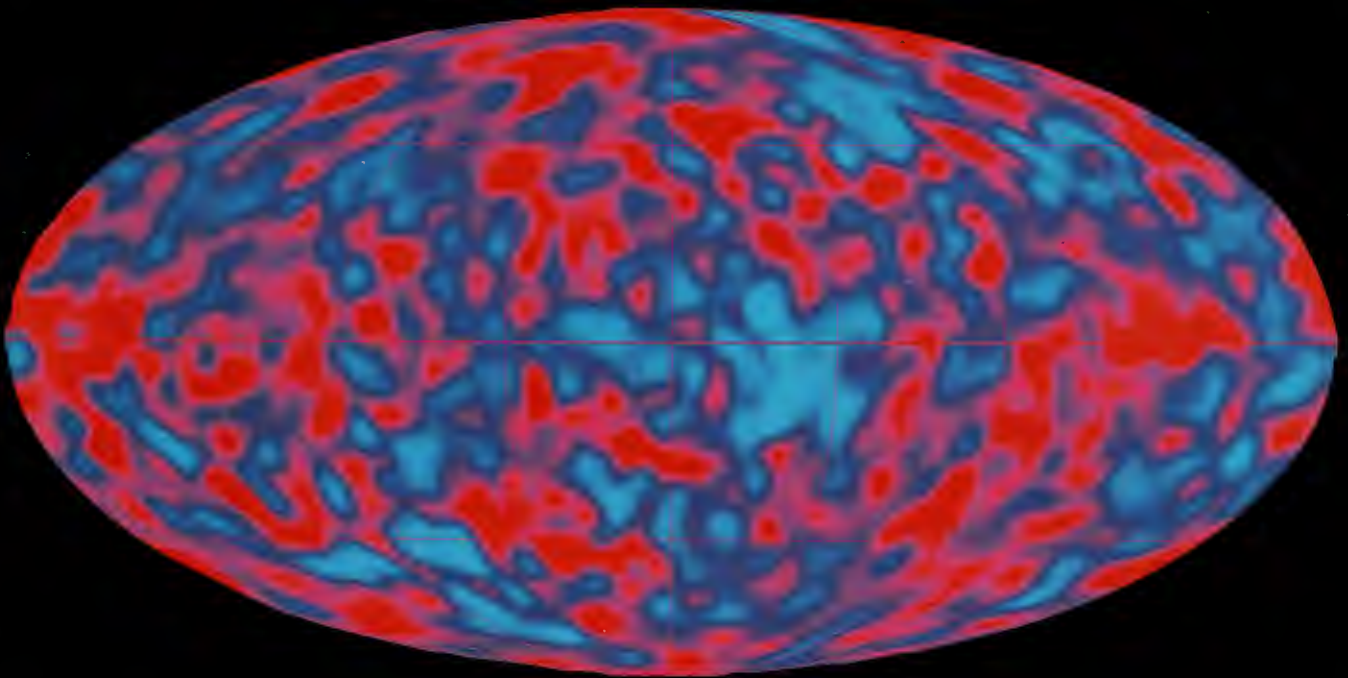
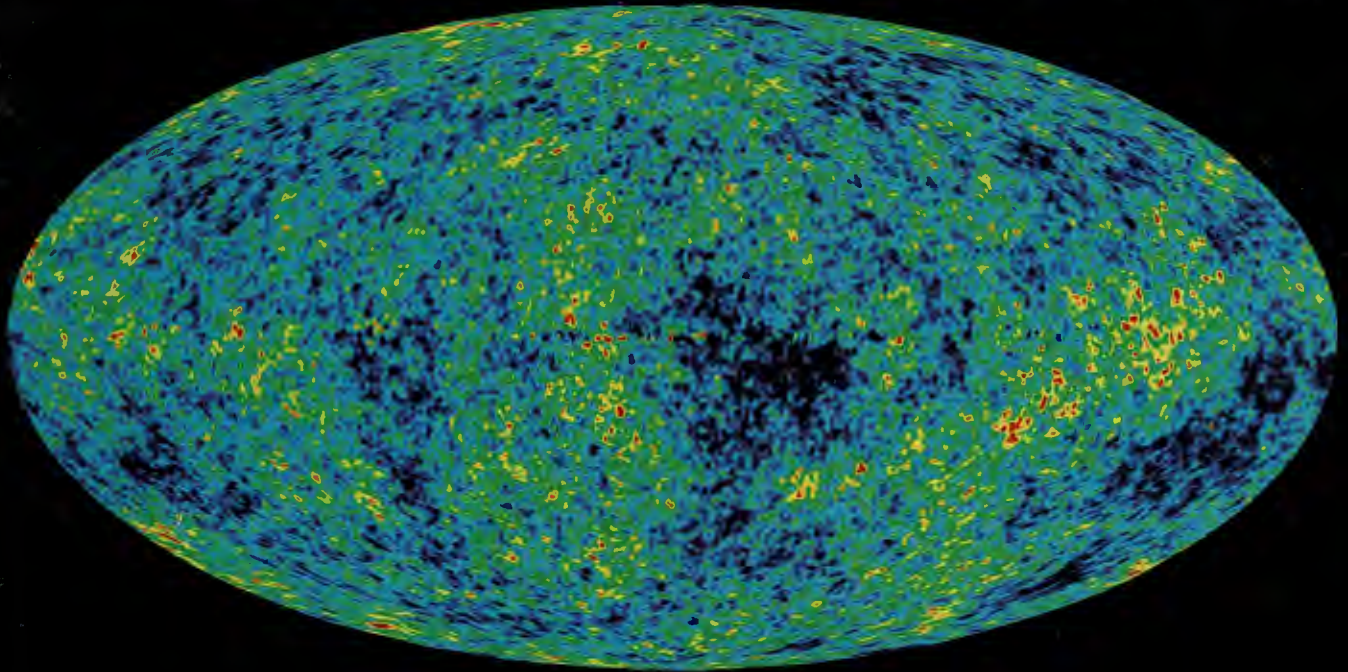


POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Kosmos doskonale czarny

Przyszłość Wszechświata

Stulecie kwantów światła





Ks. prof. Michał Heller podczas Kosmicznego Salonu Poezji, jednej z imprez jego jubileuszu zorganizowanego przez Urząd Miasta Tarnowa – patrz relacja na s. 4



Otwarcie kolejnej imprezy jubileuszu, Seminarium „Kosmologia – współczesna nauka o Wszechświecie”; od lewej: prowadzący obrady Łukasz A. Turski oraz wykładowcy: Krzysztof Fiałkowski, Michał Heller i Stanisław Bajtlik



Michał Heller w rozmowie z Jerzym Baczyńskim podczas benefisu Jubilata w tarnowskim Teatrze im. Ludwika Solskiego (wszystkie zdjęcia: Paweł Topolski)

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), Bolesław Augustyniak (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Aldona Kubala-Kukuś (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Stupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Zbigniew Kletowski (Wrocław), Paweł B. Szczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Witold D. Dobrowolski – *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

NAGRODA NOBLA 2006: Kosmos doskonale czarny	2
JUBILEUSZE: Wszechświat w Tarnowie	4
M.P. Dąbrowski – Przyszłość Wszechświata	5
R.J. Glauber – Stulecie kwantów światła	14
E. Bakewicz, T. Norys, R. Taraszkiewicz, L. Włodek – Krakowskie cyklotrony	26
Polska współpraca z DESY – Rozmowa z Albrechtem Wagnerem	31
PTF	35
WSPOMNIENIA: Jan Mozrzyk (1937–2006)	36
RECENZJE	39
NOWI PROFESOROWIE	42
KRONIKA	44

Drodzy Czytelnicy,

Nasz pierwszy tegoroczny zeszyt poświęcony jest w dużym stopniu Wszechświatowi. Pozwala to w pewnym sensie poczuć przedsmak roku 2009, który UNESCO właśnie ogłosiło Światowym Rokiem Astronomii. Dzięki badaniom uwieńczonym najnowszą Nagrodą Nobla wiemy, że nasz Wszechświat jest ciałem doskonale czarnym – o takim stopniu doskonałości, jakiego nie potrafilibyśmy odtworzyć w laboratorium. W artykule Mariusza Dąbrowskiego przeczytamy z kolei o scenariuszach dalszej ewolucji Wszechświata, czyli o tym, co nas może czekać w baardzo dalekiej przyszłości.

Drukujemy też relację z uroczystych obchodów 70. urodzin znanego relatywisty, kosmologa i filozofa, ks. prof. Michała Hellera, które odbyły się w Tarnowie.

Pierwszy z wykładów noblowskich z roku 2005 jest długą historią życia i pracy naukowej Roya Glaubera; jego „wkładowi w kwantową teorię spójności optycznej” wiele zawdzięczają nie tylko optycy, ale i fizycy wysokich energii.



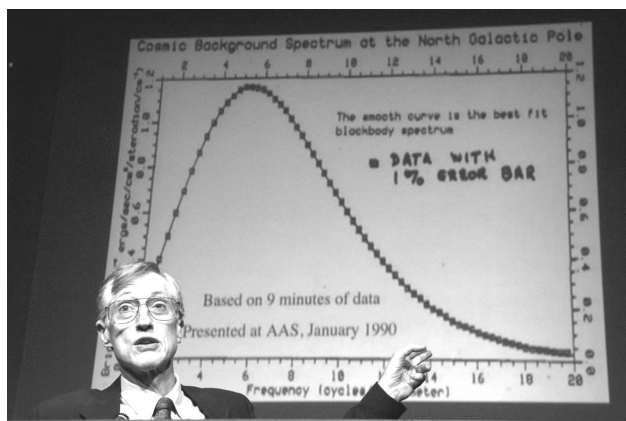
Magda Staszal

Na okładce:

Mapy nieba przedstawiające fluktuacje temperatury mikrofalowego promieniowania tła – patrz objaśnienie na s. 3.

Kosmos doskonale czarny

Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za rok 2006 otrzymali John Cromwell Mather z NASA Goddard Space Flight Center i George Fitzgerald Smoot z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley. Obaj Laureaci urodzili się w Stanach Zjednoczonych w 1945 r. Nagrodzono ich za „odkrycie anizotropii mikrofalowego promieniowania tła (MPT) i potwierdzenie jego termicznego charakteru”.



John Mather przedstawia na konferencji prasowej zorganizowanej w NASA kilka dni po przyznaniu Nagrody Nobla za rok 2006 jedne z pierwszych danych uzyskanych przy użyciu satelity COBE (fot. NASA/Bill Ingalls)

To już druga Nagroda Nobla przyznana za badania MPT. Pierwszą, w 1978 r., otrzymali Arno Penzias i Robert Wilson za odkrycie tego promieniowania w połowie lat sześćdziesiątych. Odkrycie to zapoczątkowało rozwój nowoczesnej kosmologii i raz na zawsze przemieniło ją z (pseudo)filozoficznych spekulacji w szczegółową naukę empiryczną.

Promieniowanie, o którym mowa, zwane też kosmicznym promieniowaniem reliktowym, jest pozostałością po pierwszych 300 tysiącach lat po Wielkim Wybuchu, który 14 miliardów lat temu zapoczątkował ewolucję Wszechświata. Teoria Wielkiego Wybuchu prowadzi do trzech fundamentalnych przewidywań. Po pierwsze, przestrzeń powinna się rozszerzać i to zostało potwierdzone odkryciem przez Edwina Hubble’a, w latach dwudziestych ubiegłego wieku, zjawiska „ucieczki galaktyk”, obserwowanego jako przesunięcie linii widmowych ku czerwieni. Po drugie, atomy we Wszechświecie powinny występować przede wszystkim w postaci wodoru i helu (wszystkie cięższe to jedynie śladowa domieszka) i to zostało potwierdzone przez Ceciliją Payne-Gaposchkin jeszcze w latach trzydziestych. Trzecie przewidywanie, wysunięte pod koniec lat czterdziestych przez George’a Gamowa, mówiło, że cały Kosmos jest wypełniony promieniowaniem

termicznym o temperaturze kilku kelwinów. Promieniowanie to jest reliktem pierwotnej, gorącej plazmy, w której cząstki materii i światła pozostawały w równowadze termodynamicznej na początku kosmicznej ewolucji. W tych początkowych chwilach po Wielkim Wybuchu materia wypełniająca Wszechświat była bardzo gęsta i bardzo gorąca (miała temperaturę biliardów stopni – przeszło milion razy wyższą niż w centrum Słońca). Wskutek rozszerzania się Wszechświata materia robiła się coraz rzadsza i coraz zimniejsza. Kilkaset tysięcy lat po Wielkim Wybuchu, gdy temperatura spadła do ok. 3000 K, nastąpiła rekombinacja wodoru i Kosmos stał się przezroczysty dla promieniowania. W ciągu 14 miliardów lat, które upłynęły od Wielkiego Wybuchu, temperatura promieniowania obniżyła się do 2,7 K, ale zachowany został jego termiczny charakter. Taka właśnie jest dziś temperatura Kosmosu! Cała przestrzeń jest wypełniona tym promieniowaniem – w każdym centymetrze sześciennym wokół nas jest około 300 fotonów MPT. Maksimum natężenia odpowiada falam o długości 1,9 mm. Jest to najstarsze promieniowanie we Wszechświecie. Na dotarcie do nas zużyło czas równy niemal wiekowi Wszechświata. Jednocześnie pochodzi ono z najodleglejszych obszarów, jakie możemy obserwować.



