i klarownej prezentacji materiału może być wykorzystany na wielu kierunkach niechemicznych, na których wykładana jest chemia fizyczna. Doskonale dobrany układ materiału i sposób jego przedstawienia (wyróżnienia ważnych pojęć i definicji, komentarze, biogramy, ilustracje) sprawiają, że książka jest bardzo nowoczesna i łatwo się z niej uczyć, jak i nauczać. W podręczniku zastosowano aktualną nomenklaturę chemiczną zalecaną przez Komisję Nomenklaturową Polskiego Towarzystwa Chemicznego i IUPAC.

t. 1 – wyd. 5 zm. i uakt., s. XIV+638, opr. miękka, 16,8x23,8 cm, 2005, cena 59,90 zł

t. 2 – wyd. 5 zm. i uakt., s. XVI+708, opr. miękka, 16,8x23,8 cm, 2006, cena 59,90 zł

www.pwn.pl • infolinia 0 801 33 33 88 (0,35 zł za 3 minuty)

Wiązki jąder egzotycznych – dziś i jutro fizyki jądrowej*

Zenon Janas

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

Beams of exotic nuclei – the present and future of nuclear physics

Abstract: In recent years experiments with accelerated beams of unstable isotopes became an important tool in nuclear structure and reaction studies. In this review the basic production methods of radioactive nuclear beams are described and the key experiments demonstrating possibilities of research studies with exotic nuclei are discussed. New projects of radioactive beam facilities are presented.

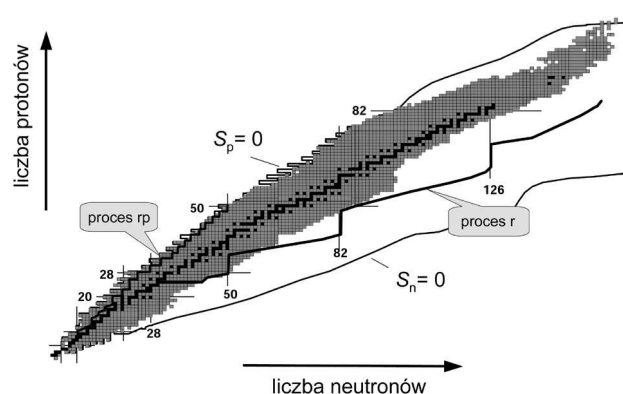
1. Wstęp

Otoczająca nas materia zbudowana jest z atomów, których centrum zajmują jądra atomowe – układy kwantowe składające się z silnie oddziałujących cząstek: protonów i neutronów. Obok oddziaływań silnych swoją obecność w jądrach przejawiają również inne oddziaływania fundamentalne: elektromagnetyczne i słabe. Natura sił działających w jądrach sprawia, że tylko dla niektórych kombinacji liczb protonów i neutronów otrzymuje się układy związane. Rysunek 1 przedstawia mapę nuklidów z liczbą neutronów w jądrze odłożoną na osi poziomej, a liczbą protonów – na osi pionowej.

Jądra trwałe, nieulegające przemianom promieniotwórczym, tworzą na mapie nuklidów tzw. ścieżkę trwałości β , przebiegającą początkowo wzdłuż linii $N = Z$ i odchylającą się dla coraz cięższych nuklidów w stronę jąder o nadmiarze neutronów. Po obu stronach ścieżki trwałości leżą jądra nietrwałe, rozpadające się na drodze przemiany α lub β . Granice istnienia jąder atomowych jako związanych układów nukleonów określają tzw. linie odpadania protonu i neutronu, odpowiadające zerowej wartości energii separacji (S_p , S_n) tych cząstek. Całkowitą liczbę jąder ograniczonych liniami $S_n = 0$ oraz $S_p = 0$ ocenia się na ok. 6 tysięcy; dotychczas w laboratoriach udało się wytworzyć blisko 3 tysiące z nich.

Podstawowym źródłem naszej wiedzy o jądrach atomowych i własnościach sił w nich działających są badania rozpadów promieniotwórczych oraz różnego typu reakcji jądrowych. Dodatkowych danych dostarczają pomiary mas i momentów elektrycznych oraz magnetycznych, a także badania atomów, w tym atomów egzotycznych, w których miejsce elektronu zajmuje np. mion, pion lub antyproton. Wszystkie te źródła dostarczają wzajemnie uzupełniają-

cych się informacji; rezygnacja z któregokolwiek z nich ograniczyłaby możliwości poznania własności jąder atomowych. Tymczasem z taką właśnie sytuacją mamy do czynienia w przypadku reakcji jądrowych. Do niedawna w laboratoriach można było przyspieszać jedynie jądra trwałych izotopów i, poza nielicznymi wyjątkami, badać reakcje z trwałymi jądrami tarczy. Idea wiązek jąder egzotycznych (nazywanych często radioaktywnymi) stanowi próbę przewyższenia tego ograniczenia. Chodzi o to, aby wytworzyć wiązki izotopów dalekich od ścieżki trwałości, o własnościach (energii, intensywności i czystości) umożliwiających badanie reakcji między tymi jądrami i trwałymi jądrami tarczy.



Rys. 1. Mapa nuklidów. Jądra trwałe, zaznaczone kolorem czarnym, tworzą ścieżkę trwałości β . Kolorem szarym zaznaczono wszystkie obecnie znane izotopy promieniotwórcze. Linie odpadania protonu ($S_p = 0$) i neutronu ($S_n = 0$) określają granice istnienia związanych jąder atomowych.

*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji Fizyka jądrowa i cząstek elementarnych.

Oczekuje się, że badania jąder dalekich od ścieżki trwałości dostarczą odpowiedzi na kluczowe pytania o rzeczywiste granice istnienia jąder atomowych – w przypadku jąder neutronodeficytowych granice te zostały dotychczas określone dla jąder o $Z \leq 91$, natomiast po stronie neutron nadmiarowej przebieg linii odpadania neutronu udało się określić jedynie dla najbliższych nuklidów [1]. Interesującym zagadnieniem związanym z badaniem jąder dalekich od ścieżki trwałości jest poszukiwanie nowych rodzajów promieniotwórczości – ostatnio duże zainteresowanie wzbudziła obserwacja nieznanego dotąd typu przemiany jądrowej: rozpadu z emisją dwóch protonów. Dzisiaj znane są dwa nuklidy rozpadające się w ten sposób: ^{45}Fe [2,3] oraz ^{54}Zn [4].

Kolejnym problemem, którego rozwiązanie mamy nadzieję znaleźć dzięki rozwojowi badań wiązek jąder egzotycznych, jest pytanie o ewolucję kształtu i struktury jąder w miarę oddalania się od ścieżki trwałości. Szczególnie ciekawe jest pytanie o zachowanie struktury powłokowej, której odzwierciedleniem jest istnienie wyróżnionych (magicznych) liczb neutronów i protonów w jądrach leżących blisko tej ścieżki. Być może jądra dalekie od ścieżki trwałości charakteryzują się innymi liczbami magicznymi, a struktura powłokowa obserwowana dla jąder trwałych zanika?

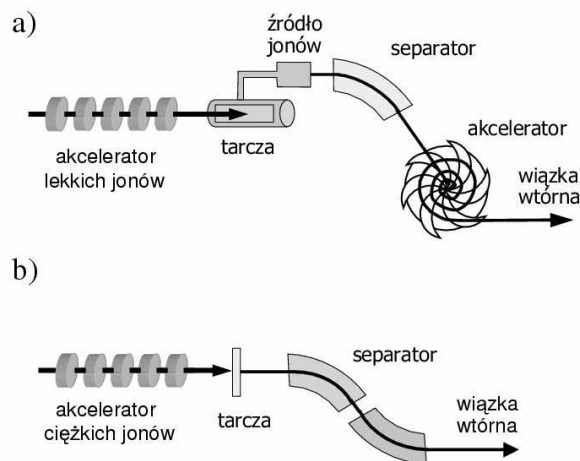
Odpowiedź m.in. na to pytanie jest szczególnie istotna dla opisu przebiegu ważnych procesów nukleosyntezy – szybkiego wychwytu neutronu (proces r) [5] i szybkiego wychwytu protonu (proces rp) [6]. Jak pokazano na rys. 1, ścieżki procesów r oraz rp przebiegają przez jądra dalekie od ścieżki trwałości i możliwość poznania lub wiarygodnego przewidywania własności jąder leżących na ich drodze ma kluczowe znaczenie dla opisu tych procesów.

W dalszej części tego artykułu omówione zostaną podstawowe metody wytwarzania wiązek jąder egzotycznych. Następnie przedstawione zostaną przykłady eksperymentów przeprowadzonych z wykorzystaniem tych wiązek. Na koniec omówiony zostanie projekt budowy nowego laboratorium wiązek egzotycznych izotopów w ośrodku badań ciężkojonowych GSI w Darmstadcie oraz plany wykorzystania wiązek jąder egzotycznych do otrzymywania wiązek neutrin.

2. Metody wytwarzania wiązek jąder egzotycznych

W działających obecnie laboratoriach wykorzystuje się dwie metody wytwarzania tytułowych wiązek. Pierwsza z nich wywodzi się ze znanej od lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku metody ciągłej separacji izotopów produkowanych w reakcjach jądrowych, oznaczanej akronimem ISOL (ang. isotope separation on-line). W układach opartych na technice ISOL do produkcji izotopów promieniotwórczych wykorzystuje się intensywne wiązki lekkich jonów (np. protonów) lub neutronów padające na grubą tarczę (rys. 2a). Produkty reakcji dyfundują na powierzchnię tarczy, skąd są transportowane do źródła jonów, gdzie pod wpływem wysokiej temperatury ulegają jonizacji. Pozbawione elektronów atomy są wyciągane ze źródła jonów,

przyspieszane, a następnie selekcyjonowane przy użyciu separatora masowego. Po wyjściu z separatora jony mają energię kilkudziesięciu keV i aby mogły być wykorzystane do wywołania reakcji jądrowych, muszą być przyspieszone w akceleratorze do energii przekraczającej wysokość bariery kulombowskiej dla badanego układu pocisk–tarcza.



Rys. 2. Metody wytwarzania wiązek jąder egzotycznych: a) metoda ISOL, b) metoda separacji w locie

Zaletą układów wykorzystujących technikę ISOL jest bardzo dobra jakość (tzn. duża czystość, małe rozmycie energii i dobre ogniskowanie) wiązki wtórnej. Ograniczeniem jest możliwość separacji i przyspieszania jonów o czasach życia dłuższych niż 1 s oraz selektywność chemiczna źródła jonów, która sprawia, że np. przyspieszanie jonów pierwiastków trudno topliwych jest praktycznie niemożliwe.

Obecnie działającymi instalacjami ISOL są układy REX-ISOLDE w CERN-ie [7], SPIRAL-GANIL w Caen [8] oraz HRBIF-ORNL w Oak Ridge [9].

Inną metodą otrzymywania wiązek jąder egzotycznych jest technika separacji jąder w locie. W układach tego typu (rys. 2b) wykorzystuje się reakcję fragmentacji lub rozszczepienia ciężkich jonów o energiach przekraczających 50 MeV/nukleon. Fragmenty pocisku poruszają się do przodu z prędkością zbliżoną do prędkości wiązki pierwotnej i są prawie całkowicie zjonizowane. Jony właściwego rodzaju są wydzielane spośród wszystkich produktów reakcji w polu magnetycznym separatora.

Niewątpliwą zaletą układów wykorzystujących technikę separacji produktów reakcji w locie jest jej niezależność od własności chemicznych pierwiastków i pomijalne ($< 1 \mu\text{s}$) opóźnienie procesu separacji. Wiązki wtórne otrzymywane w układach z separacją w locie charakteryzują się jednak dużym rozmyciem energii i są słabo zogniskowane.

Metodę separacji egzotycznych produktów reakcji w locie wykorzystuje się np. w układach FRS-GSI

w Darmstadtzie [10], LISE3-GANIL w Caen [11], RIPS-RIKEN niedaleko Tokio i A1900-NSCL w East Lansing [12].

Zestawienie zalet i wad urządzeń wykorzystujących metodę ISOL i technikę separacji w locie prowadzi do wniosku, że obydwie metody w dużym stopniu się uzupełniają. W przypadku pierwiastków, dla których wydajność źródła jonów jest duża (np. gazów szlachetnych), metoda ISOL gwarantuje większe natężenia wiązek wtórnych; dla skrajnie egzotycznych izotopów bardziej przydatna staje się technika separacji w locie, umożliwiająca identyfikację pojedynczych jonów i prowadzenie eksperymentów przy skrajnie małych natężeniach wiązek wtórnych.

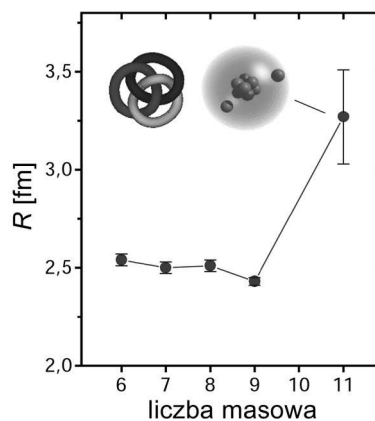
3. Przykłady eksperymentów z wykorzystaniem wiązek jąder egzotycznych

3.1. Halo neutronowe

Historia wiązek jąder egzotycznych rozpoczęła się w połowie lat osiemdziesiątych XX w. od klasycznego dziś eksperymentu Tanihaty i współpracowników [13], w którym badano przekrój czynny na oddziaływanie izotopów litu z tarczą węglową. Najlżejsze izotopy litu, ${}^6\text{Li}$ oraz ${}^7\text{Li}$, są trwałe, a ${}^8\text{Li}$ oraz ${}^9\text{Li}$ rozpadają się na drodze przemiany β^- . Jądro ${}^{10}\text{Li}$ istnieje jedynie jako stan rezonansowy o czasie życia $5 \cdot 10^{-22}$ s. Kolejny izotop litu, ${}^{11}\text{Li}$, tworzy związany, chociaż podobnie jak ${}^8\text{Li}$ oraz ${}^9\text{Li}$ nietrwały układ nukleonów, który rozpada się na drodze przemiany β^- z okresem połowicznego zaniku równym 8,5 ms. Jądro ${}^{11}\text{Li}$ jest przykładem tzw. układu boromejskiego, związanego jako całość, którego żadne dwa składniki (tzn. ${}^9\text{Li}$ + neutron, neutron + neutron) nie tworzą związanej pary. (Nazwa ta pochodzi od nazwiska włoskiego rodu Boromeuszów, którego herbem są trzy pierścienie połączone w ten sposób, że przecięcie któregośkolwiek z nich powoduje rozpad całego układu (por. *Postępy Fizyki* 57, 17 (2006) – red.)).