George Smoot przy detektorze fal centymetrowych wykorzystanym w latach siedemdziesiątych do pomiaru anizotropii dipolowej MPT z samolotu U2 (jeszcze przed budową i użyciem do pomiarów satelity COBE)

Penzias i Wilson zbadali jedynie podstawowe własności tego promieniowania – przybliżony termiczny charakter i izotropię; z każdego kierunku dociera do nas promieniowanie o takim samym (w przybliżeniu) natężeniu. Innymi słowy, w każdym miejscu niebo jest tak samo ciepłe (a raczej zimne!). Mapa nieba, obserwowanego wtedy

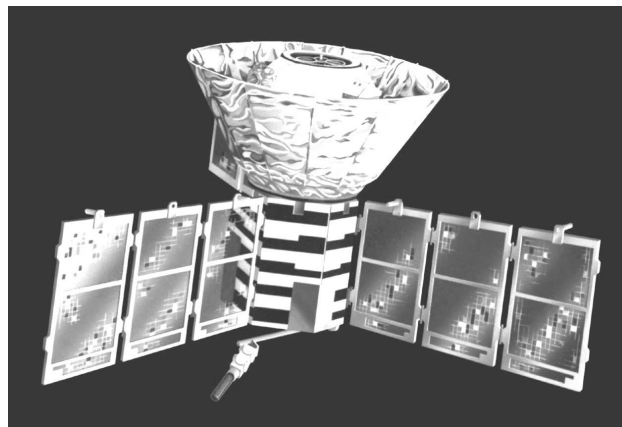
w zakresie fal centymetrowych, nie wykazywała żadnych szczegółów, było to bowiem jakby zdjęcie tego niemowlęcego Wszechświata zrobione marnym aparatem, przy użyciu mało czułej kliszy.

Przez ćwierć wieku astronomowie szukali szczegółów na tym zdjęciu. Starali się też potwierdzić planckowski charakter widma. Sprawa była niebagatelna. Te szczegóły to nic innego jak „obraz” najstarszych struktur, a właściwie protostruktur we Wszechświecie – pierwotnych zagęszczeń i rozrzedzeń w kosmicznej plazmie, w epoce, gdy nie było jeszcze nie tylko planet i gwiazd, ale nawet galaktyk czy gromad galaktyk. Z tych zagęszczeń powstały później, w wyniku niestabilności grawitacyjnej, obiekty w Kosmosie. Znalazienie fluktuacji w rozkładzie temperatury MPT było więc potwierdzeniem hipotezy o powstawaniu kosmicznej struktury wskutek tej niestabilności. Obserwacje MPT prowadzone z Ziemi są trudne. Poszukiwane fluktuacje są bardzo małe, zaledwie rzędu jednej stuty-sięczonej kelwina.

Sama Ziemia i atmosfera są źródłami bardzo silnego szumu mikrofalowego, z którego niełatwo wyłowić kosmiczny sygnał. Maksimum w rozkładzie i wienowska część widma przypada na podczerwień. Atmosfera uniemożliwiała więc bezsprzeczne potwierdzenie termicznego charakteru promieniowania MPT – przesądzałby on o jego pochodzeniu, a niezaburzone widmo – o spokojnej, adiabaticznej ekspansji Wszechświata.

Mather i Smoot stali na czele zespołu ludzi, którzy do obserwacji MPT zbudowali i wykorzystali satelitę COBE (COsmic Background Explorer) oraz analizowali uzyskane wyniki. Na początku lat dziewięćdziesiątych, dzięki danym zebranych przez tę sondę, zespół Mathera i Smoota opublikował pierwszą mapę nieba oglądanego w zakresie mikrofalowym, na której widoczne były fluktuacje w rozkładzie temperatury MPT (patrz okładka). Było to fantastycznym potwierdzeniem teorii Wielkiego Wybuchu i teorii powstawania struktury (np. galaktyk) we Wszechświecie. Jednocześnie z wielką dokładnością potwierdzono termiczny charakter tego promieniowania, co oznaczało, że dobrze rozumiemy procesy fizyczne, jakie zachodziły podczas ewolucji Kosmosu w ciągu 14 miliardów lat. Kosmos okazał się najdoskonalszym ciałem doskonale czarnym, jakie znamy, struktura rzeczywiście powstała w wyniku nie-

stabilności grawitacyjnej, a przez prawie 14 mld lat Kosmos podlegał spokojnej, adiabaticznej ekspansji.



Satelita COBE (źródło: NASA/COBE Science Team)

Kosmologia przeżywa swój złoty wiek. Zaledwie 15 lat temu Mather i Smoot publikowali pierwsze mapy fluktuacji MPT, o rozdzielczości zaledwie 7 stopni kątowych, a dziś, wciąż pracująca w Kosmosie sonda WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) dostarcza map o rozdzielczości ok. 10 minut kątowych (por. okładka) i dokonuje pomiarów polaryzacji liniowej MPT. W roku 2007 planowane jest wystrzelenie przez ESA (European Space Agency) sondy Planck. Będzie ona miała jeszcze większą czułość, jeszcze lepszą zdolność rozdzielczą, a także możliwość pomiaru polaryzacji kołowej MPT. Polaryzacja taka byłaby narzucana fotonom MPT przez tło fal grawitacyjnych, pochodzących z epoki kosmicznej inflacji. Jej wykrycie byłoby pierwszym dowodem na to, że inflacja rzeczywiście zaszła, i pozwoliłoby określić, w jakiej chwili (tj. przy jakich energiach) to się stało. Jeśli polaryzacja kołowa fotonów MPT zostanie wykryta, to zapewne będzie trzecia Nagroda Nobla za badanie mikrofalowego promieniowania tła.

Stanisław Bajtlik
CAMK PAN
Warszawa

NASZA OKŁADKA:

Mapy nieba przedstawiające fluktuacje temperatury mikrofalowego promieniowania tła; współrzędne galaktyczne, odwzorowanie Mollweidego. Fluktuacje odzwierciedlają zaburzenia w rozkładzie materii, z których powstała obserwowana struktura – gromady i supergromady galaktyk oraz wielkie pustki między nimi. U góry: ważona kombinacja liniowa (ang. Internal Linear Combination Map) pięciu map częstości promieniowania otrzymanych

za pomocą sondy WMAP (źródło: NASA/WMAP Science Team); użyte wagi minimalizują wkład tła galaktycznego, tak by powstał niezaburzony obraz anizotropii MPT; liniowa skala fluktuacji wokół temperatury 2,73 K od -200 do $+200$ μK . U dołu: zredukowana mapa MPT po odjęciu promieniowania dipolowego i galaktycznego, zmierzona przez satelitę COBE (źródło: NASA/COBE Science Team).

Wszechświat w Tarnowie

Jubileusz 70. urodzin Michała Hellera

Pod tym hasłem w dniach 10 i 11 września 2006 r. w Tarnowie obchodzono jubileusz 70. urodzin ks. prof. Michała Hellera – naukowca, znawcy kosmosu, tarnowianina (zdjęcia z uroczystości zamieszczamy na II s. okładki – red.).

Dostojny Jubilat urodził się w Tarnowie w 1936 r. Najtrudniejsze chwile przeżył w młodości na zesłaniu na Syberii. Po powrocie do kraju w 1946 r. rozpoczął naukę, a ukończywszy szkołę średnią, podjął studia w Instytucie Teologicznym w Tarnowie, które kontynuował na Wydziale Filozofii KUL w Lublinie i jako wolny słuchacz na Wydziale Fizyki UJ w Krakowie. Obecnie jest wykładowcą kilku uniwersytetów, członkiem m.in. Obserwatorium Wartyńskiego i wielu światowych stowarzyszeń naukowych, autorem licznych książek i artykułów z dziedziny kosmologii i teorii względności. Porozumiewa się biegle w pięciu językach.

Program obchodów obejmował cykl przedsięwzięć naukowych i kulturalnych. Wydarzenia te miały na celu dwa zadania: po pierwsze, miały przybliżyć uczestnikom spotkań zagadnienia z zakresu kosmologii i zachęcić do dalszego ich zgłębiania, a po drugie, były formą podziękowania wielkiemu naukowcowi, który zawsze podkreślał bliskie związki ze swym miastem rodzinnym.

Gwiazdny Tarnowski Salon Poezji, który rozpoczął jubileuszowe uroczystości, utrzymany był w klimacie kosmologiczno-filozoficznym. Krzysztof Kolberger zaprezentował zgromadzonej publiczności fragmenty tekstów autorstwa Jubilata. Aktor ukazał świat takim, jak jest on postrzegany przez pisarza, badacza Wszechświata i teologa. Drugą część Salonu stanowił spektakl poetycko-muzyczny, wiążący wiersze Marianny Bocian, w wykonaniu Magdaleny Różdżki, z muzyką Wojciecha Konikiewicza i Michała Kulentego. Bezpośrednio po zakończeniu spektaklu Jubilat wraz z zaproszonymi gośćmi dokonał uroczystego otwarcia dwudniowej imprezy pod nazwą Jarmark Techniki i Wynalazków „Wszechświat w Tarnowie”. Jarmark w swojej formie nawiązywał do obchodów Dni Nauki organizowanych corocznie we wrześniu i październiku w różnych miastach Polski. Na uwagę zasługuje fakt, iż osoby zwiedzające stoiska miały możliwość aktywnego uczestniczenia w doświadczeniach naukowych wykonywanych w trakcie imprezy. Rok 2006 był w Tarnowie rokiem Jana Szczepanika – genialnego wynalazcy, zwanego „polskim Edisonem” – stąd też sama impreza poświęcona była w znacznej części jego osobie, jego dokonaniom i ich zastosowaniu w życiu codziennym. Zwieńczeniem pierwszego dnia Jarmarku był wykład „Czy istnieje życie poza Ziemią?” dr. Stanisława Bajtlika z Centrum Astronomicznego PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie.

Jeszcze tego samego dnia w godzinach wieczornych tarnowianie byli świadkami niecodziennego spektaklu „Muzyka Nowej Przestrzeni”. Był to plenerowy koncert muzyki elektronicznej Wojciecha Konikiewicza. koncepcja artystyczna koncertu inspirowana była osobą i twórczością ks. prof. Hellera. Program obejmował oryginalne kompozycje, zawierające zarówno motywy oparte na przestrzennych brzmieniach, jak i współczesną rytmikę, elementy etniczne, a nawet inspiracje muzyką dawną (chorałem). Zastosowanie nowoczesnych urządzeń technicznych oraz różnych technik nagłośnienia, dopełnione projekcją i światłem, nadały przedsięwzięciu „kosmiczny” charakter.

Drugi dzień obchodów Jubileuszu rozpoczął się od seminarium popularnonaukowego „Kosmologia – współczesna nauka o Wszechświecie”. Seminarium poprowadził prof. Łukasz A. Turski z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN i Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie, który do udziału w tej sesji naukowej zaprosił dr. Bajtlika (z wykładem „Zasada kopernikańska, albo o tym, gdzie leży środek Wszechświata”), prof. Krzysztofa Fiałkowskiego (Uniwersytet Jagielloński, wykład „Neutrino – niezwykle posłaniec z kosmosu”) oraz samego Jubilata (wykład „Narodziny kosmosu i kosmologii”). Internauci na całym świecie mogli wziąć udział w wykładach transmitowanych na żywo w internecie. Nagrania MP3 z sesji są dostępne na oficjalnym portalu naszego miasta (www.tarnow.pl).

Kulminacyjnym i zarazem ostatnim punktem obchodów jubileuszu był trzyczęściowy benefis, który odbył się w tarnowskim Teatrze im. Ludwika Solskiego. Spotkanie rozpoczęło się od rozmowy między Jubilatem a Jerzym Baczyńskim, redaktorem naczelnym *Polityki*. Tocząca się w luźnej atmosferze rozmowa zawierała wątki biograficzne z życia Jubilata, a niejednokrotnie podejmowała także tematy ze styku fizyki, filozofii i teologii. Spektakl uświetnił koncert Filharmonii Rzeszowskiej. Oprócz utworów Henryka Mikołaja Góreckiego, Tadeusza Bairda i Grażyny Bacewicz muzycy zadedykowali Jubilatowi utwór *Orawa* Wojciecha Kilara. Na zakończenie ks. prof. Heller odebrał życzenia urodzinowe wraz z bardzo kosmicznym prezentem – listem do Wszechświata umieszczonym na wielkim (2 m²) torcie orzechowym.

Obchody nie tylko pozwoliły przybliżyć tarnowianom osobę ks. prof. Michała Hellera – naszego wielkiego krajana – ale także spowodowały, że na krótko w Tarnowie zagościł cały Wszechświat.

Ewa Tutaj, Cezary Pręczek
Urząd Miasta Tarnowa

Przyszłość Wszechświata

Mariusz P. Dąbrowski

Instytut Fizyki, Uniwersytet Szczeciński

Future of the universe

Abstract: According to the standard cosmological scenario, the universe began with a hot Big Bang. This was followed by numerous physical processes which have led to its current structure. The status of the current structure may, however, have interesting implications for the future evolution. We investigate possible options, bearing in mind the observational evidence for the accelerated expansion. For example, future singularities of the Big Rip and of the sudden type may be such options.

1. Wprowadzenie

Głównym zadaniem kosmologii jest badanie obecnej wielkoskalowej struktury Wszechświata jako następstwa procesów fizycznych zachodzących w nim w przeszłości. W szczególności dotyczy to teorii gorącego Wielkiego Wybuchu – stanu o ogromnej gęstości energii, w którym dominuje fizyka kwantowa zunifikowanych oddziaływań. Obecnie istnieje dość spójny scenariusz tego, co mogło się kolejno wydarzyć w przeszłości Wszechświata.

W kontekście współczesnych teorii unifikacji oddziaływań fundamentalnych, takich jak teoria superstrun i teoria M, pytanie o przeszłość Wszechświata może być jednak nieodłącznie związane z pytaniem o jego przyszłość, gdyż w tych teoriach istnieją symetrie zwane dualnościami [1], które mogą łączyć ze sobą te dwa odległe stany w zupełnie naturalny sposób. Dlatego wydaje się, że interesująca jest dyskusja możliwych scenariuszy ewolucji Wszechświata w przyszłości i zbadanie związków tych scenariuszy z tym, co wiemy o jego przeszłości.

2. Przeszłość Wszechświata – gorący Wielki Wybuch

Grawitacja, mimo że jest najsłabszym z oddziaływań fundamentalnych w przyrodzie, determinuje wielkoskalowy rozkład materii we Wszechświecie. Pozostałe oddziaływania: jądrowe słabe, jądrowe silne i elektromagnetyczne nie mają, jak się wydaje, znaczącego wpływu na ten rozkład w chwili obecnej. Oddziaływania jądrowe są krótkozasięgowe, natomiast oddziaływanie elektromagnetyczne nie ma znaczenia, ponieważ materia w dużej skali odległości jest elektrycznie obojętna. Wobec tego podstawowy opis ewolucji Wszechświata może być oparty na einsteinowskiej ogólnej teorii względności (OTW), w której przestrzeń staje się obiektem dynamicznym. Obecność materii jest odwzorowywana na własności geometryczne przestrzeni, która może ulegać deformacjom podobnie jak

kartka papieru przy zginaniu czy balon przy nadmuchiowaniu. Najbardziej spektakularnym potwierdzeniem dynamiki przestrzeni było odkrycie Edwina Hubble'a [2], który zmierzył przesunięcie ku czerwieni w widmach niedalekich galaktyk, co – interpretowane jako zjawisko Dopplera – sugerowało, że galaktyki te oddalają się od obserwatora na Ziemi. Zapisuje się to jako prawo Hubble'a w postaci

$$z = \frac{H_0}{c} D \quad (z \ll 1), \quad (1)$$

gdzie z – przesunięcie ku czerwieni widma obserwowanej galaktyki, c – prędkość światła, D – odległość galaktyki, H_0 – parametr Hubble'a mierzony w chwili obserwacji galaktyki. Ponieważ $c > 0$, więc zmierzona przez Hubble'a dodatnia wartość H_0 sugerowała rozszerzanie się Wszechświata.

Odkrycie Hubble'a stało się potwierdzeniem przewidywań teorii Einsteina sformułowanej przez niego w roku 1915, a dwa lata później użytej do konstrukcji pierwszego modelu kosmologicznego, znanego dziś pod nazwą statycznego wszechświata Einsteina [3]. Paradoksalnie model ten nie dopuszczał żadnej dynamiki przestrzeni i – jak szybko zauważył Friedman [4] – był tylko szczególnym przypadkiem ogólnej klasy modeli dynamicznych, znanych dzisiaj pod nazwą modeli kosmologicznych Friedmana (lub – by uznać wkład następców – modeli Friedmana–Lemaître'a–Robertsona–Walkera).

W kosmologii Friedmana najważniejszą wielkością staje się tzw. czynnik skali $a(t)$ – funkcja czasu, która mówi nam, w jaki sposób zmieniają się odległości między obiektami we Wszechświecie. Jeśli czynnik skali jest stały, tak jak w statycznym wszechświecie Einsteina, to nie ma ewolucji, choć przestrzeń (ściślej: czasoprzestrzeń) ulega zakrzywieniu i geometrycznie można ją modelować nieskończenie długim cylindrem, którego oś symetrii jest równoległa do osi czasu.

Konstrukcja kosmologii Friedmana opiera się na założeniu, że we Wszechświecie nie ma ani wyróżnionych

punktów (jednorodność), ani kierunków (izotropia), i że podstawowe równania wynikające z teorii Einsteina mają postać (w jednostkach $8\pi G = c = 1$, G – stała grawitacji Newtona)

$$\rho(t) = 3 \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{K}{a^2} \right), \quad (2)$$

$$p(t) = - \left(2 \frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{K}{a^2} \right), \quad (3)$$

gdzie ρ oznacza gęstość energii materii, p – ciśnienie, a $K = 0, \pm 1$ – indeks krzywizny przestrzennej (kropka oznacza pochodną względem czasu). Te dwa równania zawierają trzy nieznanne funkcje czasu $a(t)$, $p(t)$, $\rho(t)$. Aby je rozwiązać, zwykle dodaje się jeszcze równanie stanu materii, np. typu barotropowego

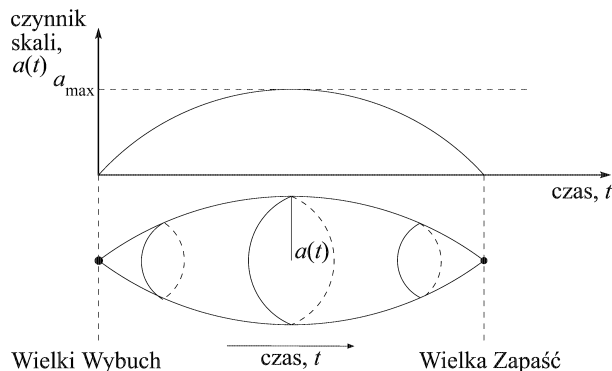
$$p(t) = w\rho(t), \quad (4)$$

gdzie $w = \text{const}$ jest tzw. indeksem barotropowym, który poprzez swe różne wartości może opisywać różne formy materii we Wszechświecie (np. promieniowaniu elektromagnetycznemu odpowiada $w = 1/3$). Dodatkowo, jako konsekwencja geometrycznej tożsamości Bianchiego, pojawia się równanie zachowania energii w postaci

$$\rho a^{3(w+1)} = \text{const}. \quad (5)$$

Równania (2)–(5) prowadzą do trzech podstawowych rozwiązań kosmologicznych Friedmana; każde z nich rozpoczyna się stanem osobliwym – Wielkim Wybuchem (ang. Big Bang), w którym zarówno gęstość energii jak i ciśnienie dążą do nieskończoności ($\rho, p \rightarrow \infty$) przy czynniku skali dążącym do zera ($a \rightarrow 0$), pod warunkiem, że $w > -1$ w równaniu (5). Te trzy rozwiązania charakteryzowane są trzema różnymi indeksami krzywizny przestrzeni: $K = +1, 0, -1$, odpowiadającymi kolejno geometrii typu eliptycznego, parabolicznego i hiperbolicznego. Pierwsze z tych rozwiązań ($K = +1$) opisuje sytuację, w której Wszechświat rozszerza się do pewnych maksymalnych rozmiarów (maksimum czynnika skali, minimum gęstości energii), a następnie kurczy, kończąc swoją ewolucję w drugim stanie osobliwym (gdzie $\rho, p \rightarrow \infty$ dla $a \rightarrow 0$) zwanym Wielką Zapaścią (ang. Big Crunch, czyli dosłownie Wielkie Zgniecenie). Pozostałe dwa rozwiązania ($K = 0, -1$) opisują sytuację, w której Wszechświat nie kończy się drugim stanem osobliwym, lecz zamiast tego rozszerza się nieskończenie długo, dążąc do stanu o coraz mniejszej gęstości energii, który można nazwać asymptotyczną pustką ($\rho, p \rightarrow 0$ dla $a \rightarrow \infty$). W analogii z mechaniką newtonowską mamy tu do czynienia z sytuacjami, w których odpowiednio wyrzucamy z Ziemi kamień o energii kinetycznej nieprzewyższającej co do wartości bezwzględnej (ujemnej) grawitacyjnej energii potencjalnej ($K = +1$), o energii kinetycznej równej energii potencjalnej ($K = 0$) lub o energii kinetycznej większej ($K = -1$) od energii potencjalnej. Tylko w pierwszym przypadku kamień powraca na Ziemię. Jego orbita jest kawałkiem elipsy i to, w zasadzie, odpowiada nazwie typu geometrii – eliptyczna. Geometrycznie, ewolucyjny

model Friedmana z $K = +1$ może być przedstawiony jako cylinder gładko zdeformowany w taki sposób, że jego podstawę górną i dolną ściągnięto do dwóch różnych punktów (Wielki Wybuch i Wielka Zapaść), w związku z czym średnica okręgów, jakie tworzą taką bryłę, rośnie od zera do wartości maksymalnej, aby potem ponownie zmaleć do zera (rys. 1).



Rys. 1. Ewolucja zamkniętego przestrzenie ($K = +1$) modelu wszechświata Friedmana zaczyna się Wielkim Wybuchem, a kończy Wielką Zapaścią. Czynniki skali rośnie od zera do wartości maksymalnej, a następnie znowu maleje do zera. W każdej chwili Wszechświat ma geometrię powierzchni sfery, reprezentowanej na tym uproszczonym rysunku przez zrzutowany okrąg.

Najistotniejszą cechą modeli Friedmana jest fakt, że w rozwiązaniach równań (2) i (3) musi pojawić się co najmniej jedna osobliwość (Wielki Wybuch), jeżeli będzie spełniony tzw. silny warunek energetyczny Hawkinga–Penrose’a:

$$\rho + 3p \geq 0, \quad \rho + p \geq 0. \quad (6)$$

Z równań (2) i (3) wynika, że

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6}(\rho + 3p), \quad (7)$$

co wraz z (6) daje

$$\ddot{a} \leq 0. \quad (8)$$

Nierówność (8) oznacza, że po spełnieniu silnego warunku energetycznego Wszechświat może tylko spowalniać tempo swojej ewolucji. Dzieje się tak, ponieważ wzór (7) uogólnia wyrażenie na siłę w mechanice newtonowskiej – tutaj oprócz gęstości energii wkład ma również ciśnienie, które, jeśli jest dodatnio określone, wzmacnia grawitacyjne przyciąganie.

Matematyczna konstrukcja modeli Friedmana z osobliwością początkową sugerującą, że na początku Wszechświat był nieskończenie gęsty, może być uzupełniona teraz aspektami fizycznymi opartymi na przekonujących dowodach, że Wszechświat był ponadto także gorący, z temperaturą sięgającą nieskończoności w chwili samego Wielkiego Wybuchu. Wśród wielu dowodów mających związek z osiągnięciami szeroko pojętej teorii cząstek elementarnych najbardziej spektakularne są dwa. Pierwszy to tzw.

pierwotna nukleosynteza, która sprowadza się do stwierdzenia, że obserwowana obfitość helu we Wszechświecie (24%) jest większa niż jego ilość, jaka mogła być wyprodukowana we wnętrzach gwiazd, wobec czego hel ten musiał powstać w procesie zachodzącym we wczesnej, gorącej fazie ewolucji Wszechświata [5]. Drugi to odkrycie mikrofalowego promieniowania relikowego (promieniowania tła) [6], które sugeruje, że w wystarczająco gęstym Wszechświecie w przeszłości fotony były w równowadze termodynamicznej z ładunkami. W pewnym momencie fotony odłączyły się, tworząc obserwowane obecnie tło o temperaturze odpowiadającej temperaturze promieniowania ciała doskonale czarnego $T = 2,7$ K. Co istotniejsze, temperatura tła wykazuje niewielkie fluktuacje $\delta T/T \approx \delta \varrho/\varrho \approx 10^{-5}$ wskazujące na to, że we Wszechświecie istniały niewielkie zaburzenia gęstości, które stały się podstawowymi „zarodkami” dla wytworzenia większych zaburzeń obserwowanych dzisiaj w postaci galaktyk i gromad galaktyk (por. s. 2–3 w tym zeszycie – red.).

Z powyższych rozważań pojawia się zatem stosunkowo klarowny obraz ewolucji Wszechświata. Na podstawie przesłanek matematycznych (teoria Einsteina i modele Friedmana) oraz fizycznych (pierwotna nukleosynteza i promieniowanie tła) wydaje się niemal niepodważalne, że przeszłość Wszechświata to ewolucja ze stanu o ogromnej gęstości i temperaturze, czyli od gorącego Wielkiego Wybuchu. Z kolei obraz teraźniejszości to spowalniana ($\ddot{a} < 0$) ekspansja ($\dot{a} > 0$) Wszechświata. Obraz przyszłości to dążenie albo do kolejnego stanu osobliwego (Wielkiej Zapadki), albo do stanu asymptotycznej pustki.

Przedstawiony tutaj obraz stał się niemal paradygmatem rozwiniętym począwszy od lat 30. do niemal końca lat 90. ubiegłego stulecia i może być odnaleziony w wielu podręcznikach kosmologii, np. w standardowym podręczniku Kolba i Turnera [7]. W dalszej części artykułu zajmujemy się jednak najnowszymi osiągnięciami kosmologii, które z punktu widzenia przedstawionego obrazu można uznać za rewolucyjne. Owa rewolucyjność dotyczyć będzie teraźniejszości oraz – w największym stopniu – przyszłości Wszechświata, na niej więc skupimy nasze rozważania.

3. Obserwacje supernowych – dominacja ciemnej energii i fantomu

Wspomniane w poprzednim rozdziale prawo Hubble’a (1) jest słuszne tylko dla bliskich galaktyk. Widać to bardzo wyraźnie, jeśli zapisać je w postaci $H_0 D = cz \equiv v$, gdzie v zinterpretujemy jako prędkość ucieczki galaktyki. Oczywiście związek ten nie ma sensu w ramach teorii Einsteina, bo przy $z > 1$ prędkość ucieczki musiałaby przewyższać prędkość światła. Właściwy związek otrzymuje się, uwzględniając efekty zakrzywienia przestrzeni, a te nie ujawniają się dla małych przesunięć ku czerwieni z (co odpowiada bliskim galaktykom). Okazuje się, że w ramach teorii Einsteina samo przesunięcie ku czerwieni należy zdefiniować poprzez porównanie czynników skali w dwóch różnych epokach – w epoce obserwacji widma (a_0) oraz w epoce emisji promieniowania docierającego do punktu obserwacji (a_e), czyli $1+z = a_0/a_e$. Poza

tym, w następstwie ewolucji przestrzeni, zwykłą odległość D trzeba zastąpić odległością jasnościową D_L , która jest zdefiniowana w ten sposób, że strumień F promieniowania docierającego do obserwatora jest odwrotnie proporcjonalny do tej odległości, tak jakby była to zwykła odległość w płaskiej, euklidesowej przestrzeni, uwzględniająca jednak efekt związany z ewolucją przestrzeni:

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2}, \quad (9)$$

gdzie L jest jasnością źródła, natomiast

$$D_L \equiv (1+z)a_0 r, \quad (10)$$

przy czym r jest tutaj współrzędną radialną w opisie przestrzeni. Reasumując, dla dużych wartości z prawo Hubble’a (1) należy zastąpić uogólnionym prawem Hubble’a (wyprowadzonym po raz pierwszy przez Mattiga [8]), czyli formułą wiążącą obserwowaną jasność m galaktyki z jej rzeczywistą (absolutną) jasnością M w funkcji przesunięcia ku czerwieni z (ang. redshift–magnitude relation) i innych parametrów kosmologicznych charakteryzujących tempo ekspansji [9]:

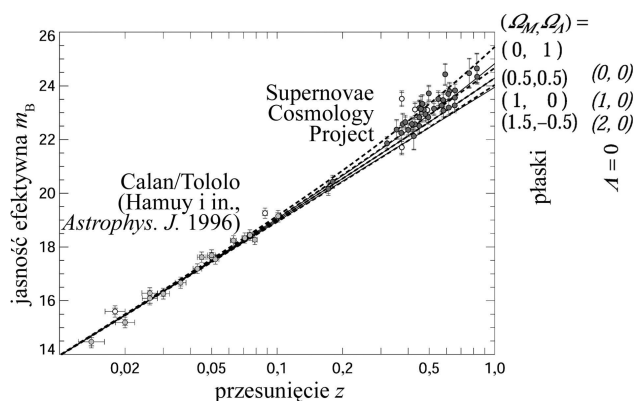
$$\begin{aligned} m - M = & 5 \log_{10}(cz) - 5 \log_{10} H_0 \left(\frac{5}{2} \log_{10} e \right) \\ & \times \left\{ (1 - q_0)z + \frac{1}{3} \left[\frac{q_0}{2} \left(\frac{9}{2} q_0 + 5 \right) - j_0 - \frac{7}{4} - \Omega_{K0} \right] z^2 \right. \\ & \times \frac{1}{24} \left[2j_0(8q_0 + 5) - 2k_0 - q_0(7q_0^2 + 11q_0 + 23) + 25 \right. \\ & \left. \left. + 4\Omega_{K0}(2q_0 + 1) \right] z^3 + O(z^4) \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

gdzie parametr Hubble’a $H = \dot{a}/a$, parametr spowolnienia $q = -\ddot{a}a/\dot{a}^2$, parametr szarpnięcia (ang. jerk) $j = \dddot{a}a^2/\dot{a}^3$, parametr superszarpnięcia (ang. snap) $k = -\ddot{\ddot{a}}a^3/\dot{a}^4$, a parametr krzywizny $\Omega_{K0} = K/(H_0^2 a_0^2)$. Indeks 0 oznacza, że bierzemy wartości wymienionych wielkości w chwili obserwacji. We wzorze (11) celowo podaliśmy wyższe parametry charakteryzujące ekspansję j oraz k , które odegrają pewną rolę w dalszej dyskusji. Wracając do analogii z mechaniką Newtona, można powiedzieć, że kinematycznie H odgrywa rolę prędkości, q – przyspieszenia, j oraz k – superprzyspieszenia itd. Wielkości te umożliwiają określenie rodzaju ruchu, jakiemu globalnie podlega materia Wszechświata. Wzór (11) może być zastosowany do wyznaczenia wartości jednej z tych wielkości przy założeniu, że pozostałe z nich zmierzmy. Wartość parametru H możemy obliczyć ze wzoru (1) dla bliskich galaktyk, natomiast m oraz z można zmierzyć, obserwując galaktyki odległe. Pozostaje jednak problem wyznaczenia jasności absolutnej galaktyki M . Nie jest to wielkość bezpośrednio mierzalna, a zatem muszą być tu poczynione jakieś dodatkowe założenia. Właśnie to przez długie lata sprawiało kłopot obserwatorom i prowadziło do przekonania, że użycie uogólnionego prawa Hubble’a do wyznaczenia wielkości kinematycznych jest metodą niepewną. W szczególności dotyczyło to niepewności danych obserwacyjnych

dla obiektów astronomicznych o widmach wykazujących duże przesunięcie ku czerwieni.

Sytuacja zmieniła się radykalnie pod koniec lat dziewięćdziesiątych ubiegłego stulecia. Dwie niezależnie pracujące grupy astronomów ze Stanów Zjednoczonych (Supernovae Cosmology Project i High-z Search Team [10]) wybrały do obserwacji szczególną klasę obiektów o określonej jasności absolutnej, kierując się założeniem, że jest ona niezależna od odległości od obserwatora na Ziemi. Innymi słowy założono, że obiekty te są takie same daleko i blisko. W astronomii klasę obiektów o tej własności nazywa się świecami standardowymi. W tym przypadku stały się nimi supernowe typu Ia.

Zespoły te niezależnie uzyskały zaskakujące wyniki. Analiza uogólnionego prawa Hubble’a (11) pokazała mianowicie, że parametr spowolnienia q_0 jest ujemny (rys. 2),



Rys. 2. Uogólnione prawo Hubble’a dla friedmanowskich modeli Wszechświata. Standardowymi świecami są tu 42 odległe supernowe typu Ia. Z wykresu wywnioskowano, że najlepsze dopasowanie daje krzywa z parametrem spowolnienia $q_0 = \Omega_M/2 - \Omega_\Lambda < 0$, gdzie Ω_M określa ilość zwykłej materii, natomiast Ω_Λ – ciemną energię. Zatem $\ddot{a} > 0$, co sugeruje przyspieszone rozszerzanie się Wszechświata (za Perlmutter i in. (1999) [10]).

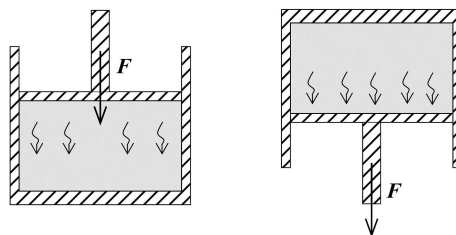
co oznacza, że ewolucja Wszechświata w chwili obecnej jest przyspieszona, czyli że

$$\ddot{a} > 0 \tag{12}$$

i wobec tego na mocy relacji (7) wnioskujemy o łamaniu silnego warunku energetycznego (6). Dla wielu badaczy był to najbardziej szokujący wynik współczesnej fizyki, bo łamanie silnego warunku energetycznego sugeruje, iż Wszechświat na obecnym etapie swej ewolucji musi być zdominowany przez materię, która daje ujemne ciśnienie efektywne. W prostszym ujęciu, na mocy równania (8) widzimy, że ujemne ciśnienie daje efektywną antygravitację. Okazuje się, że mimo iż ta materia nie świeci, to nie jest ona tym samym co tzw. ciemna materia, gdyż ciemna materia cechuje się tym, że ciśnienie przez nią wywierane jest w przybliżeniu równe zero (istnienie ciemnej materii wynika z rozważań dynamicznych dotyczących tzw. krzywej rotacji galaktyki [7]). Dla-

tego też dla materii powodującej przyspieszenie Wszechświata zaproponowano inną nazwę: ciemna energia. Nazwa ta ma także swoje uzasadnienie w proponowanej identyfikacji tej materii z określonymi polami w teorii cząstek elementarnych. Najprostszą propozycją jest identyfikacja ze zmieniającym się w czasie polem skalarnym, co również dało inną popularną nazwę dla tej materii – kwintesencja.

Wbrew pozorom, ujemne ciśnienie nie jest czymś niezwykłym w „normalnej” fizyce, niezwiązanej z żadną egzotyką teorii cząstek elementarnych czy też kosmologii. Ujemne ciśnienie pojawia się w sytuacji, gdy zamiast ścisnąć wodę, np. w strzykawce, będziemy ją delikatnie „rozciągać” (rys. 3). Przy zachowaniu stanu równowagi proces ten może prowadzić do dużego ujemnego ciśnienia. Efekt ten był badany już w roku 1850 przez Marcellina Berthelota, który osiągnął ciśnienie równe około minus 50 atm. Współczesny rekord ustanowił C. Austen Angell z Arizona State University, osiągając około minus 1400 atm, tj. wartość bliską minimum teoretycznemu, poniżej którego „rozciągnięta” woda się „rozrywa” [11]. Innym prostym przykładem z życia codziennego jest występowanie ujemnego ciśnienia w cienkich naczyniach włoskowatych prowadzących wodę z ziemi do wysokich partii roślin.



Rys. 3. Efekt ujemnego ciśnienia pojawi się wtedy, gdy zamiast ścisnąć płyn, będziemy go rozciągać

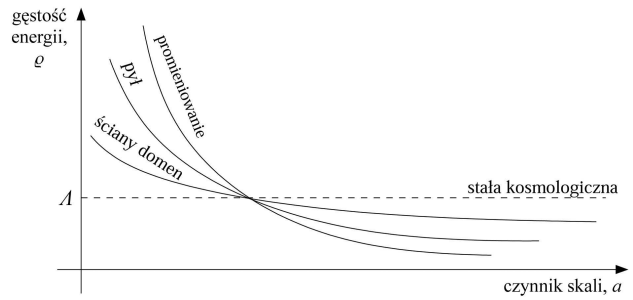
Dominacja materii o ujemnym ciśnieniu na bieżącym etapie ewolucji Wszechświata znana jest już od czasu powstania OTW. Jak wspomnieliśmy, pierwszy model kosmologiczny skonstruowany przez Einsteina wymagał takiej materii, aby otrzymać statyczny model Wszechświata. W teorii, w której istniało jedynie przyciąganie, należało wprowadzić czynnik, który dawałby efektywne odpychanie. Tym czynnikiem według Einsteina była (dodatnia) stała kosmologiczna Λ , która wprowadzała ciśnienie równe dokładnie gęstości energii z przeciwnym znakiem, tzn. $p = -\rho = -\Lambda$. Stała kosmologiczna została jednak odrzucona ze względu na odkrycie przez Hubble’a rozszerzania się Wszechświata i tym samym stwierdzenie nieadekwatności einsteinowskiego modelu statycznego. Współcześnie stała kosmologiczna mogłaby być zinterpretowana jako energia zerowa próżni kwantowej, ale obliczenia wykazują, że jest ona o wiele rzędów wielkości za duża w porównaniu z wielkością obserwowaną [12].

Okazuje się jednak, że zbyt pochopne odrzucenie stałej kosmologicznej niekoniecznie podyktowane było prze-

słankami fizycznymi. Otóż już w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia zastosowanie teorii unifikacji oddziaływań fundamentalnych wraz z mechanizmem spontanicznego naruszenia symetrii prowadziło do wniosku, że we Wszechświecie może znajdować się pewna frakcja materii dającej ujemne ciśnienie efektywne, powstała w wyniku przejścia fazowego Wszechświata ze stanu o większej symetrii do stanu o symetrii mniejszej. Ścisłej biorąc, chodzi tu o przejście ze stanu, w którym zunifikowanych było więcej typów oddziaływań, do stanu, w którym zunifikowana była ich mniejsza liczba (np. przejście od teorii zunifikowanych oddziaływań elektrosłabosilnych jako połączenia oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych do elektrosłabych). Podobnie jak w teorii ciała stałego, przy przejściu fazowym we Wszechświecie mogły pojawiać się defekty topologiczne, np. struny kosmiczne, ściany domen i monopole [13]. Te ostatnie wywierają zerowe ciśnienie efektywne, natomiast pierwsze dwa dają ciśnienie ujemne. W szczególności struny kosmiczne mają indeks barotropowy $w = -1/3$ i są na granicy silnego warunku energetycznego (6), a ściany domen dają indeks barotropowy $w = -2/3$ i łamią (podobnie jak stała kosmologiczna) ten warunek. Ściany domen, struny kosmiczne i monopole są niczym innym jak próżnią starej, bardziej symetrycznej fazy, uwięzioną między nową, mniej symetryczną próżnią nowej fazy. W pewnym uproszczeniu można powiedzieć, że defekty topologiczne to uwięziona, zmieniająca się w czasie stała kosmologiczna Einsteina.

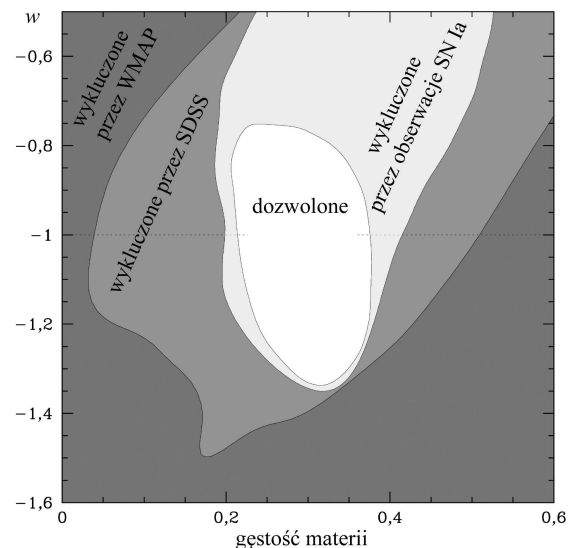
Jak pokazały pierwsze wyniki obserwacji supernowych [10], najlepsze dopasowanie obserwacji do przewidywań teoretycznych uogólnionego prawa Hubble’a dawały ściany domen. Niewykluczona też pozostawała możliwość, że za rozszerzanie się Wszechświata jest odpowiedzialna stała kosmologiczna. Interesujące jest przy tym, że stała kosmologiczna, jak wskazuje sama nazwa, jest przez cały czas ewolucji Wszechświata wielkością stałą. Wynika z tego następujące kosmologiczne twierdzenie o braku struktury (ang. no-hair theorem, dosłownie: o braku włosów). Mówi ono, że jeżeli w równaniu zachowania energii (5) indeks barotropowy $w \geq -1$, to nawet jeśli we Wszechświecie istnieją dowolne inne formy materii, które spełniają to równanie (np. promieniowanie z $w = 1/3$, ale też ściany domen z $w = -2/3$), to formy te wraz ze wzrostem rozmiarów Wszechświata mierzonym czynnikiem skali $a(t)$ będą ulegały rozrzedzeniu do praktycznie zerowej gęstości i nie będą w stanie w przyszłości wpływać na ewolucję Wszechświata (rys. 4). Innymi słowy, dominującym czynnikiem we Wszechświecie stanie się stała kosmologiczna, a Wszechświat będzie dążył do stanu asymptotycznej pustki, chociaż teraz (w odróżnieniu od sytuacji w trzech standardowych modelach Friedmana opisywanych w rozdz. 2) $\Lambda = \rho = -p \approx 0$ dla $a \rightarrow \infty$. Rozszerzanie się wraz z początkiem dominacji stałej kosmologicznej stanie się przyspieszone ($\ddot{a} > 0$) i będzie się cechowało stałą wartością parametru spowolnienia $q_0 = -1$.