W eksperymencie Tanihaty izotopy litu były wytwarzane w reakcji fragmentacji wiązki ${}^{20}\text{Ne}$ o energii 850 MeV/nukleon. Po odseparowaniu od wiązki pierwotnej i od innych produktów reakcji jony wybranego izotopu litu uderzały w tarczę ${}^{12}\text{C}$. Jądra wychodzące z tarczy były analizowane w polu magnetycznym spektrometru i identyfikowane. Rejestrowano liczbę jonów danego izotopu ${}^A\text{Li}$, które padły na tarczę, i liczbę jonów tego samego izotopu, które przeszły przez tarczę, nie wywołując reakcji. Porównując te dwie liczby, wyznaczono całkowity przekrój czynny na reakcję ${}^A\text{Li} + {}^{12}\text{C}$. Pomiary te wykazały istotny wzrost wartości przekroju czynnego dla ${}^{11}\text{Li}$. Interpretacja tej obserwacji staje się możliwa, jeśli zważyć, że dla energii, dla których przeprowadzono pomiary, całkowity przekrój czynny reakcji jest w dobrym przybliżeniu równy geometrycznemu przekrojowi czynnemu: $\sigma = \pi(R_t + R_p)^2$, gdzie R_t oraz R_p oznaczają odpowiednio promień jąder tarczy i pocisku. Znając wartość przekroju czynnego oraz promień jąder tarczy ${}^{12}\text{C}$ ($R_t = 2,6$ fm), można obliczyć promienie jąder kolejnych izotopów litu. Wartości wyznaczonych w ten sposób promieni przedstawia rys. 3. Uwagę

zwraca duży promień ${}^{11}\text{Li}$. W pracy Tanihaty podano interpretację tego efektu. Zgodnie z nią jądro ${}^{11}\text{Li}$ należy traktować jako układ zbudowany z ${}^9\text{Li}$, stanowiącego rdzeń ${}^{11}\text{Li}$, oraz dwóch słabo związanych neutronów, które – poruszając się z dala od centrum – tworzą tzw. halo neutronowe. Poprawność tej interpretacji potwierdziły dalsze badania z wykorzystaniem wiązki egzotycznego ${}^{11}\text{Li}$. Tak np. badając rozpraszanie ${}^{11}\text{Li}$ na protonach, określono rozkład materii w tym jądrze i zaobserwowano obecność rdzenia o rozmiarach odpowiadających wielkości ${}^9\text{Li}$ oraz „ogona” w rozkładzie gęstości materii w jądrze ${}^{11}\text{Li}$.



Rys. 3. Promienie izotopów litu wyznaczone na podstawie pomiarów całkowitego przekroju czynnego na reakcję z jądrami ${}^{12}\text{C}$ [1]. Przedstawiono również pierścienie boromejskie oraz strukturę ${}^{11}\text{Li}$ jako jądra zbudowanego z rdzenia ${}^9\text{Li}$ i dwóch słabo związanych neutronów.

Halo nie jest zjawiskiem specyficznym tylko dla ${}^{11}\text{Li}$, lecz efektem kwantowym charakterystycznym ogólnie dla układów słabo związanych. W tego typu układach funkcja falowa rozciąga się poza obszar działania sił jądrowych i istnieje skończone prawdopodobieństwo znalezienia cząstek w dużej odległości od jądra.

Od czasu zaobserwowania halo dwuneutronowego w ${}^{11}\text{Li}$ badania tego zjawiska były prowadzone bardzo intensywnie i zaobserwowano je również w innych jądrach, np. ${}^6\text{He}$ czy ${}^{17}\text{B}$. Odkryto także inne rodzaje halo, np. halo czteroneutronowe w ${}^8\text{He}$ oraz ${}^{14}\text{Be}$, a także halo protonowe w ${}^8\text{B}$ [14].

3.2. Ewolucja struktury powłokowej jąder egzotycznych

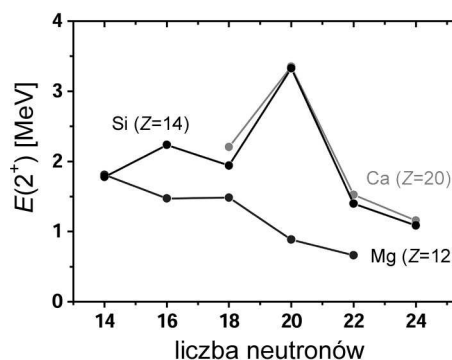
Pewne własności jąder wyróżniają na mapie nuklidów układy o określonej liczbie protonów i neutronów. Liczby te noszą nazwę liczb magicznych i przyjmują wartości 2, 8, 20, 28, 50 lub 82 dla N oraz Z . (Dla N magiczna jest również liczba 126). Jądra o magicznych liczbach neutronów lub protonów są szczególnie silnie związane – energia separacji nukleonu osiąga w nich maksimum. W świecie atomów odpowiednikami jąder magicznych są atomy gazów szlachetnych – pierwiastków o wyjątkowo dużych wartościach energii jonizacji.

Fakt istnienia magicznych liczb nukleonów został wyjaśniony przez model powłokowy jądra atomowego. W najprostszej wersji tego modelu ruch nukleonu w jądrze traktuje się jako ruch cząstki w średnim potencjale opisującym jej oddziaływanie ze wszystkimi innymi nukleonami w jądrze. Ważną częścią tego potencjału jest składnik opisujący oddziaływanie orbitalnego momentu pędu i spinu nukleonu. Silniej związane są te cząstki, dla których wektory spinu i orbitalnego momentu pędu są ustawione równolegle. Rozwiązując równanie Schrödingera dla nukleonu związanego w średnim potencjale, otrzymuje się układ jednocząstkowych poziomów energetycznych. Protony i neutrony zapełniają stany jednocząstkowe zgodnie z zakazem Pauliego. Fenomen liczb magicznych jest związany z występowaniem dużych przerw energetycznych pomiędzy grupami stanów jednocząstkowych. Współczesne wersje modelu powłokowego dosyć dobrze opisują wiele własności jąder bliskich ścieżki trwałości. Otwarte jednak pozostaje pytanie o ewolucję struktury jednocząstkowej oraz zachowanie liczb magicznych wraz z oddalaniem się od ścieżki trwałości. Można wskazać wiele powodów, dla których oczekuje się zmian w strukturze powłokowej jąder o wielkim nadmiarze neutronów – odmienny niż w przypadku jąder trwałych rozkład materii protonowej i neutronowej zmienia parametry potencjału, w którym poruszają się nukleony, i modyfikuje położenia orbitali jednocząstkowych. Rozmycie powierzchni jąder słabo związanych wpływa na siłę oddziaływania spinowo-orbitalnego i prowadzi do migracji orbitali jednocząstkowych między powłokami. Wskutek tego w obszarze przerw energetycznych obserwowanych w jądrach bliskich ścieżki trwałości mogą pojawić się orbitale przesunięte z sąsiednich powłok, tworzące nową strukturę powłokową z nowymi liczbami magicznymi.

Charakterystyczną cechą parzysto-parzystych jąder magicznych jest wyjątkowo duża wartość energii wzbudzenia pierwszego stanu 2^+ oraz mała wartość elementu macierzowego przejścia elektromagnetycznego między tym stanem a stanem podstawowym. Obydwie te wielkości można wyznaczyć jednocześnie, mierząc energię i natężenie promieniowania γ emitowanego po wzbudzeniu kulombowskim jąder przelatujących w pobliżu jąder tarczy. Technika wzbudzeń kulombowskich jest dobrze ugruntowaną i szeroko stosowaną metodą badania jąder trwałych. Dostępność wiązek radioaktywnych otwiera nowe możliwości wykorzystania tej metody do badania jąder egzotycznych.

Rysunek 4 przedstawia zależność energii wzbudzenia pierwszego stanu 2^+ w parzysto-parzystych izotopach wapnia, krzemu i magnezu. Dane o energii wzbudzenia stanu 2^+ jąder egzotycznych ^{30}Mg ($T_{1/2} = 335$ ms), ^{32}Mg ($T_{1/2} = 120$ ms) i ^{34}Mg ($T_{1/2} = 20$ ms) uzyskano w pomiarach z wykorzystaniem wiązek tych izotopów [15,16]. Warto zaznaczyć, że pomiary dla ^{34}Mg przeprowadzono, dysponując wiązką o natężeniu zaledwie 4 atomów/s [16]. W przypadku izotopów wapnia i krzemu duża energia wzbudzenia stanu 2^+ w izotopach o $N = 20$ wskazuje na magiczność tej liczby neutronów. W przypadku ^{32}Mg ,

jądra o $Z = 12$ oraz $N = 20$, zaobserwowano jednak gwałtowne obniżenie energii wzbudzenia stanu 2^+ [15]. Efekt ten jest związany ze zmniejszeniem się przerwy energetycznej w układzie stanów jednocząstkowych ^{32}Mg . Dzięki temu możliwe jest mieszanie się stanów z wyższej powłoki, co prowadzi do deformacji jądra. Stan 2^+ staje się stanem kolektywnym o małej energii wzbudzenia i dużej wartości elementu macierzowego przejścia $0^+ \rightarrow 2^+$.



Rys. 4. Energia wzbudzenia pierwszego stanu 2^+ w parzysto-parzystych izotopach wapnia, krzemu i magnezu. Dane dla $^{30,32,34}\text{Mg}$ pochodzą z badania wzbudzeń kulombowskich tych egzotycznych jąder.

Zrozumienie ewolucji struktury jąder atomowych w miarę oddalania się od ścieżki trwałości ma kluczowe znaczenie dla opisu astrofizycznego procesu r przebiegającego przez jądra o wielkim nadmiarze neutronów w stosunku do jąder trwałych. Zmiana struktury powłokowej tych jąder wpływa na ich czas życia, energię wiązania i energię separacji neutronu. Wszystkie te wielkości są niezbędne do skonstruowania modeli opisujących przebieg procesu r.

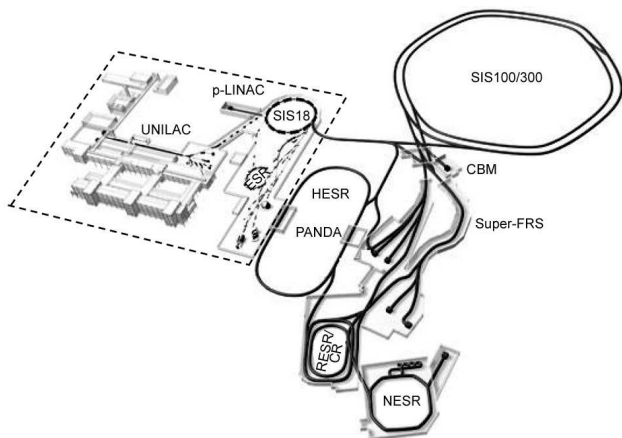
4. Perspektywy rozwoju i wykorzystania wiązek jąder egzotycznych

4.1. Projekt FAIR

Obecnie większość czołowych laboratoriów jądrowych ma programy budowy instalacji II generacji, umożliwiających wytwarzanie intensywnych wiązek jąder egzotycznych. Jednym z najbardziej ambitnych i interesujących jest projekt FAIR (ang. Facility for Antiproton and Ion Research) realizowany w GSI [17]. Budowa tego laboratorium umożliwi prowadzenie eksperymentów zarówno z wykorzystaniem intensywnych wiązek izotopów trwałych jak i wiązek jąder egzotycznych oraz antyprotonów.

Centralną część projektu FAIR (rys. 5) będą stanowiły dwa synchrotrony SIS100/300 z magnesami nadprzewodnikowymi, umieszczone pod ziemią we wspólnym tunelu o długości 1100 m. Jako akceleratory wstępne dla tych synchrotronów zostaną wykorzystane istniejące już akceleratory UNILAC oraz SIS18. Synchrotron SIS100 będzie przyspieszał jądra dowolnego pierwiastka do maksymalnej energii ok. 2,5 GeV/nukleon. Strumienie przyspieszonych

cząstek osiągną wartości $2,5 \cdot 10^{13}$ protonów i $5 \cdot 10^{11}$ jąder uranu na sekundę. SIS300 umożliwi dalsze przyspieszanie cząstek do energii ok. 35 GeV/nukleon. W projekcie FAIR do wytwarzania wiązek jąder egzotycznych zostanie wykorzystana technika separacji w locie produktów reakcji fragmentacji lub rozszczepienia relatywistycznych wiązek ciężkich jonów. Odpowiednią selekcję pożądaných izotopów zapewni separator SuperFRS [18]. Wiązka jąder egzotycznych wybranych przez SuperFRS może być skierowana do różnych układów pomiarowych, w szczególności do pierścieni akumulacyjnych CR/RESR lub NESR.



Rys. 5. Projekt laboratorium wiązek jąder egzotycznych FAIR w GSI-Darmstadt. Linia przerywaną zaznaczono istniejącą część ośrodka GSI.

Urządzenia te zostaną wyposażone w układy umożliwiające np. drastyczne ochładzanie (tzn. ograniczenie rozmoczenia energetycznego) lub spowalnianie wiązek jąder egzotycznych i antyprotonów przed ich wykorzystaniem do prowadzenia eksperymentów w pierścieniach lub poza nimi. W pierścieniu NESR możliwe będą pomiary mas jąder dalekich od ścieżki trwałości, badanie reakcji w gazowych tarczach przecinających bieg wiązki, a nawet badanie rozproszenia elektronów na jądrach krążących w pierścieniu, dzięki czemu możliwy będzie pomiar rozkładu ładunku w jądrach izotopów egzotycznych. Pierścień HESR jest przeznaczony do prowadzenia eksperymentów z wykorzystaniem antyprotonów.

Przewidywany w projekcie FAIR wzrost natężenia wiązek pierwotnych (kilkusetkrotnie dla najcięższych pierwiastków) oraz zwiększenie tzw. akceptancji separatora SuperFRS i pierścieni akumulacyjnych zaowocuje wzrostem natężenia wiązek jąder egzotycznych o czynnik 10^3 – 10^4 w stosunku do wartości osiąganych w obecnie działającym układzie SIS18-FRS. Dzięki temu możliwe będzie np. badanie własności silnie neutronadmiarowych jąder leżących na ścieżce astrofizycznego procesu r.

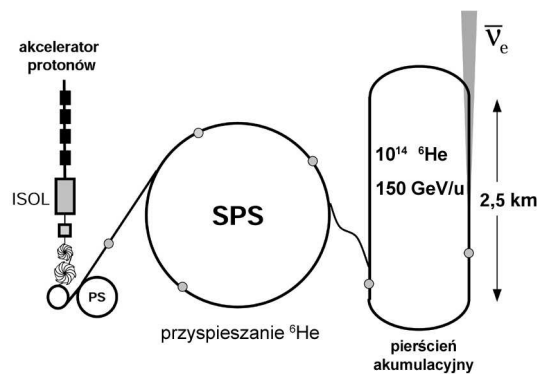
Projekt FAIR uzyskał w 2003 r. akceptację rządu niemieckiego. Budowa nowej części laboratorium GSI rozpocznie się w 2008 r., a zakończenie prac planuje się na

rok 2015. Całkowity koszt inwestycji wyniesie ok. 700 mln euro, z czego 75% pokryje niemiecki rząd, a pozostałą część powinno wnieść konsorcjum 12 krajów (wśród nich Polski), które zadeklarowały swój udział w projekcie.