Wydaje się jednak, że Wszechświat wcale nie zwraca uwagi na to, jakie mamy na jego temat wyobrażenie, czego dowiodły najnowsze dane obserwacyjne superno-



Rys. 4. Kosmologiczne twierdzenie o „braku włosów”. Dla modeli Friedmana z $w > -1$ gęstość energii związana ze stałą kosmologiczną zdominuje Wszechświat w dalekiej przyszłości.

wych w połączeniu z danymi dotyczącymi wielkoskalowego rozkładu materii oraz z danymi z obserwacji promieniowania reliktoowego z lat 2003–04 [14]. Wyniki te są jeszcze bardziej zaskakujące i łamią wszelkie nasze intuicyjne bariery dotyczące możliwości dopuszczenia ujemnego ciśnienia efektywnego we Wszechświecie (rys. 5).



Rys. 5. Oszacowanie dotyczące równania stanu ciemnej energii, wykonane na podstawie trzech testów obserwacyjnych: SN Ia (supernowe typu Ia), SDSS (obserwacje wielkoskalowego rozkładu galaktyk), WMAP (anizotropie mikrofalowego promieniowania tła). Widać wyraźnie, że z dużym poziomem ufności ciemna energia może być fantomem z superujemnym ciśnieniem $p < -\rho$ (za [14]).

Dane te z dużym poziomem ufności pokazują bowiem, że Wszechświat przyspiesza jeszcze bardziej, „niż byśmy sobie tego życzyli”, tzn. jest dzisiaj zdominowany przez materię o superujemnym ciśnieniu

$$p < -\rho, \quad \text{czyli} \quad w < -1, \quad (13)$$

tw. fantom [15]. Gdy już przyzwyczailiśmy się do ujemnego ciśnienia, to na pierwszy rzut oka fantom wygląda całkiem niegroźnie. Jednak głębsza analiza poka-

zuje, że materia fantomowa może przeczyć wszelkim zasadom „rozsądnej” fizyki. W kategoriach wspomnianych już warunków energetycznych okazuje się bowiem, że wszystkie pozostałe warunki (zerowy: $\rho + p \geq 0$; słaby: $\rho + p \geq 0$, $\rho \geq 0$; dominacji energii: $|p| \leq \rho$, $\rho \geq 0$) mogą nie być spełnione. Złamanie tych warunków ma swoje konsekwencje dla twierdzeń teoretycznych dotyczących dodatniości masy, termodynamiki czarnych dziur czy też hipotezy kosmicznego cenzora. Dlatego też spora grupa kosmologów po prostu ignoruje tę część wykresu obserwacyjnego, która dopuszcza $w < -1$.

Wydaje się, że problemem teoretycznym najtrudniejszym do pokonania jest fakt, że materia fantomowa może prowadzić do klasycznych i kwantowych niestabilności, stanów z ujemną normą itp. Innymi słowy, staje się ona ogromnym wyzwaniem dla fizyków teoretyków, gdyż to obserwacje, a nie teoria wskazują, że taka materia może istnieć [16].

Nazwę „fantom” zaproponował Robert Caldwell [15], a jej inspiracją był film *Gwiezdne wojny*. Najprostszym modelem fantomu jest pole skalarne ϕ , które ma ujemną energię kinetyczną. Przyjmując odpowiedni lagranżjan dla tego pola, otrzymamy gęstość energii i ciśnienie

$$\rho = \pm \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (14)$$

$$p = \pm \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi), \quad (15)$$

gdzie znak plus dotyczy nefantomowej ciemnej energii ($p > -\rho$), minus – fantomu, a $V(\phi)$ oznacza potencjał pola ϕ . Ze związków (14) oraz (15) łatwo wynika niespełnianie zerowego warunku energetycznego ($\rho + p = -\dot{\phi}^2 < 0$) dla fantomu. Okazuje się, że fantom może się pojawić w wielu znanych teoriach, takich jak teoria superstrun i teoria M, w teorii Bransa–Dicke’a dla $w < -3/2$, w modelach z nieminimalnym sprzężeniem grawitacji z polem skalarnym, w modelach z lepkością itp.

Reasumując, obserwacje supernowych typu Ia wraz z obserwacjami wielkoskalowego rozkładu galaktyk oraz relikтового promieniowania tła całkowicie zrewolucjonizowały nasze wyobrażenie o obecnej ewolucji Wszechświata, która jest zdominowana przez materię o ujemnym ciśnieniu, zwaną ciemną energią. Z kolei ciemna energia może mieć bardziej drastyczną formę, niż tego oczekujemy, wskutek czego sensowne staje się pytanie o scenariusze przyszłej ewolucji Wszechświata bardziej egzotyczne niż przyjmowane do tej pory. Zajmiemy się tym w następnym rozdziale.

4. Przyszłość Wszechświata: asymptotyczna pustka, Wielkie Rozerwanie czy nagła osobliwość ciśnienia?

Jak wspomnieliśmy, podstawowym scenariuszem przyszłej ewolucji Wszechświata zgodnym z pierwszymi obserwacjami supernowych jest dążenie do stanu asymptotycznej pustki. Jednakże obecność superujemnego ciśnienia fantomu może doprowadzić do innego stanu końcowego Wszechświata, bo to już nie stała kosmologiczna,

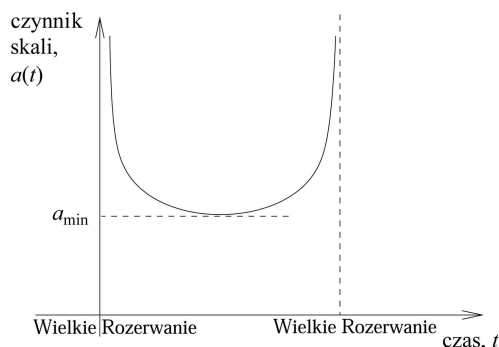
a fantom znacznie dominować w przyszłości (kosmologiczne twierdzenie o braku struktury nie stosuje się do materii z $w < -1$). Jak się okazuje, istnieją jeszcze bardziej egzotyczne stany końcowe, które tu omówimy, choć możliwość ich wystąpienia wymaga poważniejszego potwierdzenia obserwacyjnego.

Zacniemy od fantomu. Z prawa zachowania (5) dla nefantomowej materii ($w > -1$) wynika, że wzrostowi gęstości energii we Wszechświecie towarzyszy zmniejszanie się odległości między cząstkami, reprezentowanej przez czynnik skali $a(t)$. Dla fantomu sytuacja przedstawia się jednak inaczej. Jeśli $w < -1$, to prawo zachowania przyjmuje postać

$$\rho = \text{const} \cdot a^{3(w+1)}, \quad (16)$$

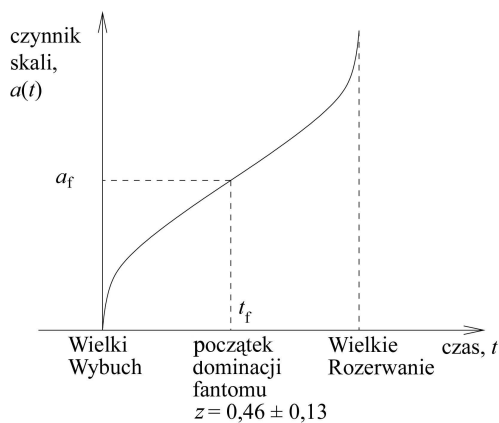
skąd łatwo zauważyć, że w przypadku dominacji fantomu wzrostowi gęstości energii towarzyszy wzrost odległości między cząstkami we Wszechświecie. Innymi słowy, im Wszechświat staje się większy, tym staje się też gęstszy: gęstość energii i ciśnienie dążą do nieskończoności ($\rho, p \rightarrow \infty$) przy czynniku skali także dążącym do nieskończoności ($a \rightarrow \infty$). W dalekiej przyszłości może zatem pojawić się nierozważany dotychczas scenariusz ewolucji Wszechświata, w którym cała materia zostanie „rozerwana na strzępy”. Jest to stan osobliwy, który został nazwany Wielkim Rozerwaniem (ang. Big Rip). W przeciwieństwie do scenariusza grawitacyjnego skupiania się materii, to wielkie rozrywanie rozpocznie się w dużej skali kosmicznej, a skończy w skali małej. Oznacza to, że najpierw zostaną rozerwane gromady galaktyk, potem kolejno galaktyki, układy planetarne, planety, a na końcu mniejsze struktury, takie jak cząsteczki, atomy i jądra atomowe.

Obecność fantomu znacznie wzbogaca możliwości różnego rodzaju typów ewolucji Wszechświata, np. Wszechświat rozpoczynający się Wielkim Rozerwaniem, kurczący się do pewnego minimum, a następnie znowu rozszerzający się do ponownego stanu Wielkiego Rozerwania (rys. 6). Taki scenariusz to odpowiednik standardowej ewolucji rozpoczynającej się Wielkim Wybuchem i kończącej się Wielką Zapaścią. Jednakże, jak wspomnieliśmy na początku artykułu, w takim scenariuszu trudno



Rys. 6. Ewolucja friedmanowskiego wszechświata od Wielkiego Rozerwania do minimum i ponownie do Wielkiego Rozerwania. Jest to sytuacja dualna do ewolucji między Wielkim Wybuchem a Wielką Zapaścią, pokazanej na rys. 1.

byłoby wyjaśnić mechanizm pierwotnej nukleosyntezy, promieniowania tła czy też generacji zaburzeń. A zatem scenariuszem najbardziej pożądanym, a zarazem zgodnym z obserwowaną obecnie dominacją materii o ujemnym ciśnieniu, jest scenariusz ewolucji Wszechświata, w którym ewolucja rozpoczyna się Wielkim Wybuchem (zdominowanym przez materię o ciśnieniu dodatnim lub niewielkim ujemnym), a kończy Wielkim Rozerwaniem (zdominowanym przez materię fantomową, rys. 7). Scenariusz taki ma wielkie wsparcie obserwacyjne w najświeższych danych z supernowych, dla których oszacowano parametr szarpnięcia j_0 jako dodatni [14]. Dodatniość j_0 świadczy o tym, że przejście Wszechświata od epoki dominacji materii o dodatnim ciśnieniu do epoki dominacji materii o ciśnieniu ujemnym nastąpiło stosunkowo niedawno – wydarzyło się to dla przesunięcia ku czerwieni w widmach galaktyk $z = 0,46 \pm 0,13$ [14].



Rys. 7. Ewolucja friedmanowskiego wszechświata od Wielkiego Wybuchu poprzez punkt przegięcia, w którym rozpoczyna się dominacja fantomu, aż do Wielkiego Rozerwania. Ten model najlepiej odpowiada danym obserwacyjnym wraz ze wszystkimi osiągnięciami scenariusza gorącego Wielkiego Wybuchu.

Wspomniano powyżej o analogii między ewolucją Wszechświata od Wielkiego Wybuchu do Wielkiej Zapaści oraz ewolucją od Wielkiego Rozerwania do Wielkiego Rozerwania. Niektórzy autorzy nazywają drugie Wielkie Rozerwanie, dla odróżnienia, anty-Wielkim Rozerwaniem, co wcale nie musi być uzasadnione. Formalnie bowiem Wielka Zapaść w istocie jest ze względu na wielkości a , ρ oraz p tym samym typem stanu, co Wielki Wybuch, jeśli nie uwzględniać zależności tych wielkości od klasycznego parametru czasowego t . Ta analogia jest najbardziej oczywista na poziomie kosmologii kwantowej, w której nie występuje pojęcie klasycznego czasu [17]. Te zagadnienia, jakkolwiek fascynujące, pozostawimy jednak do odrębnej analizy. Okazuje się natomiast, że istnieje niesłychanie interesująca własność modeli kosmologicznych zdominowanych przez materię o dodatnim lub lekko ujemnym ciśnieniu $-\rho < p$ w odniesieniu do modeli zdominowanych przez fantom. Własność tę nazywamy *dualnością*

fantomową [18]. Dualność ta jest matematycznym odwzorowaniem jednych modeli na drugie, w najprostszym przypadku – czynnika skali na jego odwrotność, tzn.

$$a(t) \leftrightarrow \frac{1}{a(t)}.$$

Mówiąc prościej, dualność pozwala na odwzorowanie „dużego” Wszechświata na „mały” i odwrotnie. Dualność tego typu, po raz pierwszy odkryta w modelach kosmologicznych inspirowanych teorią superstrun w kontekście tzw. scenariusza przed Wielkim Wybuchem (ang. pre-Big-Bang), który stworzyli Maurizio Gasperini i Gabriele Veneziano [19], zwana jest *dualnością czynnika skali* [20]. W teorii superstrun pojawia się ona w sposób naturalny. Wykazano, że wszystkie efektywne teorie superstrun są ze sobą powiązane przez ogólne symetrie dualności, za pomocą których można przekształcać jedno z nich w drugie (np. granicę silnego sprzężenia jednej teorii można przekształcić w granicę słabego sprzężenia innej). Doprowadziło to do przekonania, że teorie superstrun są szczególnymi przypadkami jakiejś ogólniejszej teorii, którą nazwano prowizorycznie teorią M. Bliżej z tymi zagadnieniami Czytelnik może się zapoznać w niedawno opublikowanej pracy przeglądowej [21]. W naszym kontekście kosmologicznym może to oznaczać, iż istnieje pewien naturalny związek między mikro- a makroświatem, uwidaczniający się poprzez jedność praw przyrody opisujących oba te światy.

W każdym razie wydaje się, że dualność fantomowa ma znakomitą analogię w dualności czynnika skali, a tym samym, być może, w dualnościach teorii superstrunowych. Na uwagę zasługuje fakt, że granicą między „obszarami dualnymi” jest stała kosmologiczna Einsteina $p = -\rho = -\Lambda$. Reasumując, jeśli wierzymy najnowszym danym obserwacyjnym [14], to najbardziej prawdopodobnym końcowym etapem ewolucji Wszechświata będzie Wielkie Rozerwanie, czyli rozpad wszystkich struktur związanych, jakie utworzyły się w kosmosie pod wpływem wszelkich tyków oddziaływań.

Zajmiemy się teraz innymi, mniej lub bardziej dramatycznymi możliwościami przyszłego stanu Wszechświata. Interesujące jest, że Wielkie Rozerwanie może pojawić się w przyszłości Wszechświata po skończonym czasie (ewolucja do stanu asymptotycznej pustki następuje po czasie nieskończonym). Czy w określonej chwili przyszłości może zaistnieć sytuacja nieco bardziej egzotyczna od wspomnianej? Zbadamy taką możliwość.

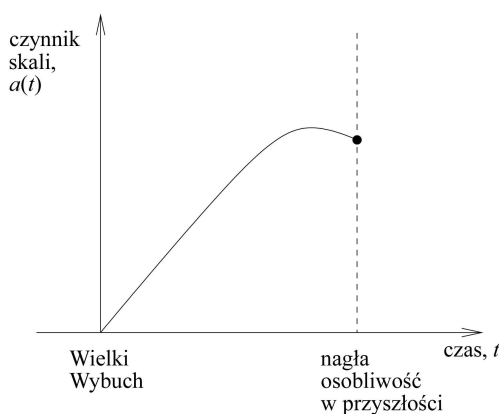
Jak wspomnieliśmy w rozdz. 2, układ równań kosmologii Friedmana (2)–(3) zwykle rozwiązuje się przy założeniu spełnienia równania stanu (4). Założenia tego wcale jednak nie wymagają żadne fundamentalne zasady fizyki. Innymi słowy, zamiast najpierw związać ze sobą gęstość energii i ciśnienie, a potem uzyskać zależność czasową czynnika skali, rozpoczniemy procedurę odwrotną. Najpierw zatem założymy konkretną postać czynnika skali, a następnie, być może, uda nam się znaleźć równanie stanu odpowiadające materii będącej przyczyną konkretnej ewolucji Wszechświata. Zauważmy, że w gruncie rzeczy rów-

nanie stanu wiąże ze sobą ściśle gęstość energii i ciśnienie. Innymi słowy, jeśli gęstość energii dąży do nieskończoności, to również powinno do niej dążyć ciśnienie. Jednakże rezygnacja z równania stanu pozwala na niezależną ewolucję tych dwóch wielkości i fakt ten wykorzystamy w naszych dalszych rozważaniach.

Wybierając czynnik skali w postaci

$$a(t) = A + (a_s - A) \left(\frac{t}{t_s} \right)^m - A \left(1 - \frac{t}{t_s} \right)^n, \quad (18)$$

gdzie $A = \text{const}$ oraz $1 < n < 2$, $0 < m \leq 1$, łatwo zauważamy, że ewolucja Wszechświata zaczyna się Wielkim Wybuchem w chwili $t = 0$, gdzie $a(t) \rightarrow 0$ oraz $\rho, p \rightarrow \infty$. Istnieje jednakże chwila $t = t_s$, dla której zarówno czynnik skali $a(t_s) = a_s$, jak i jego pierwsza pochodna $\dot{a}(t_s)$, a zatem również gęstość energii $\rho_s = \rho(t_s)$ (patrz równanie (2)) są skończone, natomiast druga pochodna czynnika skali $\ddot{a}(t_s)$ i co za tym idzie ciśnienie $p_s = p(t_s)$ dążą do nieskończoności (rys. 8). Reasumując, pojawia się nowy stan Wszechświata w przyszłości – **o s o b l i w o ść c i ę n i e n i a** przy skończonych wartościach czynnika skali i gęstości energii [22]. Ze względu na swój szczególny charakter stan ten został nazwany nagłą osobliwością w przyszłości (ang. sudden future singularity). Jak się okazuje, łamie ona tylko jeden ze znanych warunków energetycznych Hawkinga–Penrose’a. Chodzi tu o warunek dominacji energii, który mówi, że gęstość energii musi być większa od ciśnienia, $|p| \leq \rho$.



Rys. 8. Ewolucja friedmanowskiego wszechświata od Wielkiego Wybuchu do nagłej osobliwości w przyszłości, w której ciśnienie staje się nieskończone, podczas gdy czynnik skali oraz gęstość energii mają wartości skończone

Nie wdając się w dalsze szczegóły, wspomnimy, że można skonstruować uogólnioną nagłą osobliwość w przyszłości, która będzie związana z rozbieżnością pochodnych czynnika skali $a(t)$ wyższego rzędu niż drugi [23]. Wówczas, co jest zadziwiające, nie będzie łamany żaden warunek energetyczny Hawkinga–Penrose’a. Rozbieżności te jednak są świetnie weryfikowane obserwacyjnie poprzez zauważalną tendencję do nieskończonego wzrostu parametrów wyższego rzędu, takich jak j oraz k itd., wymienionych w rozdz. 3 [24].

Pozostaje pytanie o bliższą charakterystykę nagłych osobliwości w przyszłości. Otóż w OTW samo pojęcie osobliwości ma bardzo subtelną definicję. Najogólniej rzecz biorąc, osobliwość jest charakteryzowana w ten sposób, że nie można poza nią przedłużyć do nieskończoności tzw. parametru afinicznego, który można po prostu związać z czasem własnym obserwatora. Mówimy wówczas o geodezyjnej niekompletności danej czasoprzestrzeni, sugerującej wystąpienie osobliwości, czyli sytuacji, w której zastosowanie OTW zawodzi. Powiada się czasem, że „osobliwości to sytuacje, w których teoria Einsteina sama wyznacza swój kres”.

Okazuje się, że rozbieżność samego tylko ciśnienia w nagłych osobliwościach ma swoje istotne konsekwencje. Otóż ruch cząstek w czasoprzestrzeni opisywany jest równaniami linii geodezyjnych („najprostszycy” w zakrzywionej przestrzeni), natomiast relacje między sąsiadującymi geodezyjnymi opisywane są równaniami ich odchylenia. Zaskakujące jest, że pierwsze z tych równań zupełnie nie są czułe na nagłe osobliwości, a drugie je odczuwają, bo właśnie w nich pojawiają się drugie pochodne czynnika skali jako element odpowiednich tensorów związanych z krzywizną przestrzeni. Występowanie nieskończonych wartości drugiej pochodnej czynnika skali w równaniach odchylenia geodezyjnych odpowiada występowaniu nieskończonych wartości sił pływowych działających na grupę cząstek tworzących zespół, w którym każda cząstka znajduje się na pojedynczej geodezyjnej. Innymi słowy, pojedyncza cząstka poruszająca się wzdłuż dowolnej geodezyjnej wcale nie będzie czuła nagłej osobliwości (nie ma geodezyjnej niekompletności), natomiast zespół cząstek będzie ją czuł, chociaż w „słaby” sposób (tzw. słaba osobliwość [25]). Na przykład, może występować istotna różnica między ruchem cząstki elementarnej traktowanej jako punkt a ruchem cząstki elementarnej traktowanej jako obiekt rozciągnięty, taki jak struna fundamentalna będąca podstawowym obiektem w teorii superstrun. Zarówno jednak cząstki punktowe, jak i struny mogą przejść przez nagłą osobliwość w przyszłości [26].

Współczesne teorie grawitacji czerpiące z idei unifikacji oddziaływań fundamentalnych dopuszczają jeszcze inne możliwe stany w przyszłości Wszechświata. Na uwagę zasługują tu dwa stany nazywane czasem osobliwościami typu III i typu IV [27]. Pierwszy z nich polega na tym, że gęstość energii i ciśnienie będą dążyły do nieskończoności, a czynnik skali pozostanie skończony. Drugi z nich polega na tym, że gęstość energii i ciśnienie dążą do zera przy skończonym czynniku skali. Innymi słowy, rozmiar Wszechświata w tych osobliwościach pozostanie skończony, ale panujące w nich ciśnienie i gęstość energii będą albo nieskończenie duże, albo równe zeru.

5. Krótkie podsumowanie

Jak wynika z przedstawionych rozważań, dane obserwacyjne supernowych typu Ia obaliły nasz pogląd na możliwość występowania we Wszechświecie wyłącznie materii, jaką znamy, tj. materii o zerowym lub dodatnim ci-

śnieniu. Okazało się, że dzisiejszy Wszechświat jest zdominowany przez ciemną energię o ciśnieniu nieznacznie ujemnym (kwintesencja) lub superujemnym (fantom). Dominacja materii o superujemnym ciśnieniu pozwala postawić nowe hipotezy dotyczące przyszłej ewolucji Wszechświata, które mogą być o wiele bardziej drastyczne niż rozważane do tej pory. W szczególności takie rozważane zwykle przyszłe stany Wszechświata, jak asymptotyczna pustka (związana z nieskończone długim rozszerzaniem się Wszechświata lub dominacją stałej kosmologicznej) oraz Wielka Zapaść, mogą być zastąpione przez stany bardziej egzotyczne, takie jak Wielkie Rozerwanie czy też nagła osobliwość w przyszłości.

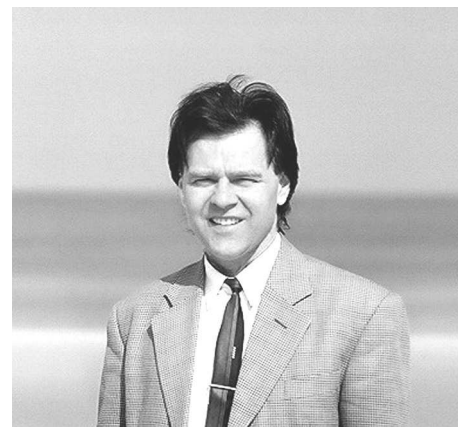
W kontekście wspomnianych już dualności fantomowych oraz strunowych na zakończenie warto również zrobić dygresję o niezależnie rozwijających się ideach dotyczących początku Wszechświata, wywodzących się z burzliwego rozwoju teorii unifikacyjnych w fizyce i reprezentowanych przez teorię superstrun. Podstawowym scenariuszem pojawiającym się w tym kontekście stał się scenariusz kosmologii przed Wielkim Wybuchem (lub inaczej preistniejącego Wszechświata) [19], który zakłada, że niektóre procesy fizyczne wczesnego Wszechświata zachodziły formalnie przed stanem o nieskończonej gęstości energii, a sam ten stan mógł być „wygładzony” przez pełną (jeszcze nieznaną) teorię unifikacji czterech oddziaływań fundamentalnych (teorię M). Innym scenariuszem opartym na teorii M jest scenariusz zderzających się membran w kosmologii ekpirotycznej lub cyklicznej [28]. (Model ekpirotyczny – od grec. *ekpyrosis*, pożar, pożoga – zakłada, że istniejący Wszechświat powstał w wyniku zderzenia dwóch 3-wymiarowych światów – bran – w przestrzeni z dodatkowym, czwartym wymiarem. Model cykliczny jest rozszerzeniem modelu ekpirotycznego). Głębsze rozważania na ten temat, związany zresztą w znacznym stopniu z tematem niniejszego artykułu, mogą być przedmiotem osobnej pracy i nie zostaną tu przedstawione. Czytelnika odsyłamy do niedawnego artykułu popularnego [21], którego autorem jest Gabriele Veneziano.

Literatura

- [1] J. Polchinski, *String Theory* (Cambridge University Press, Cambridge 1998).

- [2] E. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **15**, 168 (1929).
 [3] A. Einstein, *Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber.* 142 (1917).
 [4] A. Friedman, *Z. Phys.* **10**, 377 (1922).
 [5] G. Gamow, *Phys. Rev.* **70**, 572 (1946).
 [6] A.A. Penzias, R.W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
 [7] E.W. Kolb, M.S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley, Redwood City, California 1990).
 [8] W. von Mattig, *Astron. Nachr.* **284**, 109 (1958).
 [9] U. Alam, V. Sahni, T.D. Saini, A.A. Starobinsky, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344**, 1057 (2003); R.R. Caldwell, M. Kamionkowski, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **JCAP09**, 009 (2004); M.P. Dąbrowski, T. Stachowiak, *Ann. Phys. – New York* **321**, 771 (2006).
 [10] S. Perlmutter i in., *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999); A.G. Riess i in., *Astron. J.* **116**, 1009 (1998); A.G. Riess i in., *Astrophys. J.* **560**, 49 (2001).
 [11] H. Maris, S. Balibar, *Phys. Today* **53** (2), 29 (2000).
 [12] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 1 (1989).
 [13] A. Vilenkin, *Phys. Rep.* **121**, 265 (1985).
 [14] J.L. Tonry i in., *Astrophys. J.* **594**, 1 (2003); M. Tegmark i in., *Phys. Rev. D* **69**, 103501 (2004); A.G. Riess i in., *Astrophys. J.* **607**, 665 (2004).
 [15] R.R. Caldwell, *Phys. Lett.* **B545**, 23 (2002); R.R. Caldwell, M. Kamionkowski, N.N. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 071301 (2003).
 [16] S.M. Carroll, M. Hoffman, M. Trodden, *Phys. Rev. D* **68**, 023509 (2003); J.M. Cline, S. Jeon, G.D. Moore, *Phys. Rev. D* **70**, 043543 (2004).
 [17] C. Kiefer, *Ann. Phys. – Leipzig* **15**, 316 (2006).
 [18] M.P. Dąbrowski, T. Stachowiak, M. Szydłowski, *Phys. Rev. D* **68**, 103519 (2003).
 [19] M. Gasperini, G. Veneziano, *Phys. Rep.* **373**, 1 (2003).
 [20] K.A. Meissner, G. Veneziano, *Phys. Lett.* **B267**, 33 (1991).
 [21] G. Veneziano, *Świat Nauki*, czerwiec 2004.
 [22] J.D. Barrow, *Class. Quantum Grav.* **21**, L79 (2004).
 [23] J.D. Barrow, *Class. Quantum Grav.* **21**, 5619 (2004).
 [24] M.P. Dąbrowski, *Phys. Lett.* **B625**, 184 (2005).
 [25] A. Królak, *Class. Quantum Grav.* **3**, 267 (1986).
 [26] A. Balcerzak, M.P. Dąbrowski, *Phys. Rev. D* **73**, 101301(R) (2006).
 [27] S. Nojiri, S.D. Odintsov, S. Tsujikawa, *Phys. Rev. D* **71**, 063004 (2005).
 [28] J. Khoury, P.J. Steinhardt, N. Turok, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 031302 (2004).