4.2 Wiązki β

Fizyka neutrin jest jedną z tych dziedzin fizyki subatomowej, które przeżywają w ostatnich latach gwałtowny rozwój. Badaniom poddaje się neutrina słoneczne i atmosferyczne, wykorzystuje się również wiązki neutrin wytwarzane w reaktorach jądrowych i przy użyciu akceleratorów. Rozwój metody wiązek jąder egzotycznych otwiera możliwość wykorzystania intensywnych, relatywistycznych wiązek izotopów nietrwałych do wytwarzania wiązek neutrin lub antyneutrin elektronowych powstających w wyniku rozpadu β przyspieszonych jąder. Tak wytworzone wiązki neutrin przyjęto nazywać wiązkami β .

Rysunek 6 przedstawia schemat układu do wytwarzania wiązek β zaprojektowanego przy wykorzystaniu układu akceleratorów działających w CERN-ie [19]. Projekt ten przewiduje, że promieniotwórcze jony wytworzone metodą ISOL będą przyspieszane w układzie akceleratorów PS oraz SPS do energii ok. 100 GeV/nukleon, a następnie wprowadzane do pierścienia akumulacyjnego w kształcie wydłużonego owala o całkowitym obwodzie ok. 7 km i prostoliniowych odcinkach o długości 2,5 km. Nietrwałe jądra krążące w pierścieniu będą ulegały przemianie β^+ lub β^- połączonej z emisją neutrin ν_e lub $\bar{\nu}_e$.



Rys. 6. Projekt koncepcyjny układu do wytwarzania wiązek β przy wykorzystaniu układu akceleratorów działających w CERN-ie

W układzie odniesienia związanym z poruszającymi się jądrami neutrina emitowane są izotropowo, ale efekt ogniskowania kinematycznego sprawi, że w układzie laboratoryjnym będzie można uzyskać wiązkę neutrin skolimowaną wzdłuż prostoliniowych odcinków pierścienia akumulacyjnego, skierowanych w stronę planowanego detektora neutrin umieszczonego np. w podziemnym laboratorium we Fréjus, odległym o 130 km od Genewy.

Aby zapewnić odpowiednio duże natężenie wiązki neutrin docierającej do detektora, konieczne jest zgromadzenie w pierścieniu odpowiednio dużej ilości jonów

o możliwie krótkim czasie życia i przyspieszenie ich do odpowiednio dużej energii. Do wytworzenia wiązki antyneutrino $\bar{\nu}_e$ planuje się wykorzystanie wiązki $2 \cdot 10^{14}$ jonów ${}^6\text{He}$ ($T_{1/2} = 0,8$ s) o energii 150 GeV/nukleon, krążących w pierścieniu akumulacyjnym. Wiązka neutrino ν_e będzie powstawać w wyniku rozpadu β^+ zgromadzonych w pierścieniu 10^{13} jonów ${}^{18}\text{Ne}$ ($T_{1/2} = 1,7$ s).

Wytworzone w ten sposób wiązki mają wiele pożądanych własności – są to czyste wiązki neutrino o określonym zapachu, dobrze znanych widmach energetycznych, natężeniu i strukturze czasowej. Przewiduje się wykorzystanie wiązek β do obserwacji oscylacji neutrino, badania niezachowania symetrii CP (kombinowanej symetrii związanej z zamianą cząstki na antycząstkę i z inwersją przestrzenną) w sektorze leptonowym, a także, co jest ważne np. w astrofizyce, badania oddziaływania neutrino lub antyneutrino elektronowych z jądrami atomowymi. Badania z wykorzystaniem wiązek β będą stanowiły istotne uzupełnienie prac prowadzonych z zastosowaniem konwencjonalnych źródeł neutrino.

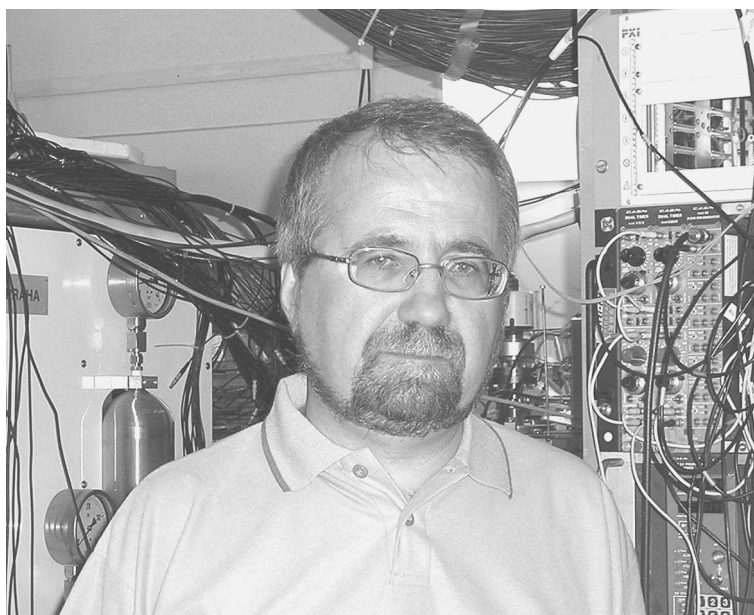
5. Podsumowanie

Działające obecnie laboratoria wiązek jąder egzotycznych I generacji udowodniły ogromny potencjał badawczy eksperymentów prowadzonych z wykorzystaniem takich wiązek. Odkrycia nowych, nieoczekiwanych efektów, np. istnienia halo neutronowego w lekkich jądrach czy też nagłej zmiany układu poziomów jednocząstkowych, prowadzącej do zanikania powłok magicznych obserwowanych dla jąder trwałych i pojawiania się deformacji w jądrach o wielkim nadmiarze neutronów, otworzyły nowe kierunki badań struktury jąder atomowych oraz fizyki reakcji jądrowych.

Nowa generacja instalacji wytwarzających wiązki jąder egzotycznych dostarczy wiązek o natężeniach nawet 10^4 razy większych niż osiągnięte obecnie. Można więc oczekiwać istotnego postępu w wielu dziedzinach, w których wiązki te znajdują zastosowanie: począwszy od badań struktury jąder i dynamiki reakcji jądrowych poprzez astrofizykę po fizykę cząstek elementarnych i oddziaływań fundamentalnych.

Literatura

- [1] M. Thonnessen, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 1187 (2004).
- [2] M. Pfützner i in., *Eur. Phys. J. A* **14**, 279 (2002).
- [3] J. Giovinazzo i in., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 102501 (2002).
- [4] B. Blank i in., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 232501 (2005).
- [5] F. Kappeler i in., *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 175 (1998).
- [6] H. Schatz i in., *Phys. Rep.* **294**, 168 (1998).
- [7] D. Habs i in., *Hyperfine Interact.* **129**, 43 (2000); isolde.web.cern.ch/ISOLDE.
- [8] M. Lewitowicz, *Nucl. Phys. A* **746**, 11c (2004); www.ganil.fr.
- [9] G.D. Alton, J.R. Beene, *J. Phys. G* **24**, 1347 (1998).
- [10] H. Geissel i in., *Nucl. Instrum. Meth. B* **70**, 286 (1992).
- [11] A.C. Mueller, R. Anne, *Nucl. Instrum. Meth. B* **56/57**, 559 (1991).
- [12] B.M. Sherill i in., *Nucl. Instrum. Meth. B* **204**, 90 (2003).
- [13] I. Tanihata i in., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2676 (1985).
- [14] A.S. Jensen i in., *Rev. Mod. Phys.* **76**, 215 (2004).
- [15] T. Motobayashi i in., *Phys. Lett.* **B346**, 9 (1995).
- [16] H. Iwasaki i in., *Phys. Lett.* **B522**, 227 (2001).
- [17] K. Gross, J. Eschke, *Nucl. Phys. News* **15**, 5 (2006); www.gsi.de/fair.
- [18] H. Geissel i in., *Nucl. Instrum. Meth. B* **204**, 71 (2003).
- [19] P. Zucchelli, *Phys. Lett.* **B532**, 166 (2002).



Dr hab. ZENON JANAS jest adiunktem w Zakładzie Spektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Zajmuje się badaniami rozpadów i struktury jąder atomowych leżących daleko od ścieżki trwałości β .

■ Janusz Berdowski

Urodził się w 1945 r. w Częstochowie. Studiował na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach, gdzie uzyskał magisterium z fizyki w 1969 r. W roku 1977 na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Gdańskiego obronił pracę doktorską poświęconą badaniu przejść fazowych w kryształach metodą rozpraszania światła na fononach (promotor: prof. Aleksander Opilski). Habilitował się w 1988 r. na Wydziale Matematyki i Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu na podstawie rozprawy „Wpływ efektów izotopowych i przejść fazowych na oddziaływanie światła z powierzchniowymi falami akustycznymi w kryształach antyferroelektrycznych”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 29 sierpnia 2005 r.



W latach 1969–91 pracował w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach. W 1991 r. został zatrudniony w Instytucie Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Częstochowie, noszącej obecnie nazwę Akademii im. Jana Długosza. Od 1997 r. kieruje tam Katedrą Fizyki Ciała Stałego. W latach 1996–2002 pełnił funkcję prorektora ds. nauki, a od roku 2002 jest rektorem tej uczelni. W latach 1989–90 pracował w Research and Development Department firmy Milltronics w Kanadzie (należącej obecnie do koncernu Siemens).

Prowadził badania w zakresie optyki nieliniowej, oddziaływań akustooptycznych, akustyki i optoelektroniki. Jest autorem ok. 140 publikacji naukowych, wygłosił kilkanaście referatów na zaproszenie na konferencjach za granicą. Promotor 3 prac doktorskich i opiekun wielu prac magisterskich. Kierownik lub główny wykonawca projektów badawczych zarówno krajowych, jak i międzynarodowych. Współpracuje z czołowymi ośrodkami zajmującymi się optyką nieliniową i akustooptyką w Niemczech, Francji i na Ukrainie, a także ze środowiskiem naukowców polskich.

Żonaty (żona doktor fizyki), ma dwoje dzieci. Uprawia kilka dyscyplin sportów letnich i zimowych. Jego hobby to muzyka.

■ Marek Grinberg

Urodził się w 1952 r. w Toruniu. Studia fizyki na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu zakończył w roku 1976 pracą magisterską o katodoluminescencji selenku cynku. W 1986 r. obronił pracę doktorską poświęconą stanom zlokalizowanym w półprzewodnikach (promotor: prof. Stanisław Łęgowski). Habilitował się w roku 1995 na podstawie zbioru artykułów z komentarzem autorskim „Procesy promieniste i bezpromieniste w wybranych metalach przejściowych w matrycy krystalicznej”. Tytuł naukowy otrzymał 17 maja 2006 r.

Pracował kolejno w Filii Politechniki Warszawskiej w Płocku, Instytucie Fizyki UMK w Toruniu i Instytucie Fizyki Doświadczalnej na Uniwersytecie Gdańskim. Jako stypendysta CNRS przebywał na Université Lyon I (1992), a dzięki stypendium The Royal Society – na University of Strathclyde w Glasgow (1994).

Prowadzi intensywną pracę badawczą i dydaktyczną. Obecnie kieruje Zakładem Spektroskopii Fazy Skondensowanej w IFD UG. W ramach Regionalnego Centrum Badań Spektralnych i Centrum Zaawansowanych Technologii „Pomorze” kieruje Laboratorium Kinetyki Luminescencji. Jego grupa zajmuje się badaniem dielektryków domieszkowanych jonami metali przejściowych i ziem rzadkich. Swoistą specjalnością grupy stała się spektroskopia optyczna układów pod wysokim ciśnieniem hydrostatycznym.

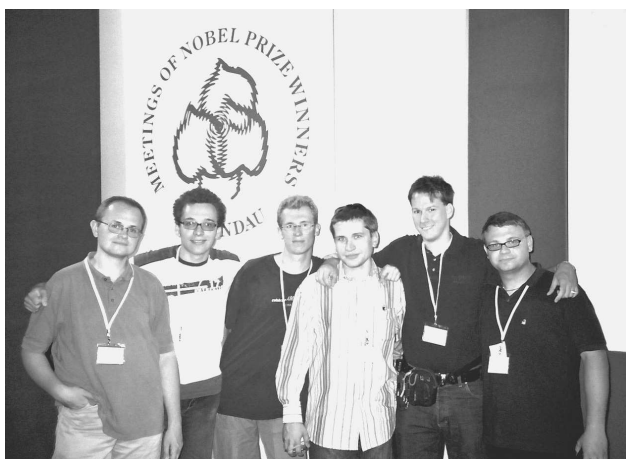


Jest autorem 150 publikacji i wielu referatów na konferencjach międzynarodowych. Pod jego kierunkiem powstały dwa doktoraty i liczne prace magisterskie. Jest recenzentem wielu międzynarodowych czasopism naukowych wydawanych przez Elseviera i APS. Współpracuje z czołowymi ośrodkami zajmującymi się spektroskopią ciała stałego w Europie, USA i Azji (Japonia, Tajwan).

Żonaty (żona Maria, córka Małgorzata). W miarę wolnego czasu interesuje się historią i polityką, stara się kontynuować treningi aikido. Chciałby powrócić do czynnego uprawiania żeglarstwa.

55. Spotkanie w Lindau

W dniach od 26 czerwca do 1 lipca 2005 r. odbyło się 55. Spotkanie Laureatów Nagrody Nobla w Lindau nad Jeziorem Bodeńskim. Na spotkaniu było obecnych 46 laureatów: 13 z fizyki, 21 z chemii oraz 12 z fizjologii i medycyny. Ponadto w konferencji uczestniczyło 715 młodych naukowców i studentów z całego świata, w tym 10 z Polski.



Grupa młodych uczestników Spotkania, od lewej: Tomasz Bonda, autor, Maciej Tunikowski, Jakub Pilc, Tamas Urbancsek, Krzysztof Janczura

Podczas spotkania odbyły się 3 dyskusje okrągłego stołu, 15 wykładów plenarnych oraz 24 odczyty w sekcjach. Prelegentami byli wyłącznie Laureaci. Ponieważ spotkanie miało charakter interdyscyplinarny (po raz drugi w historii), tematy poruszane na konferencji były różnorodne, ale większość miała charakter przeglądowy i dotyczyła najważniejszych osiągnięć współczesnej nauki. Tematem pierwszej dyskusji okrągłego stołu była ewolucja materii, Wszechświata i życia. W dyskusji wzięli udział: Werner Arber (M 1978)¹, Christian de Duve (M 1974), Manfred Eigen (C 1967), John Fenn (C 2002), Masatoshi Koshiba (F 2002), Rudolph Marcus (C 1992), Martinus Veltman (F 1999). Druga, w której uczestniczyli Günter Blobel (M 1999), sir Aaron Klug (C 1982), Christiane Nüsslein-Volhard (M 1995), Hamilton Smith (M 1978), Kurt Wüthrich (C 2002), dotyczyła biologii po okresie rewolucji w genetyce. Ostatnim dyskutowanym tematem wśród grona noblistów: Nicolaasa Bloembergena (F 1981), Paula Crutzena (C 1995), Davida Grossa (F 2004), Waltera Kohna (C 1998), sir Harolda Kroto (C 1996) i F. Sherwooda Rowlanda (C 1995) były problemy zmniejszania zużycia energii i efekt cieplarniany.

Wśród wykładów plenarnych największą popularność miały następujące odczyty: Frank Wilczek (F 2004) „Wszechświat to dziwne miejsce”, D. Gross „Przyszłość fizyki”, Klaus von Klitzing (F 1985) „Nobel Einsteina i współ-

czesna nanoelektronika”, Robert Richardson (F 1996) „Przykłady badań multidyscyplinarnych”, Riccardo Giacconi (F 2002) „Badania naukowe – podstawowe i stosowane”, M. Eigen „Czym jest dzisiaj życie?”, H. Kroto „2010 – nanoprzestrzenna odyseja”, Paul Lauterbur (M 2003) „Od cząsteczek do myszy, człowieka i z powrotem”, Aaron Ciechanover (C 2004) „Dlaczego białka muszą umierać, żebyśmy mogli żyć?”, W. Arber „Molekularny mechanizm biologicznej ewolucji”.

24 wykłady w sekcjach dawały możliwość bliższego kontaktu z poszczególnymi Laureatami. Szczególne zainteresowanie wzbudziły wykłady: M. Koshioby „Neutrino – co o nich wiemy i co nam powiedzą w przyszłości”, Briana Josephsona (F 1973) „Związek pomiędzy fizyką a biologią”, Douglasa Osheroffa (F 1996) „Globalne ocieplenie i perspektywy energetyczne w przyszłości”, Normana Ramseya (F 1989) „Wkład fizyki do innych nauk dzięki szczęśliwym przypadkom”, Charlesa Townesa (F 1964) „Jak skonstruowano laser – socjologia odkryć naukowych”, Ivara Giaevera (F 1973) „Biosensory używające żywych komórek”, M. Veltmana „Wiek fizyki cząstek elementarnych”, Roberta Curla (C 1996) „Dziwna chemia czystego węgla”, Richarda Robertsa (M 1993) „Ograniczenia i modyfikacje w genetyce”.

Na część kulturalno-rozrywkową spotkania składały się przede wszystkim: uroczysty bankiet, koncert orkiestry smyczkowej, rejs po Jeziorze Bodeńskim. Można było także wziąć udział w wycieczce na wyspę Mainau, gdzie mieści się posiadłość rodziny Bernadotte – sponsorów i współorganizatorów Spotkań Noblistów w Lindau.



Prof. David Gross z autorem podczas uroczystego bankietu

Z okazji zjazdu ukazało się II wydanie albumu *Laureaci Nagrody Nobla w portretach*, w którym zamieszczono współczesne zdjęcia wszystkich żyjących noblistów (246 portretów). Ponadto opublikowano książkę pamiątkową z biogramami wszystkich uczestników konferencji: noblistów, młodych naukowców i studentów.

¹ Skrót „M 1978” oznacza „Nagroda Nobla z fizjologii i medycyny w 1978 r.”, pozostałe – analogicznie (C – chemia, F – fizyka). W stosunku do każdego wymienionego noblisty informacja taka podana jest tylko raz.

Spotkanie z największymi sławami współczesnej nauki było wielkim przeżyciem dla nas, jego młodych uczestników, i utrwaliło w nas poczucie ogromnych możliwości poznawczych współczesnego świata.

Więcej o historii Spotkań w Lindau i wrażeniach z nimi związanych można znaleźć w artykule Aleksandry Wójcik „Spotkania z noblistami w Lindau” (*PF* 56, 38 (2005)).

Udział autora tej notatki (studenta II roku, członka PTF) w 55. Spotkaniu Noblistów był możliwy dzięki władzom Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza, które w ten sposób wyróżniły go za jego osiągnięcia.

Konrad Kapcia
Wydział Fizyki UAM
Poznań

LISTY DO REDAKCJI

O ekonofizycznej angelologii stosowanej

W zeszycie drugim *Postępów Fizyki* z 2006 r., na s. 50, ukazał się artykuł pana dr. hab. Marka Szydłowskiego „Rozwój nauki a wzrost gospodarczy – fizyczny punkt widzenia”. Artykuł ten, o ile zrozumiałem jego treść, ma za zadanie przekonać czytelników, że proste modele fizyczne są w stanie opisać przebieg procesów zachodzących w gospodarce. Nie podejmowałbym dyskusji merytorycznej z treścią artykułu, gdyby ograniczył się on do tej części, w której pojawiają się równania matematyczne. Uważam te fragmenty za przykład nieudolnie sformułowanej propagandy naukowej, niestety często pojawiającej się w literaturze poświęconej tzw. ekonofizyce. Przytaczane w tej części tekstu założenia „makroekonomiczne” są zaskakująco, jak na literaturę ekonofizyczną, rozbieżne z rzeczywistością, chociażby założony we wzorze (5) wykładniczy wzrost „wiedzy A ” (cokolwiek zresztą ta wiedza miałyby oznaczać). Nie mogę jednak pozostawić bez komentarza zawartych we wstępnej części tekstu uwag natury ogólnej. Marek Szydłowski powołuje się w niej na Lyndona LaRouche’a. Postać i „twórczość” LaRouche’a może nie być powszechnie znana fizykom w Polsce, choć mogą oni odczuć skutki LaRouche-owskiej ekonomii, jeżeli znani polscy politycy wykształceni przez Instytut Schillera wprowadzą w życie swoje poglądy ekonomiczne i społeczne.

Leciwy już dziś Lyndon LaRouche nie jest naukowcem, lecz skrajnym politykiem z zoologu amerykańskich pseudobawców świata, których pełno jest szczególnie na południe od linii Masona–Dixona. Wielokrotnie kandydował w wyborach prezydenckich w USA jako kandydat niezależny, a najgłośniej było o nim słyhać, gdy prowadził kampanię z więzienia federalnego, w którym siedział za zwykłe, jak to w Polsce mówimy, przekręty finansowe. Akurat było to w czasach prezydentury Ronalda Reagana, dlatego nazywanie LaRouche’a przez Marka Szydłowskiego twórcą polityki gospodarczej Reagana ma z prawdą związek – wedle starego dowcipu – radziecki. Z tym Związkiem (pisanym już dużą literą) LaRouche miał zresztą wy-

jątkowo ciepłe stosunki, a założony przez niego i jego żonę Helgę Zepp-LaRouche Instytut Schillera, kuźnia talentów wielu działaczy na scenie politycznej krajów postkomunistycznych, był w latach 1981–83 głęboko zaangażowany w proces „odprężeniowy”. Bardzo trudno zrozumieć, jak Autor posiadał wiedzę (jak rozumiem, tę oznaczoną symbolem A w jego tekście), że polityka ekonomiczna Reagana polegała na „wzmacnianiu roli państwa”. Prezydent Reagan wzmacniał zapewne rolę państwa, obniżając podatki, likwidując agencje rządowe i np. rozpędzając strajkujących kontrolerów lotów. Przykro mi, że tak bałamutne stwierdzenia znalazły się w *Postępach Fizyki*.

Podobnie rozmijające się z faktami są uwagi Marka Szydłowskiego do tej części ekonometrii, którą nazywa klasyczną (s. 51). Pisze tu: „trudno będzie nam w tym paradygmacie znaleźć odniesienia do fizyki, także i dlatego, że w centrum zainteresowań ekonomii klasycznej znajdowało się badanie modeli statycznych”. Jak sądzę, Autor błędnie używa tu pojęcia „paradygmat”. Wystarczyłoby tylko zajrzeć do opublikowanych w latach 50. podręczników, np. Allena, żeby zobaczyć, ile jest w nich pochodnych czasowych. Poza tym, jedno z najważniejszych osiągnięć praktycznych, tj. znajdujących zastosowanie w codziennej praktyce działania gospodarczego (do czego większość, o ile nie wszystkie, rozważania ekonofizyczne są nieprzydatne – dowodem marki samochodów ekonometrystów na parkingach ich instytutów: z rzadka widać tam Maybachy), metoda sympleksu Dantziga oraz jej późniejszy następca, algorytm Karmarkara, są fundamentalnie oparte na głęboko przemyślanych analogiach fizycznych.

Fizyka jest nauką niezwykle użyteczną. To dzięki niej nasza cywilizacja jest tak wspaniała, to dzięki fizyce żyjemy jak nigdy zdrowo, dostatnio i bezpiecznie. Osiągnęliśmy to, nie zajmując się – nieudolnie – wpływem „wiedzy A ” na produkcję. Nie ma powodu zamieniać fizyki na angelologię stosowaną.

Łukasz A. Turski
Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
oraz Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego
Warszawa

Fragmenty kopernikańskie

Galileusz: *Fragmenty kopernikańskie*, komentarz i przekład Tadeusz Sierotowicz, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2005, s. 147.

Fragmenty kopernikańskie Galileusza to najnowsza pozycja w serii „Biblioteka klasyków nauki” Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego. Jest drugą w kolejności, a poprzedzał ją tomik poświęcony Einsteinowi – 5 prac, które zmieniły oblicze fizyki, którego merytoryczną i przełomową dla fizyki wartość trudno przecenić.

Zamiarem redaktora serii, Jarostawa Włodarczyka, jest prezentacja klasyków szeroko rozumianej nauki, nieograniczająca się do współczesnego kanonu nauk ścisłych, stąd w zapowiedziach znajdują się nazwiska odległe historycznie i merytorycznie, np. Darwina i Seneki. Obecność Eddingtona na tej liście jest jednak kolejnym ukłonem w kierunku fizyki, astronomii i kosmologii, wyrazem zawodowych preferencji redaktora.

Einstein i Darwin kojarzą się jednoznacznie z rewolucjami w pojmowaniu świata, a Galileusz był niewątpliwie aktywnym uczestnikiem rewolucji wcześniejszej – przewrotu kopernikańskiego (według określenia Thomasa Kuhna). Jest też postrzegany jako ojciec współczesnej metody naukowej, formułującej zasady funkcjonowania rzeczywistości poprzez analizę danych doświadczalnych i rygorystyczne wnioskowanie oparte na tylko prawdopodobnych, a więc niekoniecznie pewnych bądź oczywistych hipotezach.

Udostępniony jako *Fragmenty kopernikańskie* pierwszy polski przekład trzech – w zasadzie niezależnych – szkiców (brulionów?) pism Galileusza to rozważania na temat znaczenia dzieła Kopernika – czy mamy do czynienia z pomocną w obliczeniach hipotezą matematyczną, czy z wyrazem Boskiego Planu, czyli obiektywnych praw Przyrody. Mieszczą się one w niebezpiecznej wówczas debacie na temat relacji nauka (roztrząsanie problemów przyrodniczych, doświadczenie zmysłowe) – wiara (autorytet Biblii, interpretacja ksiąg Starego Testamentu).

Jednym z adresatów listów Galileusza był kardynał Roberto Bellarmin, wybitna osobowość o wielkiej kulturze teologicznej i historycznej, a zarazem twórca modelu kontrreformacji z papieżem jako ostatecznym autorytetem w sprawach wiary i stanowienia praw(a). Jako członek Kongregacji Indeksu i Św. Oficjum był on współodpowiedzialny za oficjalne potępienie (raczej łagodne w formie – Giordano Bruno spłonął na stosie w roku 1600, a mówimy przecież o latach 1615–20) teorii Kopernika, chyba że dopuszcza się ją wyłącznie jako hipotezę matematyczną: rozum (ratio) jest podrzędny wierze (fide), a nie na odwrót.

W tym kontekście Galileusz wyraża przekonanie, że astronomia poprzez dane obserwacyjne potrafi dostarczyć realnego obrazu Wszechświata i że jej hipotezy nie są tylko i wyłącznie narzędziami do przeprowadzania obliczeń. (Czy przypadkiem echo tego poglądu nie pobrzmiewa w rozważaniach na temat współczesnej teorii kwantów?).

Ciekawe, że będąc przekonany o prawdziwości zdecentralizowanego (Słońce zamiast Ziemi w centrum) obrazu bliskiego Wszechświata, Galileusz zdawał sobie zarazem sprawę z braku jednoznacznie przekonujących dowodów, a w rozumowaniu uwzględniał wzajemnie niesprzeczne przesłanki wynikające z obserwacji. Model Ptolemeusza oprócz kopernikańskiego miał ówczesnie poważnego konkurenta w modelu Tycho Brahego, który „radził sobie” z fazami Wenus i plamami na Słońcu, chociaż już niekoniecznie z płytami oceanicznymi. Tymczasem Galileusz ten ostatni model całkowicie ignorował, stawiając w opozycji wyłącznie Ptolemeusza i Kopernika.

Omawiane teksty Galileusza nie należą do pism uważanych za „ważne” w jego twórczości, również epistolograficznej. Dlatego warto poznać motywacje Tadeusza Sierotowicza, tłumacza i autora obszernych komentarzy, filozofa nauki, teologa i astronoma, skądinąd też autora biograficznej książki o Galileuszu. Otóż jego zdaniem trzy teksty „kopernikańskie” pozwalają dokładniej zgłębić sposób myślenia i stanowisko Galileusza w kwestii interpretacji tekstów biblijnych, a to pozwala lepiej zrozumieć metodologię nauki w procesie przybierania przez nią współczesnych kształtów.

W XXI już dziś wieku, w czasach szerzących się odmian „dänikenizmu” i rozmaitych wersji „inteligentnego projektu” oraz ubierania w naukowy kostium pomysłów czy idei o charakterze ściśle religijnym, problem rozdziału (lub nie) nauki i wiary okazuje się nadal aktualny. Czy straciło na aktualności stwierdzenie Galileusza: „Wierzymy, że Salomon, Mojżesz oraz wszyscy inni święci autorzy doskonale znali konstytucję świata i że zdawali sobie jasno sprawę z tego, że Bóg nie ma ani rąk, ani nóg, nie unosi się gniewem, nie zapomina i nie poddaje się skrusze”?

A wykład galileuszowskiej zasady względności ruchu w reakcji na upubliczniony list kardynała Bellarmina do jezuito-myśliciela Paola Foscariniego (Biblia nie zajmuje się hipotezami naukowymi, lecz sprawami wiary) ma całkiem współczesne, wręcz podręcznikowe brzmienie.

Dodatkową motywacją do sięgania wprost do „źródeł nauki”, jakimi według Sierotowicza są *Fragmenty kopernikańskie*, jest zapoznanie się ze strategią Galileusza prowadzenia i wygrywania sporów, gdy jedna ze stron uważa, że ma do czynienia z prawdą, a drugiej przypisuje się fałsz. Galileusz wychodził poza skodyfikowaną retorykę odrodzeniową i stosował reguły logiki formalnej. W istocie odwoływał się do tzw. sylogizmu dialektycznego: z dwu przesłanek o nierównej wartości wyciągał wnioski typu indukcyjnego (arystotelesowskie wnioskowanie nie-niezawodne).