Dr hab. MARIUSZ PRZEMYSŁAW DĄBROWSKI jest profesorem w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego, gdzie pracuje od 1992 roku. Studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Wrocławskim w 1984 r. Jego zainteresowania skupiają się wokół związków między teorią oddziaływań fundamentalnych a kosmologią. Odbił staże zagraniczne na Uniwersytecie Sussex (u Johna D. Barrowa), a także na uniwersytetach we Freiburgu, Glasgow, Portsmouth i Rostocku. Uzyskał nagrodę Ministra Edukacji Narodowej (1997), wyróżnienie w konkursie Towarzystwa Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji (1998) oraz nagrodę Zachodniopomorski Nobel (za rok 2005). Aktualnie jest zaangażowany w prace europejskiej sieci kosmologów COSMOFUN. Jego pozafizyczne zainteresowania to filozofia, poezja, muzyka, turystyka oraz sport.



Stulecie kwantów światła*

Roy J. Glauber

Harvard University, Cambridge, USA

One hundred years of light quanta

Nobel Lecture, 8 December 2005, Stockholm

Po tak wielu publikowanych ostatnio przypomnieniach nie mogło umknąć uwagi Państwa, że w tym roku obchodzimy stulecie narodzin kwantu światła. Pomyślałem, że mógłbym Wam dziś opowiedzieć o kilku fragmentach jego stuletniej biografii. Kwanty światła mamy oczywiście na Ziemi od wieków, w istocie odkąd dobry Bóg rzekł: „Niech się stanie elektrodynamika kwantowa” – co jest naturalnie współczesnym przekładem z biblijnego aramejskiego. W tym wykładzie spróbuję więc wyjaśnić, czym jest optyka kwantowa, choć nie starczy mi czasu, by opowiedzieć o wielu nowych kierunkach badań, do których nas ona doprowadziła. Niektórych z tych kierunków trudno byłoby się domyślać, gdy zaczynała się cała ta praca.

Moja własna działalność w tej dziedzinie rozpoczęła się gdzieś w połowie ubiegłego stulecia. Chciałbym opisać tło scenerii, w którą wkroczyłem wtedy jako student. Zaczynajmy jednak jeszcze wcześniej, zanim Planck uruchomił teorię kwantów. Warto przypomnieć niektóre niezwykle odkrycia XIX wieku, które zawdzięczamy głównie pracom Thomasa Younga i Augustina Fresnela. W pierwszych dwudziestu latach owego wieku ustalili oni, że światło jest zjawiskiem falowym i że fale te, jakiegokolwiek byłyby rodzaju, przenikają się nawzajem podobnie jak fale na powierzchni jeziora. Innymi słowy, wywołane przez nie odkształcenia dodają się algebraicznie, co nazywa się superpozycją. Stwierdzono więc, że gdy mamy dwie fale, które stale dotrzymują sobie kroku, to mogą się one sumować konstruktywnie w niektórych miejscach, a więc nawzajem się wzmacniać, lub drgać w przeciwnych kierunkach i skutek tego lokalnie się znosić, co nazywamy interferencją destruktywną.

Zjawiska interferencyjne były zatem bardzo dobrze poznane już około roku 1820. Z drugiej jednak strony zupełnie nie wiadomo, jaka jest natura fal świetlnych, dopóki James Clerk Maxwell nie zebrał i rozszerzył w znakomity sposób podstawowych praw elektryczności i magnetyzmu, tworząc tym samym znaną nam obecnie elektrodynamikę. Teoria Maxwella ukazała, że fale świetlne składają się z drgających pól elektrycznych i magnetycznych. Jak się okazało, teoria ta tak doskonale opisuje dynamikę

elektryczności i magnetyzmu w skali laboratoryjnej, że jej postać pozostawała długo niezmienną. Od około 1860 r. przez wiele lat nie wymagała ona żadnych istotnych uzupełnień poza wynikającymi z teorii kwantów i w rzeczy samej służy nam wciąż jako podstawa analizy działania wszystkich konstruowanych przyrządów optycznych. Ten wszechogarniający i nieustający sukces mógł prowadzić do pewnego rodzaju samozadowolenia. W połowie XX wieku zdawał się on wskazywać, że nauki optyczne nie muszą w praktyce brać pod uwagę ziarnistej natury światła. Badanie właściwości kwantów światła pozostawiono więc fizykom zajmującym się atomami i cząstkami elementarnymi, lecz ich ciekawość skupiała się głównie na innych zjawiskach.

Historia teorii kwantów zaczęła się oczywiście od Maksa Plancka. W roku 1900 zajął się on wykonanymi już wieloma pomiarami rozkładu widmowego promieniowania cieplnego emitowanego przez gorące ciała. Wiadomo było, że w dokładnie określonych warunkach, mianowicie dla całkowicie pochłaniających ciał doskonale czarnych i odpowiednio doskonałych emiterów, jest to jednoznacznie określony rozkład promieniowania. Natężenia poszczególnych barw w rozkładzie powinny w takich idealnych warunkach zależeć jedynie od temperatury, a w żadnej mierze nie od materiału, z którego zrobione są promieniujące źródła. Określa to tzw. widmo promieniowania ciała doskonale czarnego. Kontynuując prace poprzedników, Planck próbował znaleźć wzór, który wyrażałby kształt tego rozkładu. Wiedzano już nieco o jego kształcie przy małych częstościach, przewidywano też jego postać dla częstości dużych.

Pierwszym osiągnięciem Plancka było znalezienie empirycznego wzoru słusznego w całym zakresie częstości. Był to wzór dość prosty – zawierał jedną stałą, którą należało dopasować do wyników pomiarów w danej temperaturze. Planck przekonał się, że po takim dopasowaniu jego wzór jest poprawny także dla innych temperatur. Przedstawił go Niemieckiemu Towarzystwu Fizycznemu 19 października 1900 r. [1] i okazało się, że wzór ten z powodzeniem opisuje kolejne, nowe dane. Po paru ty-

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2005 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 2005 by the Nobel Foundation]

godniach uznano go za jedyne poprawne wyrażenie na rozkład widmowy promieniowania ciepłego.

Następne pytanie oczywiście brzmiało: czy wzór ten można wprowadzić w jakiś logiczny sposób? I tu Planck, wytrawny teoretyk, znalazł się w pewnym kłopotcie. Dzięki swej znajomości termodynamiki od razu zrozumiał, że może się oprzeć na dowolnym modelu materii, choćby nawet bardzo uproszczonym, pod warunkiem, że skutecznie opisuje on absorpcję i emisję światła. Oparł więc swój model na układzie mechanicznym, który najlepiej rozumiał, mianowicie na zbiorze jednowymiarowych oscylatorów harmonicznyc, drgających każdy z osobna jak ciężarek na końcu sprężyny, a przy tym elektrycznie naładowanych. Na podstawie teorii Maxwella wiedział dokładnie, jak takie naładowane oscylatory oddziałują z polem elektromagnetycznym i potrafił obliczyć, jak promieniają i pochłaniają światło. Musiał więc jeszcze tylko znaleźć warunki równowagi między tymi oscylatorami i polem elektromagnetycznym, grającym rolę swego rodzaju zbiornika ciepłego, którego zresztą nie zamierzał szczegółowo opisywać.

Planck przekonał się, że nie może wyprowadzić swego magicznego wzoru na rozkład promieniowania, jeśli nie przyjmie założenia, którego nie mógł zaakceptować z filozoficznego punktu widzenia – że wprowadzone przez niego oscylatory harmoniczne muszą mieć rozkład energii, który nie jest ciągły, jak należało oczekiwać, lecz ograniczony do ciągu wartości dyskretnych. Oscylatory o częstotliwości ν musiałyby mieć energię równą całkowitej wielokrotności ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) czegoś, co nazwał kwantem energii, $h\nu$.

Liczba h była właśnie tym jedynym parametrem, który musiał wprowadzić, by dopasować swój magiczny wzór do danych dla jednej temperatury. Planck stwierdził więc w istocie, że owe hipotetyczne oscylatory przedstawiające uproszczony obraz materii mogą mieć tylko tworzący „drabinkę” ciąg stanów energetycznych. Założenie takie pozwalało natychmiast zrozumieć, dlaczego rozkład promieniowania musi szybko maleć ze wzrostem częstotliwości. Zgodnie z tym założeniem odstępów energetycznych między stanami oscylatora stają się ze wzrostem częstotliwości coraz większe, a energia wzbudzenia termicznego ma z kolei wyraźnie ograniczone wartości w każdej ustalonej temperaturze. W równowadze termodynamicznej oscylatory o dużych częstotliwościach mogą nie osiągać nawet pierwszego stopnia wzbudzenia. Dlatego też w stanie równowagi emitowane jest niewiele promieniowania o dużej częstotliwości. Planck przedstawił tę rewolucyjną tezę Towarzystwu Fizycznemu 14 grudnia 1900 r. [2], mimo iż sam ledwo mógł w nią uwierzyć.

Następnego wielkiego odkrycia dokonał w 1905 r. młody Albert Einstein, zatrudniony wówczas w berneńskim biurze patentowym. Einstein zauważył najpierw, że dla dużych częstotliwości wynikająca ze wzoru Plancka entropia promieniowania ma postać entropii gazu doskonałego cząstek swobodnych o energii $h\nu$. Sugerowało to, że samo światło może mieć naturę dyskretną, lecz wcale nie było tego ostatecznym dowodem.

Żeby zdobyć silniejszy argument, Einstein zajął się badaniem zjawiska fotoelektrycznego, zaobserwowanego po raz pierwszy w 1887 r. przez Heinricha Hertza. Światło monochromatyczne padające na powierzchnię metalu wybija z niego elektrony, ale tylko wtedy, gdy częstotliwość przekracza pewną wartość progową, charakterystyczną dla każdego metalu. Najrozsądniej byłoby oczekiwać, że jeśli używamy silniejszego światła, to elektrony powinny wylatywać z większą prędkością, gdyż drgające pole elektryczne jest silniejsze – ale tak nie jest. Elektrony wylatują zawsze z tą samą prędkością, gdy padające światło ma częstotliwość większą niż progowa, a gdy częstotliwość jest mniejsza od progowej, nie ma w ogóle fotoelektronów.

Jedyną reakcją metalu na zwiększenie natężenia światła jest uwolnienie większej liczby elektronów. Einstein wytłumaczył to w sposób wręcz naiwnie prosty [3]. Założył, że samo światło składa się ze zlokalizowanych paczek energii, z których każda niesie jeden jej kwant. Gdy światło pada na metal, każda paczka zostaje wchłonięta przez jeden elektron. Elektron taki wylatuje z metalu z konkretną energią, równą różnicy energii paczki $h\nu$ i energii, jaką elektron musi zużyć, by opuścić metal.

Potwierdzenie doświadczalne wzoru Einsteina na energię fotoelektronów zajęło okres do lat 1914–16. Gdy wreszcie udało się to zrobić Millikanowi, stało się oczywiste, że Einstein miał rację i że światło rzeczywiście składa się ze skwantowanych paczek energii. Tak to Einstein został ojcem kwantów światła, dzięki jednemu ze swych wiekopomnych artykułów napisanych w 1905 r.

Ciąg dalszy tej historii był następujący. W 1909 r. Einstein zaczął zdawać sobie sprawę, że jego paczki energii powinny też mieć pęd, równy – za Maxwellem – ich energii podzielonej przez prędkość światła. Te z założenia zlokalizowane paczki powinny być wysyłane w jednym kierunku, jeśli miały pozostać zlokalizowane i tworzyć „Nadelstrahlung” (cienką wiązkę promieniowania). To całkiem co innego niż szeroki, ciągły rozkład kątowy promieniowania, które zgodnie z teorią Maxwella wysyła oscylator harmoniczny. Losowy rozkład takich wiązek promieniowania wyglądałby na wystarczająco ciągły, ale niepokojąca była losowość ich emisji. Najwyraźniej była to pierwsza niepokojąca Einsteina zmienna losowa w teorii kwantów; miały one irytować go aż do końca życia.

W roku 1916 Einstein znalazł inny, dużo bardziej pomysłowy sposób wyprowadzenia rozkładu Plancka – przez badanie tempa emisji promieniowania przez atomy. W tym czasie bardzo mało wiedziano o atomach poza tym, że są zdolne do pochłaniania i wysyłania promieniowania. Po umieszczeniu atomu w polu promieniowania cząstki naładowane wchodzące w skład tego atomu powinny być z całą pewnością wprawiane w drgania przez to oscylujące pole, a drgania prowadziłyby albo do absorpcji, albo do emisji promieniowania. Te procesy absorpcji i emisji byłyby wywołane obecnością promieniowania. Einstein stwierdził jednak, że równowagę termodynamiczną między materią i promieniowaniem można osiągnąć tylko wtedy, gdy oprócz tych procesów indukowanych występuje też proces spontaniczny, w którym wzbudzony atom wysyła pro-

mieniowanie nawet pod nieobecność pola promieniowania. Byłby to więc odpowiednik rozpadu promieniotwórczego odkrytego przez Rutherforda. Szybkościami, z jakimi zachodzą te procesy, rządzą słynne współczynniki Einsteina, oznaczane odpowiednio przez B oraz A . Występowanie emisji spontanicznej okazało się ważną wskazówką przy konstruowaniu elektrodynamiki kwantowej.

Naturalnie utrzymywały się wciąż pewne wątpliwości co do kwantowej natury światła, lecz wiele z nich rozwiła w 1922 r. odkrycie Comptona, że kwanty promieniowania rentgenowskiego są rozpraszane przez elektrony zgodnie z tymi samymi zasadami, które rządzą zderzeniami kul bilardowych. W obu przypadkach spełnione są w bardzo podobny sposób zasady zachowania energii i pędu. Stało się jasne, że korpuskularny obraz kwantów światła pozostanie z nami na długo niezależnie od towarzyszących mu dylematów.

Następnym dramatycznym etapem rozwoju teorii kwantów były oczywiście lata 1924–26. Częstkom materialnym, np. elektronom, przypisano takie same właściwości falowe, jakie od dawna były uważane za charakterystyczne dla światła. De Broglie, Heisenberg, Schrödinger i inni dokonali wówczas prawdziwych cudów, wyjaśniając budowę atomów. Pomimo wielkich sukcesów, jakie te odkrycia nowoczesnej mechaniki kwantowej odniosły w stworzeniu podstaw jeszcze ogólniejszej teorii struktury materii, wydawało się jednak z początku, że wnoszą one niewiele do rozumienia zjawisk elektromagnetycznych. Emisja spontaniczna wciąż pozostawała zagadką.