W liczącej 145 stron książce wprowadzenie, komentarze i dodatki stanowią ponad dwie trzecie tekstu, oryginalne rozważania Galileusza zajmują 23 strony (sic!). Niemniej uważam taką strukturę tomu za właściwą ze względu na naturalną nawet u wykształconego czytelnika nieznamość niuansów funkcjonowania prototypu naukowca w realiach XVI i XVII wieku. Przydatne byłoby wręcz uzupełnienie dodatków o szersze kalendarium życia Galileusza

niż zamieszczone, które obejmuje lata 1610–16, i skróto-
we przypomnienie jego najważniejszych osiągnięć. Au-
tor komentarzy wzdrygał się zapewne przed powielaniem
danych z własnego opracowania biografii Galileusza, ale
biograficzne minikompendium byłoby tu pożytecznym za-
łącznikiem.

Uważam, że dla współczesnego czytelnika nieczy-
telne są scholastyczne spory na temat arystotelizmu, jego
kodyfikacji w doktrynie św. Tomasza z Akwinu i zaprzecze-
nia arystotelizmu przez kopernikanizm (ten temat wyczer-
pująco omawia Thomas Kuhn w swoim *Przewrocie koperni-
kańskim* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2006)). Rozumowa-
nie dialektyczne (rozdział „Dialektyka Galileusza”) nie jest
też poprawnie interpretowane przez czytelnika „skażonego”
przez dialektykę Hegla czy Marksa. To samo rozciąga się
na problem galileuszowskiego konkordyzmu. Stąd oczywi-
sta przydatność minisłownika filozoficznego, którego w to-
mie zabrakło.

Tomik nosi wyrazisty charakter rozprawy naukowej,
co ogranicza jego przystępność. Recenzent tomu (Lech
Szczucki – filozof) skoncentrował się na warstwie nauko-
wej (historia nauki i filozofii) dziełka, a samemu autorowi
opracowania nieco wymknął się z obszaru zainteresowań
potencjalny adresat. Nie zmienia to faktu, że przeczyta-
łem *Fragmety kopernikańskie* z zainteresowaniem, wal-
cząc z niestety niewystarczającą znajomością łaciny. Trud-
szperania w licznych przypisach czasem zacierał przyjem-
ność kontaktu z oryginalnym przesłaniem sprzed (niemal
czterech) wieków.

Piotr Garbaczewski
Instytut Fizyki
Uniwersytet Zielonogórski

Wybrane zagadnienia i ćwiczenia z biofizyki

Biofizyka. Wybrane zagadnienia z ćwiczeniami, red. nauk. Zofia
Jóźwiak i Grzegorz Bartosz, Wydawnictwo Naukowe PWN, War-
szawa 2005, s. 553.

Wieloautorский podręcznik *Biofizyka. Wybrane zagad-
nienia z ćwiczeniami* obejmuje szeroki zestaw ćwiczeń
laboratoryjnych, zebranych w bloki tematyczne, opraco-
wane i przygotowane przez specjalistów w poszczegól-
nych dziedzinach biofizyki. Proponowane ćwiczenia są
przeznaczone dla studentów biologii zajmujących się biofi-
zyką, ale mogą być również w znacznym stopniu wykorzy-
stane w kształceniu biofizyków w ramach studiów na wy-
działach fizyki. Praca laboratoryjna jest niezwykle istotna
jako praktyczne uzupełnienie procesu dydaktycznego w dy-
namicznie rozwijającej się, interdyscyplinarnej dziedzinie
nauk przyrodniczych, jaką jest biofizyka, która przy całym
bogactwie badań typu modelowania komputerowego ma
przede wszystkim charakter doświadczalny. Każdy zestaw
ćwiczeniowy w omawianym podręczniku jest poprzedzony
wstępem o charakterze teoretycznym, dotyczącym głównie
używanej metodologii i aparatury, a w mniejszym stopniu

obiektów stanowiących przedmioty ćwiczeń. Na końcu każ-
dego z rozdziałów znajduje się spis odnośników literaturo-
wych, które pozwalają uzyskać dodatkowe informacje na
temat poruszanych zagadnień, wykraczające poza wstęp
teoretyczny.

Podręcznik obejmuje kolejno zagadnienia: pomiaru
w sensie fizycznym i analizy statystycznej błędów pomia-
rowych, wyznaczania podstawowych wielkości fizycznych
(ćwiczenia wstępne), takich jak gęstość, parametry charak-
teryzujące ruch falowy oraz parametry elektryczne i termody-
namiczne. Kolejne zestawy ćwiczeniowe dotyczą wyko-
rzystania metod spektroskopii absorpcyjnej UV-Vis w ba-
daniu prostych cząsteczek i katalizie enzymatycznej, fluo-
rescencji znaczników spinowych w badaniu głównie błon
biologicznych, spektrometrii elektrycznego rezonansu pa-
ramagnetycznego (EPR) również w zastosowaniu do błon,
oraz innych metod spektroskopowych, takich jak turbidymet-
ria i nefelometria, polarymetria i refraktometria. Znaczną
ilość materiału teoretycznego i ćwiczeniowego poświęcono
potencjometrii i konduktometrii, przede wszystkim w zakre-
sie technik miareczkowania. Oferta ćwiczeń obejmuje rów-
nież hydrodynamikę: wiskozymetrię i ultrawierowanie (głównie
badania DNA), elektroforezę żelową białek oraz chro-
matografię. Trzy zestawy ćwiczeniowe skoncentrowane są
bardziej na badaniu obiektów interesujących biofizyka: bia-
łek, błon biologicznych i wolnych rodników, przy czym sto-
sowane metody obejmują już wymienione, m.in. spektro-
skopię, metody hydrodynamiczne i chromatografię. Dwa
rozdziały dotyczą bardziej biologicznych badań całych ko-
mórek (głównie *in vivo*), procesu apoptozy i analizy komó-
rek oraz ich składników metodą cytometrii przepływowej.
Na zakończenie omówione jest, i zilustrowane dwoma ćwi-
czeniami, wykorzystanie laserów w biologii.

Niewątpliwą zaletą podręcznika jest bardzo bogata
oferta ćwiczeń, obejmująca zarówno ćwiczenia z podstaw
fizyki jak i ćwiczenia o charakterze ściśle biofizycznym, do-
tyczące badania białek, błon biologicznych, wolnych rodni-
ków i całych komórek. Ścisłość podejścia metodologicz-
nego charakteryzująca pracę fizyków może być cennym
doświadczeniem dla przyszłych biologów. Z drugiej strony
fizycy zajmujący się zagadnieniami biologicznymi mogą
uzyskać cenne doświadczenie praktyczne w pracy z objek-
tami typowymi dla biochemii i biologii. Moje uwagi kry-
tyczne dotyczą kryteriów wyboru zakresu materiału oraz
jego organizacji. W podręczniku brakuje omówienia zagad-
nień i zaproponowania ćwiczeń w dwóch niezwykle istot-
nych i obecnie intensywnie rozwijanych dziedzinach biofi-
zyki: w proteomice, czyli analizie białek kodowanych przez
sekwencjonowane genomy, oraz w badaniu pojedynczych
biomolekuł. Charakterystycznymi dla pierwszej dziedziny
technikami są: spektrometria masowa, dyfrakcja promie-
niowania rentgenowskiego oraz magnetyczny rezonans ją-
drowy (NMR). W drugiej klasie zagadnień można wymienić
mikroskopię sił atomowych (AFM) czy techniki manipulacji
typu szczypiec optycznych z wykorzystaniem laserów. Au-
tor recenzji zdaje sobie sprawę z problemu dostępu do bar-
dzo kosztownej aparatury wymaganej przy tego typu ekspe-
rymentach. Skoro jednak w proponowanym zestawie zna-

lazły się ćwiczenia wykorzystujące EPR, trudno uzasadnić pominięcie techniki NMR.

Konsekwencją wieloautorskiego charakteru podręcznika jest brak spójnej zasady podziału zagadnień w przekroju całego podręcznika. Stosowany jest zarówno podział na podstawie technik doświadczalnych (spektroskopia, wiskozymetria, elektroforeza) używanych do badania różnych obiektów biologicznych, jak i podział oparty na klasach obiektów (białka, błony, komórki) z zastosowaniem różnych typów metod. W rezultacie ćwiczenia o podobnym charakterze pojawiają się w różnych działach, a pewne istotne zagadnienia nie znalazły swojego miejsca. Na przykład jest rozdział „Biofizyka białek” z krótkim wprowadzeniem, ale istotnym wstępem teoretycznym, a brak podobnych informacji dla kwasów nukleinowych, mimo że stanowią one zasadniczy obiekt ćwiczeń z wykorzystaniem wirowania.

Nieliczne drobne braki i nieścisłości nie wpływają na bardzo pozytywną ocenę staranności w przygotowaniu podręcznika. Warto jednak je usunąć przy kolejnych wydaniach. Na przykład w rozdz. 1.3 obok regresji liniowej warto wspomnieć o dopasowywaniu zależności nieliniowych do punktów doświadczalnych, co staje się obecnie standardem także w biologii, a dostępność odpowiednich programów komputerowych znakomicie to zadanie ułatwia. Wartości indukcji pola magnetycznego B podane na s. 175 w tabeli 6.1 są nieprawidłowe – największe obecnie magnesy nadprzewodnikowe stosowane w aparatach EPR dają pola indukcji kilku tesli, a w aparatach NMR – do ponad 20 T.

Podsumowując, mimo pewnych niedociągnięć proponowany podręcznik wypełnia znaczną lukę na rynku wydawnictw naukowych i stanowi cenny podręcznik dla studentów i doktorantów.

Ryszard Stolarski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Zbiór zadań Walkera

Jearl Walker: *Podstawy fizyki. Zbiór zadań*, tłumaczył Mirosław Łukaszewski, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2005, s. 322.

Zbiór zadań Jearla Walkera jest cennym uzupełnieniem głównego podręcznika *Podstawy fizyki* D. Hallidaya, R. Resnicka oraz J. Walkera i podobnie jak on dziełem zapaleńców, którzy dopracowywali przykłady i zadania całymi latami, analizując też rozwiązania i uwagi czytelników. Znamienne jest, że Autor podaje np. swój adres e-mailowy i obiecuje przynajmniej zapoznać się z każdą sugestią czytelnika. Rola czynnika czasu, ciągłego procesu „fermentacji”, dopracowywania zadań, jest nie do przecenienia – nieustanne korekty musiały zaowocować najwyższą jakością.

Zbiór zadań wyróżnia się oryginalnością wśród innych dostępnych dla polskich studentów zbiorów zadań z fizyki (np. A. Hennel, W. Krzyżanowski, W. Szuszkiewicz, K. Wódkiewicz, *Zadania i problemy z fizyki* (PWN, Warszawa 1981), A.N. Kuchenko, J.W. Rublew, *Zbiór zadań z fizyki dla wyższych uczelni technicznych* (PWN,

Warszawa 1980), W.S. Wolkensztejn, *Zbiór zadań z fizyki* (PWN, Warszawa 1974)). Reprezentuje on bardziej pragmatyczne podejście do problemów (w duchu amerykańskim) i często odchodzi od suchego, zbyt teoretycznego języka „bloczków i równi pochytych”, czy oklepanych, źle kojarzących się sformułowań typu „Samochód wyjeżdżający z miasta A...”. Zamiast tego mamy tu bogactwo przykładów bliższych życiu codziennemu, np. dotyczących biologii, sportu, a nawet sztuki. Jest to moim zdaniem rozsądny kierunek, jeśli chodzi o uzdrawianie dramatycznej sytuacji, w jakiej znalazła się dydaktyka fizyki. Młodzi ludzie uważają rozwiązywanie zadań z fizyki za zajęcie nudne. Z reguły spotykają się w zadaniach z wyidealizowanymi ciałami i układami uproszczonymi do tego stopnia, że trudno im uwierzyć, by miały one jeszcze coś wspólnego z realnym światem. Walker potrafi pokazać ważne związki między przedstawioną w zadaniu sytuacją a rzeczywistymi zjawiskami. Podzielim pogląd prof. Łukasza A. Turskiego (Materiały XXXVI Zjazdu Fizyków, *Postępy Fizyki*, 53 (2002)), który uważa, że nie powinno się uczyć fizyki tak, jakbyśmy chcieli wykształcić samych fizyków. Celem jest raczej wyrobienie w słuchaczach i czytelnikach zaufania, że nauki ścisłe prawdziwie pomagają zrozumieć oraz opisać (z zadziwiającą dokładnością) świat wokół nas, np. zasady działania przedmiotów codziennego użytku. Fizyka zatem racjonalizuje otaczający nas świat i daje satysfakcję z jego przynajmniej częściowego zrozumienia.

Razem z grupą wykładowców z Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej mam za sobą kilkuletnie doświadczenie w wykładaniu podstaw fizyki dla studentów pierwszych lat w języku angielskim. Korzystaliśmy przy tym z bardzo ładnie wydanych oryginalnych książek amerykańskich. Z tego, co wiem, żaden z tych szacownych, znanych na całym świecie podręczników nie dorobił się odrębnego zbioru zadań w tak profesjonalnej formie jak właśnie książka Hallidaya, Resnicka i Walkera. Tym samym bogactwo przykładów i zadań ściśle powiązanych z samym podręcznikiem jest także novum na rynku polskim. Notabene to nie lada gratka dla polskich wykładowców, którzy wykładają po angielsku. Oryginał razem z polskim tłumaczeniem zbioru to, jak sądzę, lepsze rozwiązanie od słownika naukowo-technicznego, a przy tym chyba też wygodniejsze od samej wyszukiwarki internetowej. Zbiór Walkera, podobnie jak wspomniane zachodnie podręczniki, podaje wiedzę w sposób spójny, bez kompleksów zaczynając od przykładów nawet trywialnych, żeby później stopniowo przechodzić do zadań coraz bardziej ambitnych. Jest to ze wszechmiar korzystne dla wielu słabo przygotowanych i zagubionych polskich studentów. Zdecydowanie odpiętałbym tym samym potencjalny zarzut, że niektóre początkowe zadania są może zbyt proste i wymagają zaledwie algebraicznych przekształceń. Jest to, jak sądzę, wpisane w spójną wizję całego zbioru, który nadaje się też do pracy własnej. Osobiście doceniam taką właśnie stopniową gradację zadań od elementarnych do bardzo trudnych. Trzeba pamiętać, że poziom amerykańskich studentów rozpoczynających studia jest być może niższy od poziomu studen-

tów polskich, ale te różnice pewnie szybko się zacierają. Dobrze też, że w ramach danego rozdziału to zróżnicowanie jest niejawne i wymaga czujności samego czytelnika: nie pozwala to na mechaniczną żonglerkę wzorami i zmusza do zastanowienia. Przykładem takich udanych wprowadzeń jest rozdział 1 (Pomiar) i rozdział 3 (Wektory). Z własnego doświadczenia wiem, jak ważne jest wyrobienie u studentów szacunku do dokładnego zapisu matematycznego (np. notacji wektorowej) i umiejętności zgrubnego szacowania wyrabiającego ogólną intuicję fizyczną (zadania z rozdz. 1).

W pewnym stopniu sukces omawianego zbioru gwarantować może już samo nazwisko jego Autora. Warto tu wspomnieć, że Walker to wybitny popularyzator fizyki, twórca „kultowej” pozycji przetłumaczonej na wiele języków *The Flying Circus of Physics (with Answers)* z 1978 r. (ostatnio ukazało się wznowienie), z przeszło 30-letnim doświadczeniem dydaktycznym, regularnie piszący do *Scientific American* i występujący w amerykańskiej telewizji, zapalony pasjonat wyjaśniania zjawisk fizycznych w życiu codziennym (wyładowania atmosferyczne, tęcze, wydmy, bańki mydlane itp.) jak najprostszymi metodami.

Zadania ze zbioru Walkera zawierają w większości realistyczne dane; często sama treść zadania jest pasjonującą, krótką historią „przypadku” (ciekawostki ze świata sportu, biologii, astronomii). Sympatyczny jest dla mnie interdyscyplinarny duch tego zbioru fizycznych problemów. Autor wychodzi tym samym naprzeciw modnemu ostatnio nurtowi pojednania „humanistów” i „przyrodników”. W zbiorze Walkera mamy wiele odniesień do świata filmu (np. zad. 38.76) czy sztuki (przykład 37.6, gdzie mowa o obrazie Seurata „Popołudnie na wyspie La Grande Jatte”). Studenci traktują takie przykłady od razu bardziej przyjaźnie i otwarcie.

Omawiane przykłady są rozwiązywane do końca, w duchu podejścia „inżynierskiego”, które uczy szacunku do liczb i pomaga wyrobić sobie własną intuicję. Ciekawe są tu również zachęty Autora do wymyślania własnych zadań z realistycznymi danymi. Jest to dla mnie pewną lekcją pokory – warto bez kompleksów docenić nawet proste zadanie i konsekwentnie zrozumieć je do końca.

Kolejne rozdziały zbioru rozpoczynają „Przykłady uzupełniające” (od dwóch do czterech). Każdy z nich wyszczególnia kluczową ideę stojącą za rozwiązaniem (oznaczoną symbolem klucza). Przykłady omawiane są w detalu, bez skrótów znudzonego autora typu „jak łatwo pokazać”, a rachunki doprowadzane są do końcowego wyniku liczbowego. Wynik wyrażony tylko ogólnymi symbolami (co jest częstą praktyką w wielu polskich zbiorach zadań) ma, jak sądzę, mniejszą wartość dydaktyczną (albo adresowany jest do ambitnych czytelników, umiających samodzielnie wyciągnąć z niego wnioski). Podobnej metodyki rozwiązywania zadań u nas brakuje (choć są cenne pozycje, np. E.M. Nowodworska, *Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki* (PWN, Warszawa 1973), W. Kobuszkin, *Metodyka rozwiązywania zadań z fizyki* (PWN, Warszawa 1975)) i nie zastąpią jej nawet obszerne wprowadzenia teoretyczne z krótką dyskusją przed danym rozdziałem z zad-

niami (jak np. w znanym *Zbiorze zadań dla kandydatów na wyższe uczelnie* Jędrzejewskiego, Kruczka i Kujawskiego (WNT, Warszawa 1984)). W zbiorze Walkera pouczające są też dyskusje końcowego wyniku, coś, co angielskojęzyczni autorzy nazywają „critical tests”.

Z kolei „Pytania typu sprawdzianów” (podobne jak w głównym podręczniku) przypominają szarady i łamigłówki logiczne (np. 5.23). Inne wymagają dłuższej analizy (często opartej na rozbudowanych diagramach i wykresach, np. 6.15), lecz można je wszystkie rozwiązać bez użycia kalkulatora. „Pytania porządkujące” (np. 6.11 czy 8.11) mogą pełnić funkcję „rozgrzewki” przed zadaniami. Ich rola to zebranie związków między wielkościami fizycznymi danej sekcji. Wiele z takich pytań (różnego typu) jest ze sobą powiązanych, np. wspólnym rysunkiem (6.11 i 6.13). Ta idea powiązania wielu problemów i przykładów jest zresztą cechą charakterystyczną całego zbioru. Ma się przez to przyjemne wrażenie obcowania z dobrze przemyślaną konstrukcją, w przeciwieństwie do pozycji o charakterze „bryków” czy „komiksów”, których autorzy chcą podać wszystko jak najmniejszym kosztem, „w pigułce”. Szczególnie cenne moim zdaniem są „Pytania do dyskusji” (przywrócone podobno z wydania 4 i wcześniejszych na żądanie czytelników). Pytania takie (np. cały powiązany cykl 10.20–10.33) sprawdzają bezlitośnie zrozumienie materiału, są dowcipne (np. pytanie o wskazanie wagi z klepsydrą) i – choć wydają się niepozorne – często stanowią wyzwanie samo w sobie. Osobiście podzielałam tutaj pogląd J. Domańskiego i J. Turło, autorów *Zadań nieobliczeniowych z fizyki* (Prószyński i S-ka, Warszawa 1997), że tego typu zadania mają wyjątkową wartość dydaktyczną, ponieważ ich rozwiązanie nie ogranicza się do samej tylko żonglerki wzorami, lecz zmusza do rzetelnej analizy fizycznej. Takie właśnie zadania nieobliczeniowe są podawane w zbiorze Walkera równoległe do bardziej klasycznych zadań obliczeniowych. Zgodnie z opinią dydaktyków nie chodzi bowiem o poznawanie i przyswajanie ciągle nowych informacji i faktów, ale raczej o „twórczą rekonstrukcję” znanych doświadczeń, interpretację dobrze znanych zjawisk. Celem byłoby zatem zastąpienie wiedzy potocznej („zdroworozsądkowej”), często niezbyt ściślej, która pokutuje w umysłach uczniów, wiedzą prawdziwie naukową. Podobają mi się słowa Einsteina, że „tzw. zdrowy rozsądek to zbiór przesądów, które nabywamy do 18. roku życia”. Przypomina się też tu maksyma słynnego fizyka Johna Wheelera: „Nigdy nie zabieraj się do obliczeń, dopóki nie znasz wyniku”.

Wróćmy do samych „Zadań”, które są mocnym wsparciem dla zestawów zadań do samodzielnego rozwiązania z podręcznika. Raz jeszcze podkreślę, że ich kolejność nie jest związana ani ze stopniem trudności, ani z kolejnością paragrafów czy pojęć w danym rozdziale. Jest to dydaktyczne i rozwojowe, bo unika się przez to mechanicznego traktowania problemów i ich bezdusznego szufladkowania. Podobne zdrowe wymieszanie zadań można spotkać w książce J. Araminowicza *Zbiór zadań z fizyki: mechanika, elektryczność, magnetyzm* (PWN, Warszawa 1985).

W zbiorze Walkera pociągające są zadania traktujące o zastosowaniach fizyki w życiu codziennym, np. zad. 6.52 (pokaz „sportowy” z 1915 r. w Filadelfii) czy zad. 10.59 – analiza funkcjonowania kamizelki kuloodpornej (w rozdziale „Zderzenia”). Niektóre rozdziały mają „Zestawy zadań”, które można by potraktować jako małe projekty do pracy w grupach studenckich (walory współpracy), np. Zestaw 1 i Zestaw 2 w rozdz. 12. Podobną funkcję do „Przykładów uzupełniających” pełnią „Zadania wzorcowe” ze szczegółowymi rozwiązaniami (np. zad. 16.105).

Estetyka czarno-białych zdjęć i rysunków jest wystarczająco wysoka – kolor byłby chyba zbyt rozpraszący, a przy tym podwyższałby cenę. Mamy w zbiorze bogactwo starannych rysunków w tonacjach półcieni i szarości, na których widoczne są detale (np. faktury powierzchni trących itp.). (Z przyczyn zawodowych często sięgam do książki Charlesa Kittela *Wstęp do fizyki ciała stałego* (PWN, Warszawa 1999), gdzie też z przyjemnością ogląda się rysunki w bardzo podobnym stylu). Zwracają też uwagę starannie dobrane „interdyscyplinarne” zdjęcia trafnie naprowadzające na sedno danego zjawiska fizycznego. Na przykład na s. 8 mamy zdjęcie owada – widelnicy – na powierzchni wody, obok rozbitą „czarną skrzynkę” samolotu pasażerskiego, a na rys. 10.48 do pyt. 22 jarmarczny przyrząd do pomiaru „siły”. Nawiązaniem do historii jest zadanie dotyczące kopca Silbury Hill z neolitu – trzeba wyznaczyć jego środek masy i oszacować, jak długo go budowano. Są też nauki o Ziemi: rys. 16.48 z zad. 67 przedstawia skały w Kalifornii grożące zawaleniem. Są też zdjęcia kwizowe do odczytania informacji fizycznej wprost z fotografii (np. rys. 2.37, zad. 102), są zdjęcia konkretnych wydarzeń historycznych z krótkim opisem (walor informacyjny samej treści zadania!), np. operacja na promie Discovery w listopadzie 1984 r. (rys. 5.65, pyt. 44). Spotkać można nawet oryginalne stare ryciny, jak ta z rys. 5.66 do pyt. 51 (sztuczka salonowa z końca XIX w.). Niektóre rysunki pomagają na zasadzie mnemotechniki zapamiętać bardziej skomplikowane zjawiska (np. scena z polowania na kaczki odnosząca się do krzywej rezonansowej na s. 265). Są nawet pewne szczegóły anatomii przedramienia (rys. 13.49, przykład 13.7). Początkowo miałem duże kłopoty z numeracją rysunków, ale trudno zaproponować lepsze rozwiązanie edytorskie, bo w innych zbiorach zadań tytuł rysunków po prostu nie ma. Podsumowując, materiał ilustracyjny zbioru jest bardzo obfity z pożytkiem dla czytelnika i pokazuje postęp, jaki dokonał się w pracach edytorskich (np. w porównaniu z „kultowym” zbiorem I.W. Mieszczerskiego *Zbiór zadań z mechaniki* – cykl polskich wydań PWN od 1954 r.).

Przekład jest doskonały pod względem warsztatu technicznego, a przy tym oddaje lekki i przyjazny klimat oryginału. Tak więc w rozwiązaniu przykładu 13.8 czytamy „jako prawdziwi fizycy nie załamujemy się jednak”, albo – to już akcent bardziej militarny – „śmiertelnie cichy (...) napęd magnetohydrodynamiczny” (przykład 29.13). Często pojawiające się dowcipne sformułowania „dwa lub trzy tyki

matematyki” albo „nic ci się złego nie stanie, jak sam wymyślisz zadanie” mogą tylko zachęcić młodego czytelnika, aby wytrwał w studiach i zmaganiach. Podobno elegancja tkwi w szczególności i jest to prawda w tym przypadku. Znaną sprawę rozróżnienia w języku polskim prędkości wektorowej (velocity) od skalarnej prędkości średniej (speed) tłumacz rozwiązuje przez nazwanie tej ostatniej bardzo zgrabnym terminem „prędkość podróżna”. Język zbioru jest przy tym prosty i przystępny, np. zamiast „nieważki bloczek” tłumacz użyje bardziej zrozumiałego „bloczek o pomijalnej masie”.

Podział materiału, podobnie jak w kursowym podręczniku, jest oryginalny i przypomina mi atmosferę „kultowe” *Feynmana wykłady z fizyki*. Ma to charakter odświeżający, bardziej praktyczny i życiowy, łamiący schematyzm, a nawet nudę wielu innych zbiorów zadań, bardzo do siebie podobnych. W optymistycznym i nieco ambitnym programie 38 rozdziałów odpowiada (po pewnej selekcji) dwóm semestrom zajęć. Osobny rozdział poświęcony jest zderzeniom (rozdz. 10), obrotom (rozdz. 11) czy równowadze i sprężystości (rozdz. 13). Rozdział 12 nosi tytuł „Entropia i druga zasada termodynamiki”. To godne uwagi wyeksponowanie pojęcia entropii – wielu autorów zajmuje się tą kluczową wielkością dopiero na końcu danego rozdziału. Oryginalnie, bardziej materiałowo, ujęte są równania Maxwella. Poświęcony jest im rozdz. 32 „Magnetyzm materii: równania Maxwella”. W innych podręcznikach często podawane są one bardziej abstrakcyjnie, dla próżni. Szkoda jednak, że dość skromnie został potraktowany rozdz. 38 poświęcony fizyce relatywistycznej. To ostatni, najkrótszy rozdział. W przypadku zajęć dla przyszłych fizyków chyba należałoby zająć się tą tematyką znacznie wcześniej. Zbiór zadań nie obejmuje, niestety, tzw. fizyki współczesnej, ale jak można wnioskować z oryginalnego tytułu angielskiego (*Fundamentals of Physics, Problems Supplement No. 1*), w przyszłości ukaże się kolejna część jej właśnie poświęcona.

Podsumowując, *Zbiór zadań* Walkera jest pozycją atrakcyjną i przystępną dla polskiego czytelnika, z imponującym zapleczem internetowym samego podręcznika, systematyzującą wiedzę, motywującą (układanie własnych problemów), umożliwiającą samokształcenie, nowoczesną, interdyscyplinarną. Szkoda, że rozwiązania dotyczą tylko zadań o numerach nieparzystych oraz są tak gęsto upakowane i nie mają rysunków. Stopka strony pozwala szybko odszukać daną partię zadań, lecz bardzo pomocny byłby także skorowidz haseł. Zbiór wydany jest w dwóch szpaltach i przez to mocno zagęszczony, ale za to cienki, solidnie zszyty i – niestety – bardzo drogi.

Recenzowany *Zbiór* gorąco polecam wszystkim wykładowcom akademickich kursów podstaw fizyki.

Maciej Mulak

Institut Fizyki

Politechnika Wrocławska

■ Tytuły profesorskie

Nominacje na profesora nauk fizycznych odebrali z rąk Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej: 30 maja 2006 r. – Wojciech Broniowski (IFJ PAN), Marek Grinberg (UG), Włodzimierz Kazimierz Jastrzębski (IF PAN), Ewa Rondio (IPJ) i Leszek Brunon Turczynowicz-Suszycki (AGH); 20 czerwca 2006 r. – Piotr Bizoń (UJ), Zdzisław Stanisław Burda (UJ), Adam Maj (IFJ PAN), Andrzej Tadeusz Płochocki (UW), Wiesława Antonina Sikora (AGH), Ewa Wiktoria Stachowska (PP) i Ryszard Wiktor Stolarski (UW); 22 czerwca 2006 r. – Janina Heldt (UG), Czesław Andrzej Koepke (UMK), Adrian Piotr Kozanecki (IF PAN), Zdzisław Tadeusz Lalowicz (IFJ PAN), Jan Piotr Lasota (Instytut Astrofizyki, Paryż), Krzysztof Antoni Meissner (UW) i Roman Jerzy Sobolewski (Uniwersytet w Rochester, USA).

www.prezydent.pl

■ Następny prezes EPS

Prezesem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w kadencji 2007–09 będzie Friedrich Wagner (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik). Urząd obejmie w kwietniu 2007 r. w miejsce dotychczasowego prezesa – Duńczyka Ove Poulsena. Wagner kierował poprzednio kilkoma instytutami fizyki plazmy, m.in. ASDEX w Garching.

Phys. World 19, nr 5 (2006)

B. W.

■ Energy Prize

Ustanowiono nagrodę Global Energy International Prize, która została ufundowana przez 3 rosyjskie spółki energetyczne i ma być przyznawana corocznie. Przyznaną w tym roku po raz pierwszy (za zasługi w tworzeniu podstaw naukowych i technicznych planowanego reaktora termojądrowego ITER) Nagrodę w wysokości 1,1 mln dolarów podzielą między siebie: Jewgienij Wielikow, dyrektor Instytutu Badań Jądrowych im. Kurczatowa w Moskwie, Masaji Yoshikawa, poprzedni prezes japońskiego Instytutu Badań Energii Atomowej, i Robert Aymar, dyrektor generalny CERN-u.

Science 312, nr 5773 (2006)

B. W.

■ Jubileusz Profesora Hurwica

8 maja 2006 r. odbyła się w Warszawie (w Sali Marii Skłodowskiej-Curie Pałacu Staszica) uroczystość poświęcona 95-leciu urodzin znanego polskiego fizykochemika, prof. Józefa Hurwica (urodzonego 23 maja 1911 r. w Warszawie). W uroczystości wzięli udział przedstawiciele instytucji związanych z bardzo wielostronną działalnością Jubilata: wiceprezes PAN – prof. Janusz Lipkowski, prezes Państwowej Agencji Atomistyki – prof. Jerzy Niewodniczański, przewodniczący Wydz. III PAN – prof. Henryk Szymczak, wiceprzewodniczący tego Wydziału – prof. Marek Chmielewski, dziekan Wydziału Chemii Politechniki Warszawskiej – prof. Władysław Wieczorek, prezes Polskiego Towarzystwa Chemicznego – prof. Paweł Kafarski,

oraz wielu współpracowników, uczniów i innych osób związanych z Profesorem.

W bardzo ciepłych słowach mówili oni o dokonaniach naukowych, dydaktycznych, organizacyjnych i popularyzatorskich Jubilata. Znalazły się wśród nich m.in. zorganizowanie w Warszawie, w miejscu urodzin Marii Skłodowskiej-Curie, muzeum poświęconego jej osobie, wieloletnie redagowanie popularyzującego naukę, świetnego czasopisma *Problemy*, działalność naukowa i dydaktyczna na Wydz. Chemii PW i inne. Profesor Hurwic jest chyba najlepszym na świecie znawcą i najłodniejszym popularyzatorem wiedzy o życiu i działalności Marii Skłodowskiej-Curie. W ostatnich latach do popularyzacji wiedzy o rodzinie Curie włączyła się także córka Jubilata – Anna Hurwic, również obecna na uroczystości. Wydała ona ostatnio we Francji książkę *Pierre Curie*, o małżonku Marii.

O działalności Jubilata we Francji, do której wyjechał w roku 1968, zmuszony do emigracji, mówił obszernie prof. Henryk Ratajczak, wieloletni dyrektor Stacji Naukowej PAN w Paryżu. O utrzymywaniu przez prof. Hurwica w tym emigracyjnym okresie bliskich kontaktów ze środowiskiem polskim, z którego wyszedł, mówiło z wielkim uznaniem i wzruszeniem wielu uczestników uroczystości.

W uznaniu zasług Jubilata Polska Akademia Nauk przyznała mu swoje najwyższe odznaczenie – Medal Mikołaja Kopernika. Wręczenia Medalu dokonał prof. Lipkowski.

Podczas uroczystości promowana była książka Jubilata *Wspomnienia i refleksje. Szkic autobiograficzny*. Doktor Stanisław Galant mówił o zupełnie wyjątkowych walorach Jubilata jako autora książek, których dr Galant jest wydawcą.

Wiele szczegółów dotyczących uroczystości może znaleźć Czytelnik w artykule Małgorzaty Sobieszczak-Marciniak (kierownika Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie) w *Kwartalniku Historii Nauki i Techniki*, z. 3–4 (2006).



Józef Hurwic podczas uroczystości; obok – Małgorzata Sobieszczak-Marciniak (fot. Wiesław Czerwonka)

Chciałbym dodać od naszej redakcji, że prof. Hurwic od lat żywo interesuje się *Postępami Fizyki*, pisze do nich,

wspiera nas wieloma cennymi uwagami i radami. Warto także przypomnieć Czytelnikom o przeprowadzonej z Nim rozmowie „Na pograniczu fizyki i chemii”, zamieszczonej na łamach *Postępów* w roku 1991 (*PF* 42, 313).

Dołączamy się do uczestników omówionej uroczystości z bardzo serdecznymi życzeniami od redakcji – życzymy Jubilatowi wielu lat zdrowia i dalszej aktywności w tak wszechstronnej i ważnej Jego działalności.

Adam Sobiczewski

■ Fizyka i Społeczeństwo

W dniach 19–22 kwietnia 2006 r. odbyło się w Grazu międzynarodowe forum „Fizyka i Społeczeństwo”. Forum składające się z 40 profesorów-fizyków z 20 krajów europejskich oraz 7 krajów spoza Europy dyskutowało o roli fizyki i jej wzajemnych relacjach ze społeczeństwem. Jednym z głównych celów tej konferencji było spotkanie fizyków oraz decydentów politycznych i ekonomicznych w celu wymiany informacji i przeprowadzenia głębokiej debaty prowadzącej do wspólnej wizji ogromnej roli fizyki w nowoczesnym społeczeństwie. Forum – będące częścią programu austriackiej prezydencji Unii Europejskiej – było sponsorowane przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) oraz przez inicjatywę Światowego Roku Fizyki 2005. Tematami dyskusji na Forum były:

- ▶ rola fizyki w kontekście społeczeństwa, kultury i nauki;
- ▶ znaczenie fizyki dla konkurencyjności w opartej na technologii ekonomice światowej;
- ▶ potrzeby polityki badań naukowych i finansowania;
- ▶ standardy i kontrola jakości w nauczaniu fizyki oraz zgodność międzynarodowych programów nauczania fizyki na wszystkich szczeblach edukacji;
- ▶ problemy etyczne w fizyce.

Głównym celem pracy Forum było wspólne zredagowanie *Rezolucji zaleceń*. Sformułowane powyżej tematy stanowią kolejne rozdziały *Rezolucji*. Każdy z tych rozdziałów był opracowany przez oddzielną grupę 5 osób. Autor był przedstawicielem Polski jako delegat Polskiego Towarzystwa Fizycznego i miał okazję pracować w grupie przygotowującej rozdział I. Do grupy tej należeli też: Walter Kohn (USA) – laureat Nagrody Nobla z 1998 r., Martial Ducloy (Francja) – poprzednio prezes EPS, a obecnie prezes Międzynarodowego Komitetu Sterującego ŚRF 2005, Peter Kalmus (Wlk. Brytania) oraz Michael Steinitz (Kanada). Pozwolę sobie przytoczyć opinię Waltera Kohna na temat energetyki jądrowej. Pojawił się na posiedzeniu grupy, gdy już pracowaliśmy od godziny, m.in. zdążyliśmy napisać o konieczności rozwoju energetyki jądrowej jako najważniejszego źródła energii dla potrzeb ludzkości. Kohn zareagował na to takimi słowami: – Wy myślicie pewnie o dziesięciu, a może nawet o dwudziestu tysiącach reaktorów jądrowych, a ja myślę tylko o dwóch – jednym w Iranie, a drugim w Korei Północnej! – Oczywiście miał na myśli zagrożenie płynące z dostania się w niepowołane ręce techniki wzbogacania uranu, potrzebnej do uruchomienia reaktora i „odpalenia” bomby atomowej. Dzisiaj bowiem nie ma niebezpieczeństwa wybuchu reaktora jądrowego, jak

w Czarnobylu, lecz istnieje niebezpieczeństwo związane z posiadaniem reaktora przez kraj rządzony przez dyktaturę czy też przez organizację terrorystyczną. Po dyskusji napisaliśmy o potrzebie rozwoju nowych rodzajów energii w następującej kolejności: biopaliwa, energia wodna, energia jądrowa, energia słoneczna i energia wiatru. Mam zaszczyt być jednym z 40 sygnatariuszy *Rezolucji*, która została przekazana rządowi austriackiemu. Rząd ten z kolei przekazał ją rządowi pozostałych 24 państw-członków UE oraz rządowi 7 państw spoza Unii biorących udział w Forum. Dokument ten dotarł więc teraz do rządów wszystkich najważniejszych państw świata.



Autor (na pierwszym planie) podczas obrad Forum

Pragnę tu dodać, że wszyscy uczestnicy Forum dostali od organizatorów dwa moje teksty w jęz. angielskim: „Oblicza fizyki – między fascynacją a niepokojem. Rola fizyki w rozwoju naszej cywilizacji i kultury” (o dyskusji panelowej, która się odbyła 2 grudnia 2005 r. na UŚ) i „O genezie *Symfonii o ruchu* Wojciecha Kilara” (patrz *PF*, z. 2/2006). *Rezolucję* oraz oba moje teksty można znaleźć na stronie www.wyp2005.at (Graz Forum Physics and Society – Presentations)

Komentarze i pytania do autora mile widziane, proszę je kierować poprzez stronę internetową www.srf2005.us.edu.pl.

Jerzy Warczewski

■ Polskie Stypendia Humboldta

Od kilku lat Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej przyznaje Polskie Honorowe Stypendia Naukowe im. Aleksandra Humboldta. Mogą one być przyznawane wybitnym uczynom niemieckim o znacznym wkładzie w naukę światową. Kandydatów na pobyt naukowy w Polsce mogą zgłaszać jedynie uznani uczeni niemieccy. Wyboru laureatów dokonuje Zarząd FNP na podstawie merytorycznej oceny wniosków. W edycji rozstrzygniętej w 2005 r. stypendium przyznano pięciu uczynom niemieckim, w tym dwóm fizykom. Są to: prof. Detlef Hommel (Uniwersytet w Bremie) – 12-miesięczny pobyt w IF PAN w Warszawie oraz w UW, i prof. Josef Speth (Forschungszentrum Jülich) – 9-miesięczny pobyt w IFJ PAN w Krakowie.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Łódzkie seminarium LFPPI

W dniach 13–15 lipca 2005 r. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego odbyło się seminarium zorganizowane przez prof. Jakuba Rembienińskiego (Katedra Fizyki Teoretycznej UŁ). Było to kolejne spotkanie w ramach sieci LFPPI (Laboratorium Fizycznych Podstaw Przetwarzania Informacji, <http://lfppi.cft.edu.pl>), zorganizowane z okazji wizyty w Łodzi prof. Berry'ego z Bristol University (Wlk. Brytania). Sir Michael Victor Berry jest wybitnym fizykiem teoretykiem o szerokich zainteresowaniach. Jego badania skupiają się na problemach z pogranicza mechaniki kwantowej i klasycznej oraz teorii chaosu.

Pierwszego dnia odbyły się dwie sesje. W przedpołudniowej swoje wykłady zaprezentowali: prof. Berry „Quantum mechanics and the Riemann zeros” i Marek Kuś (Centrum Fizyki Teoretycznej PAN) „On multiple entanglement”. W sesji popołudniowej: Władysław A. Majewski (Uniwersytet Gdański) „Quantum Lyapunov exponents: an example of quantum analysis” oraz J. Rembieniński „Breaking the relativity principle in the Lorentz-covariant quantum mechanics”.

Czwartek 14 lipca był dniem przerwy. Prof. Berry zwiedzał w tym czasie Łódź.

Ostatniego dnia odbyła się poranna sesja, w której wykłady wygłosili: prof. Berry „Optical vorticulture” oraz Kordian A. Smoliński (KFT UŁ) „Unstable particles as open quantum systems”.

Marcin Ostrowski

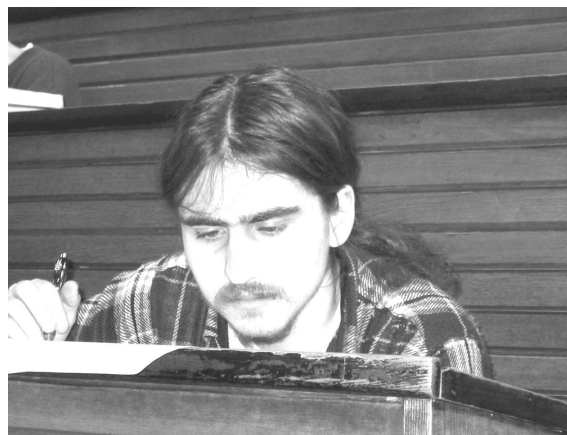
■ LV Olimpiada Fizyczna

Zawody finałowe (III stopnia) LV Olimpiady Fizycznej (2005/06) odbyły się w Warszawie w dniach 1 i 2 kwietnia 2006 r. Wzięło w nich udział 77 osób. Po zawodach, 3 kwietnia – w części naukowej finału – jej uczestnicy mieli możliwość wysłuchania wykładów profesorów Tomasa Dietla (Nanospintronika), Andrzeja Udalskiego (Poza-słoneczne układy planetarne) i Zbigniewa Jaworowskiego (Cywilizacja, źródła energii i Czarnobyl), a 4 kwietnia odbyło się uroczyste zakończenie Olimpiady i wręczenie nagród.

Laureatami zostali (w kolejności zajętych miejsc):

1. Michał Paweł Pilipczuk (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – dr Elżbieta Zawistowska, kl. III),
2. Krzysztof Zbigniew Niemkiewicz (VI LO im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel – mgr Marek Golka, kl. III),
3. Marcin Piotr Sobczyk (V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie, nauczyciel – dr Jerzy Mucha, kl. III),
4. Tomasz Marek Smoleński (VI LO im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel – mgr Marek Golka, kl. II),
5. Tomasz Badowski (II LO im. Konstantego Ildefonsa Gałczyńskiego w Olsztynie, nauczyciel – mgr Anna Gut, kl. III),
6. Michał Gawroński (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – mgr Stanisław Lipiński, kl. II),
7. Arkadiusz Paweł Trawiński (IV LO im. Tadeusza Kościuszki w Toruniu, nauczyciel – dr Jacek Jurkowski, kl. III),

8. Marcin Pawłowski (IV LO im. Tadeusza Kościuszki w Toruniu, nauczyciel – dr Jacek Jurkowski, kl. III),
9. Piotr Tomasz Godlewski (Publiczne Gimnazjum nr 23 przy ZSO nr 6 im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel – mgr Grażyna Bilewska, kl. III),
10. Władysław Tadeusz Surafa (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – mgr Robert Stasiak, kl. III),
11. Adam Mariusz Ratajczak (VI LO im. Wacława Sierpińskiego w Gdyni, nauczyciel – mgr Dorota Cegielska, kl. III),
12. Piotr Batog (XIV LO im. Polonii Belgijskiej we Wrocławiu, nauczyciel – mgr Marian Bąk, kl. III),
13. Konrad Henryk Wypchto (II LO im. Stanisława Staszica w Starachowicach, nauczyciel – mgr Jacek Orzechowski, kl. III),
14. Jakub Stanisław Kobak (I LO im. Mikołaja Kopernika w Krośnie, nauczyciel – mgr Grzegorz Depczyński, kl. III),
15. Paweł Rafał Sznajder (XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, nauczyciel – mgr Robert Stasiak, kl. II),
16. Juliusz Stasiewicz (I LO im. Adama Mickiewicza w Białymstoku, nauczyciel – mgr Andrzej Stasiewicz, kl. III),
17. Kornel Maksymilian Maczyński (V LO w Bielsku-Białej, nauczyciel – mgr Ewa Gajda, kl. III),
18. Marcin Stanisław Bieda (LO ss. Prezentek im. Jana Pawła II w Rzeszowie, nauczyciel – mgr Agata Rozmus, kl. II),
19. Karol Jakub Wędołowski (I LO im. Ziemi Kujawskiej we Włocławku, nauczyciel – mgr Mariusz Sobczak, kl. III).



Michał Pilipczuk

Organizatorzy oceniają, że zadania teoretyczne były w tym roku bardzo trudne, nawet dla laureatów.

M. Ł.

■ Olimpiada astronomiczna i astrofizyczna

Jak informuje Waldemar Gorzkowski, została utworzona nowa międzynarodowa olimpiada o nazwie „International Olympiad on Astronomy and Astrophysics”. Pierwsze zawody mają się odbyć w roku 2007 w Tajlandii. Udział w zawodach i koszt pobytu w tym kraju będą bezpłatne.

www.ioaa.info

B. W.

■ Fizyka w *Alma Mater*

Ukazał się zeszyt specjalny miesięcznika Uniwersytetu Jagiellońskiego *Alma Mater*, poświęcony fizyce (w związku ze Światowym Rokiem Fizyki 2005). Wydanie zeszytu było wspólnym przedsięwzięciem redakcji *Alma Mater* i czasopisma *Foton*.

Zeszyt jest nie tylko pięknie wydany, ale przede wszystkim zawiera dużo ciekawego materiału. Otwiera go artykuł wstępny Jerzego Szweda, dziekana Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ. Autor zwraca uwagę, że fizyka znalazła się obecnie w trudnej sytuacji – brak jest dostatecznych postępów w rozwiązywaniu najistotniejszych problemów, a z drugiej strony panuje silna presja nauk pokrewnych i techniki oraz ekonomii, odciągająca zdolnych młodych ludzi od badań podstawowych. Prof. Szwed jest jednak optymistą – wierzy w dalszy rozwój fizyki poparty odpowiednim przełomem w matematyce, który umożliwi rozwiązywanie dużo szerszej klasy zagadnień.

W zeszycie znajdujemy wiele ciekawych artykułów i wypowiedzi znanych fizyków krakowskich, np. rozmowę z Andrzejem Białasem, który o fizyce myśli bez przerwy, lub też z rektorem Karolem Musiołem o badaniach plazmy, a także o jego hobby – wędkarstwie. Są też informacje o historii fizyki krakowskiej (pierwsza katedra działała prawdopodobnie już od roku 1783), a również o zachowanych w Archiwum UJ dokumentach dotyczących katedr i wykładowców. Przedstawione zostały też zbiory filatelistyczne znaczków z podobiznami znanych fizyków, a nawet kolekcja ekslibrisów.

Ten zeszyt specjalny czasopisma Uniwersytetu Jagiellońskiego jest dowodem na to, jak wielkie znaczenie najstarsza polska uczelnia przypisuje fizyce.

Alma Mater, nr 80 (2006)

B. W.

■ Owen Chamberlain (1920–2006)

28 lutego 2006 r. zmarł w Berkeley Owen Chamberlain, współodkrywca antyprotonu.

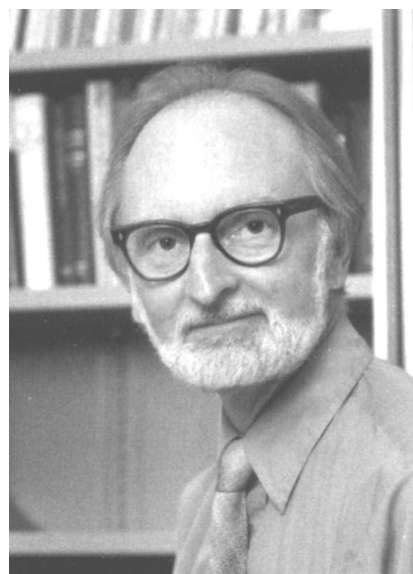
Chamberlain urodził się 10 lipca 1920 r. w San Francisco. Studiował fizykę w Dartmouth College w Filadelfii, a następnie rozpoczął studia doktoranckie na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley. Uczęszczał tam na wykłady Emilia Segrègo, który tak to wspomina w swojej autobiografii: „Na moje wykłady z optyki przychodził student, który zabawiał się znajdowaniem w nich usterek. Jego uwagi były zawsze uprzejme, często słuszne, i wskazywały na jego krytyczny, wnikliwy umysł. Ceniłem tego młodzieńca, który w sposób oczywisty był zainteresowany przedmiotem, i zaprzyjaźniłem się z nim. Był to Owen Chamberlain”.

W roku 1942, skierowany przez Ernesta Lawrence’a, Chamberlain został zaangażowany w Los Alamos do prac nad bombą atomową. Zajmował się tam badaniem przekrojów czynnych na oddziaływanie neutronów o średniej ener-

gii i spontanicznego rozszczepienia ciężkich pierwiastków. Po wojnie kończył pracę nad doktoratem (temat: badania doświadczalne dyfrakcji powolnych neutronów w cieczach) na Uniwersytecie Chicagowskim u Enrica Fermiego. Użytkując doktorat w roku 1949, powrócił do Berkeley, gdzie został zaangażowany jako wykładowca, a od 1958 r. jako profesor zwyczajny.

W Berkeley współpracował znowu z Segrèm w Laboratorium Lawrence’a. Posługując się uruchomionym właśnie synchrocyclotronem Bevatron, przyspieszającym protony do energii 6 GeV, rozpoczęli poszukiwania antyprotonu – antycząstki przewidzianej w 1928 r. przez teorię Diraca. Osiągnięcie celu wymagało stworzenia bardzo wyrafinowanej techniki detekcji. W 1955 r. udało im się uzyskać dowód na istnienie tej antycząstki, za co otrzymali w 1959 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

Następnie Chamberlain zajął się badaniem oddziaływań antyprotonu z wodorem, deuterem i innymi pierwiastkami. Jego pionierskie prace nad spolaryzowanymi tarczami protonowymi umożliwiły poszukiwanie zależności sił jądrowych od spinu.



Owen Chamberlain

Jako wykładowca cieszył się uznaniem studentów, chętnie z nimi dyskutował i potrafił tłumaczyć im w niekonwencjonalny, sobie tylko właściwy sposób trudne zagadnienia fizyki. Prowadził też szeroką działalność społeczną. Protestował przeciw wojnie w Wietnamie, wspierał działania na rzecz ograniczenia broni jądrowych, występował w sprawie swobód obywatelskich (m.in. mniejszości etnicznych w USA) oraz przeciw represjonowaniu naukowców w ZSRR.

CERN Courier 46, nr 4 (2006)

B. W.

NOWE KSIĄŻKI

- Jarosław Włodarczyk, *Księżyc w nauce XVII wieku. Libracja: od astronomii do fizyki*, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2006, s. 176, cena 19 zł.
- Arthur S. Eddington, *Czy wszechświat się rozszerza?*, tłum. z jęz. angielskiego Aleksander Wundheiler; wstęp – Marek Demiański; Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2006, s. 158, cena 28 zł.
- Józef Hurwic, *Uczeni też ludzie – sylwetki polskich uczonych*, Wyd. PAU, Komisja Historii Nauki, Monografie 8, Kraków 2006, s. 180.

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

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

- ▶ szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.
- ▶ archiwum zawierające spisy treści PF z lat 1949–1992
- ▶ materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów
- ▶ materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich (Białystok, 1999 r.) i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich (Toruń, 2001 r.)
- ▶ WYBRANE ARTYKUŁY W FORMACIE PDF, w tym:
 - wykłady noblowskie z lat 2001–04
 - zamieszczone w PF teksty wykładów na XXXVII Zjeździe Fizyków Polskich (Gdańsk, 2003 r.)

WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Teksty wykładów zjazdowych Jana Żylicza i Józefa Spałka*
- *Michał Żurawski i Janusz Kozłowski o zastosowaniu sztucznych sieci neuronowych w kardiologii*
- *Janusz A. Zakrzewski o Konwersatorium im. Jerzego Pniewskiego*
- *Krzysztof Fiałkowski o Ettore Majoranie*
- *Adam Konefał o symulacjach metodą Monte Carlo przy użyciu oprogramowania GEANT4*
- *John Eades o antyprotonowym atomie helu*
- *Henryk Szydłowski o Pracowni Fizycznej I na początku XXI wieku*

WARUNKI PRENUMERATY

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

I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.
2. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową: do 5 każdego miesiąca poprzedzającego okres rozpoczęcia prenumeraty.
3. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Obrótu Zagranicznego, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. 022-5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

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. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

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

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

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być dostępne 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 *Postępach 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>).

XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH W OBIEKTYWIE



Na sali obrad: Reinhard Kulesa (fot. Maciej Kolwas)



Na sali obrad: w pierwszym rzędzie od lewej Jacek M. Baranowski, Franciszek Krok, Marta Kicińska-Habior i Helena Białkowska (fot. Maciej Kolwas)

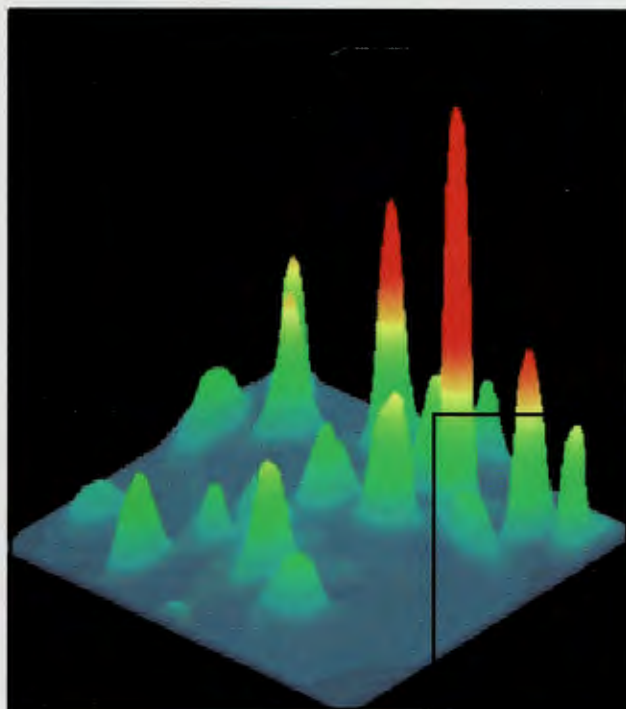
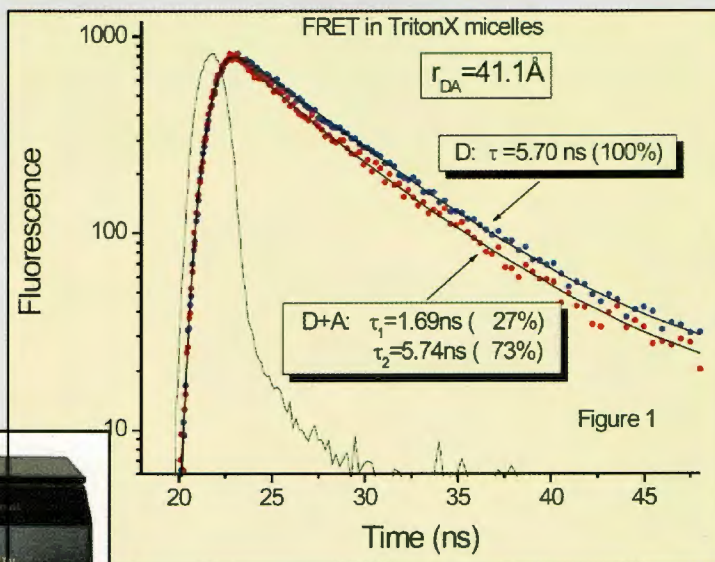


Na sali obrad: na pierwszym planie Elżbieta Zipper i Karol I. Wysokiński (fot. Maciej Kolwas)

EasyLife LS

Fluorescencyjny spektrometr kinetyczny

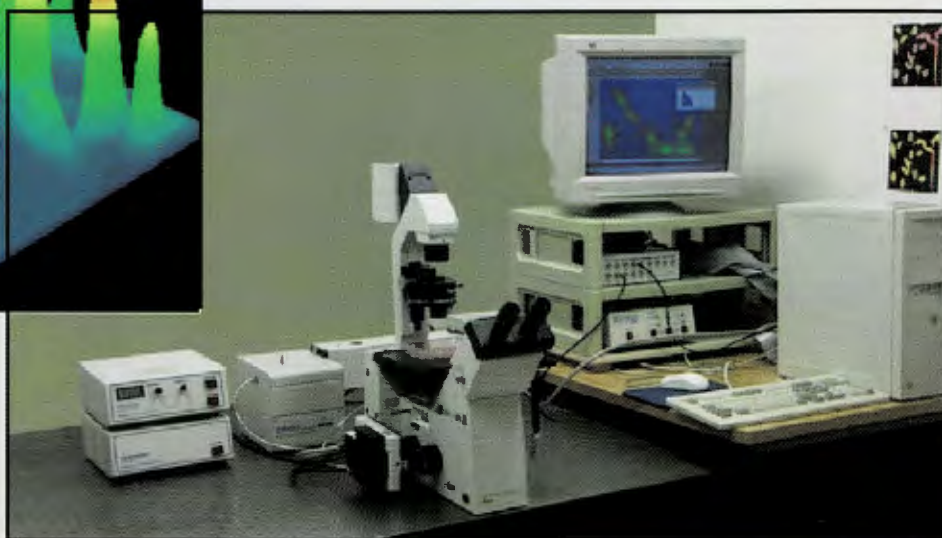
wzbudzenie LED: 280 - 540nm
rozdzielczość: < 100 ps
bogate oprogramowanie
cena: \$25 000



ImageMaster

Mikroskopowy układ do obrazowania fluorescencji i do spektroskopii emisyjnej.

Mierzy fluorescencję i fosforescencję rozdzieloną czasowo i przestrzennie.



Photon Technology International

Eurotek International Sp. z o. o.

022 843 70 40
inbox@eurotek.com.pl