Tak więc przez pewien czas opisywaliśmy procesy promieniste metodami nazywanymi zwykle „półklasycznymi”. W tym wypadku godny odnotowania jest przymiotnik „klasyczne”, gdyż jak wiadomo każda dziedzina badań ma swą klasykę. Wiele ze znanych nam „klasyk” datuje się sprzed dwóch czy trzech tysięcy lat. Niektóre są młodsze, lecz wszystkie cechuje antyczny lub starożytny charakter. W przypadku fizyki jesteśmy znacznie precyzyjniejsi i bardziej współcześni. Wszystko, co rozumieliśmy lub mogliśmy zrozumieć przed ukazaniem się artykułu Plancka z 14 grudnia 1900 r., jest dla nas klasyczne. Te pojęcia to nasza klasyka. To właśnie wprowadzenie stałej Plancka wyznacza przejście od ery klasycznej do nowoczesności.

Era „półklasyczna” trwała naprawdę zaledwie około dwóch lat i zakończyła się wraz z odkryciem przez Paula Diraca [4], że próżnię, tzn. pustą przestrzeń, należy traktować jak układ dynamiczny. Maxwell wykazał, że rozkład energii pola elektromagnetycznego w przestrzeni wyraża się kwadratową zależnością od natężeń pól elektrycznego i magnetycznego. Te wyrażenia kwadratowe mają formalnie identyczną strukturę jak matematyczne wzory na energię mechanicznych oscylatorów harmonicznyc. Dirac zauważył, że chociaż może się wydawać, iż w próżni nie ma żadnych uporządkowanych pól, to jednak te matematycznie określone oscylatory opisujące energię pola mogą wnieść przyczynki, których nie należy pomijać. Kwantowa natura oscylatorów miałaby więc wprowadzić ważną, lecz dotąd nieuwzględnianą poprawkę do rozważań Plancka.

Już Planck stwierdził, że energia oscylatora harmonicznego musi być równa wielokrotności kwantu energii $h\nu$, ale dojrzała mechanika kwantowa wymaga, by ta energia wynosiła nie $n h\nu$, lecz $(n+1/2)h\nu$. Odstęp między poziomami energii pozostają niezmienione, lecz kwantowa zasada nieoznaczoności daje dodatkowy składnik $(1/2)h\nu$. Oscylator harmoniczny nigdy nie może być całkowicie pozbawiony energii, gdyż wówczas jego położenie i pęd musiałyby mieć równocześnie dokładnie zerowe wartości.

Tak więc według Diraca pole elektromagnetyczne zbudowane jest z pól, których amplitudy mogą drgać harmonicznie. Z powodu występującej zawsze połowki kwantu energii $(1/2)h\nu$ pola te nie mogą jednak nigdy pozostawać w spoczynku. Muszą zawsze ulegać swym podstawowym wzbudzeniom, tzw. drganiom zerowym. Próżnia jest więc aktywnym układem dynamicznym. Nie jest pusta. Pulsuje wciąż słabymi polami elektromagnetycznymi, będącymi częścią podstawowego stanu pustki. Z tych drgających pól elektromagnetycznych nie możemy wydobyc żadnej energii, niemniej musimy je uznać za rzeczywiste i obecne, choć w żaden sposób nie jest nam dane ich bezpośrednie postrzeganie.

Bezpośrednią konsekwencją tego obrazu była unifikacja pojęć emisji spontanicznej i wymuszonej. Pierwsza z nich jest emisją wymuszoną przez owe zerowe oscylacje pól elektromagnetycznych. Co więcej, dostarcza ona w pewnym sensie sposobu na pośrednią obserwację drgań zerowych poprzez ich wzmocnienie. Wzmacniacze kwantowe wytwarzają tło szumów składające się z promieniowania wymuszanego przez te fluktuacje próżniowe.

Warto zwrócić uwagę na małą zmianę w terminologii, która nastąpiła pod koniec lat dwudziestych XX w. Skoro stwierdzono, że cząstki materialne wykazują pewne falowe cechy kwantów światła, to wydało się właściwe przyznanie, że same kwanty światła mogą być cząstkami elementarnymi i nazwanie ich „fotonami” zgodnie z sugestią Gilberta Lewisa z 1926 r. Wydają się pod każdym względem tak samo dyskretne jak cząstki materialne, choć ich istnienie jest bardziej ulotne i można je w każdej chwili swobodnie kreować lub anihilować.

Niezliczone doświadczenia optyczne, wykonane do połowy XX w., w ten czy inny sposób polegały na detekcji jedynie natężenia światła. Mogło się wręcz wydawać, że nie warto było mierzyć niczego innego. Ponadto pomiary te wykonywano na ogół przy użyciu stacjonarnych wiązek światła przechodzących przez ośrodki bierne. Opisywanie tych pomiarów prostym i w gruncie rzeczy klasycznym językiem było więc bardzo łatwe. Pierwszym, charakterystycznym krokiem opisu matematycznego było rozbicie wyrażenia na oscylujące pole elektryczne E na dwa wzajemnie sprzężone człony:

$$E = E^{(+)} + E^{(-)}, \quad (1)$$

$$E^{(-)} = (E^{(+)})^*, \quad (2)$$

przy czym zakłada się, że $E^{(+)}$ zawiera tylko częstotliwości dodatnie, czyli wyrazy oscylujące jak $e^{-i\omega t}$ dla wszystkich $\omega > 0$, a $E^{(-)}$ – tylko człony $e^{i\omega t}$ z częstotliwościami ujem-

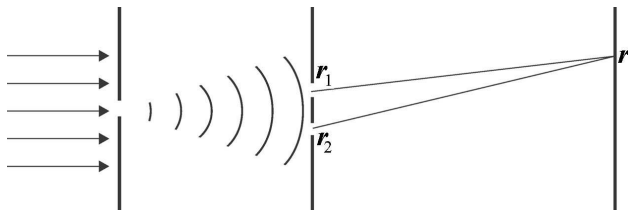
nymi. Jest to podział znany elektrotechnikom, motywowany wyłącznie wygodą przy operowaniu funkcjami wykładniczymi. Nie ma on żadnego uzasadnienia w kontekście teorii klasycznej, gdyż obie funkcje zespolone $E^{(+)}$ oraz $E^{(-)}$ są sobie fizycznie równoważne. Dostarczają one identycznych opisów pola w teorii klasycznej.

Każde z pól $E^{(\pm)}(rt)$ zależy na ogół zarówno od współrzędnych przestrzennych r jak i czasu t . Chwilowe natężenie pola w punkcie r i chwili t wynosi więc

$$|E^{(+)}(rt)|^2 = E^{(-)}(rt)E^{(+)}(rt). \quad (3)$$

W praktyce mierzono zawsze natężenie średnie, zwykle uśrednione po czasie.

Niezwykle pomysłowym elementem wielu doświadczeń optycznych, datującym się aż od doświadczenia Younga, było doprowadzenie do superpozycji pól w różnych punktach w przestrzeni i czasie przed pomiarem natężenia światła. W doświadczeniu Younga, pokazanym na rys. 1, światło przechodzące przez otwór w pierwszej przesłonie przechodzi następnie przez dwa otworki w przesłonie drugiej, po czym jest wykrywane, gdy pada na ekran. Pole $E^{(+)}(rt)$ w dowolnym punkcie na ekranie jest superpozycją fal wychodzących z dwóch otworków. Mała różnica czasu ich dotarcia do ekranu wynika z nieco innej długości przebytej drogi.



Rys. 1. Doświadczenie Younga. Światło przechodzące przez otworek w pierwszej przesłonie pada na dwa blisko położone otworki w przesłonie drugiej. Superpozycja fal wychodzących z tych otworków o położeniach r_1 oraz r_2 powoduje powstanie prążków interferencyjnych w punktach r na ekranie.

Jeśli chcemy szczegółowo zbadać natężenie wypadkowe, to okazuje się, że najwygodniej dokonać tego przy użyciu funkcji korelacji, którą zdefiniujemy wzorem

$$G^{(1)}(r_1 t_1, r_2 t_2) = \langle E^{(-)}(r_1 t_1) E^{(+)}(r_2 t_2) \rangle. \quad (4)$$

Jest to funkcja zespolona, która zależy w ogólności od obu punktów czasoprzestrzennych $r_1 t_1$ oraz $r_2 t_2$. Nawiasy kątowne $\langle \dots \rangle$ wskazują, że dokonano w jakiś sposób wspomnianego uśrednienia. Średnie natężenie pola w punkcie rt jest równe po prostu $G^{(1)}(rt, rt)$.

Ponieważ pole $E^{(+)}(rt)$ w pewnym punkcie na ekranie jest sumą dwóch pól, tzn. jest proporcjonalne do $E^{(+)}(r_1 t_1) + E^{(+)}(r_2 t_2)$, łatwo zauważyć, że średnie natężenie w punkcie rt na ekranie jest sumą czterech funkcji korelacji:

$$G^{(1)}(r_1 t_1, r_1 t_1) + G^{(1)}(r_2 t_2, r_2 t_2) + G^{(1)}(r_1 t_1, r_2 t_2) + G^{(1)}(r_2 t_2, r_1 t_1). \quad (5)$$

Pierwsze dwa człony to oddzielne wkłady od dwóch otworków w drugiej przesłonie, czyli natężenia pochodzące od nich wówczas, gdy każdy z otworków występuje jako jedyny. Te gładkie rozkłady natężeń uzupełnione są jednak przez dwa pozostałe człony sumy, które opisują charakterystyczny efekt interferencji fal. To właśnie te człony prowadzą do prążków obserwowanych przez Younga.

Prążki interferencyjne tego rodzaju mają największy kontrast, czyli widzialność, gdy człony korelacyjne, takie jak $G^{(1)}(r_1 t_1, r_2 t_2)$, są możliwie największe. Istnieje jednak proste ograniczenie wielkości takich korelacji, nałożone przez pewną znaną nierówność. W sensie formalnym funkcje korelacji, takie jak $G^{(1)}(r_1 t_1, r_2 t_2)$, są odpowiednikami iloczynów skalarnych dwóch wektorów i wobec tego podlegają nierówności Schwarz'a. Kwadrat modułu funkcji korelacji nie może zatem być większy od iloczynu dwóch natężeń. Jeśli oznaczymy skrótowo przez x parę współrzędnych r oraz t , to musi być spełniona nierówność

$$|G^{(1)}(x_1, x_2)|^2 \leq G^{(1)}(x_1, x_1) G^{(1)}(x_2, x_2). \quad (6)$$

Górną granicę korelacji wzajemnej otrzymuje się wówczas, gdy

$$|G^{(1)}(x_1, x_2)|^2 = G^{(1)}(x_1, x_1) G^{(1)}(x_2, x_2); \quad (7)$$

osiągamy wtedy maksymalny kontrast prążków, a o polach w punktach x_1 oraz x_2 mówimy, że są ze sobą spójne. Jest to tradycyjnie używana w optyce definicja spójności wzajemnej [5].

Jest też inny sposób wyrażenia warunku na spójność optyczną, przydatny zwłaszcza wtedy, gdy badamy spójność w parach punktów leżących w pewnym wybranym obszarze czasoprzestrzeni. Załóżmy, że można znaleźć pole $\mathcal{E}(rt)$ o częstościach dodatnich spełniające odpowiednio równania Maxwella i że funkcję korelacji (4) można wyrazić w postaci następującego iloczynu:

$$G^{(1)}(r_1 t_1, r_2 t_2) = \mathcal{E}^*(r_1 t_1) \mathcal{E}(r_2 t_2). \quad (8)$$

Choć konieczność tego warunku faktoryzacji wymaga przeprowadzenia dowodu [6], to w każdym razie jest jasne, że prowadzi on do spójności optycznej zdefiniowanej uprzednio przez górną granicę w nierówności (6), gdyż w tym przypadku mamy

$$|G^{(1)}(r_1 t_1, r_2 t_2)|^2 = |\mathcal{E}(r_1 t_1)|^2 |\mathcal{E}(r_2 t_2)|^2. \quad (9)$$

W mechanice kwantowej zmienne fizyczne, takie jak $E^{(\pm)}(rt)$, są reprezentowane nie przez liczby zespolone, lecz operatory działające na wektory $| \rangle$ przestrzeni Hilberta opisujące stany układu, którym w naszym przypadku jest pole elektromagnetyczne. Mnożenie operatorów $E^{(+)}(r_1 t_1)$ oraz $E^{(-)}(r_2 t_2)$ na ogół jest nieprzemienne i można dowieść, że oba operatory działają w zupełnie inny sposób na wektory $| \rangle$ reprezentujące stany pola. W szczególności można wykazać, że $E^{(+)}$ jest operatorem anihilacji. Obniża on o jeden liczbę fotonów pola. Działając na n -fotonowy stan $|n\rangle$, daje $(n-1)$ -fotonowy stan $|n-1\rangle$. Dalsze jego działanie zmniejsza jeszcze bardziej liczbę fotonów, lecz proces ten musi zakończyć się stanem

o $n = 0$, czyli stanem próżni $|\text{vac}\rangle$, w którym już nie ma żadnego fotonu. W tym stanie musimy mieć ostatecznie

$$E^{(+)}(\mathbf{r}t)|\text{vac}\rangle = 0. \quad (10)$$

Operator sprzężony z $E^{(+)}$, którym jest $E^{(-)}$, musi mieć własność przekształcania stanu n -fotonowego w $(n+1)$ -fotonowy, tak że np. stan $E^{(-)}(\mathbf{r}t)|\text{vac}\rangle$ jest stanem jednofotonowym. Z uwagi na to, że nie można osiągnąć stanu próżni przez zwiększanie liczby fotonów, musimy też nałożyć warunek

$$\langle \text{vac}|E^{(-)}(\mathbf{r}t) = 0, \quad (11)$$

sprzężony z równaniem (10).

Wynik pomiaru kwantowego zależy często od sposobu, w jaki ten pomiar jest prowadzony. Najbardziej pouczające i najbardziej pouczające sposoby interpretowania takich doświadczeń są na ogół oparte na fizyce samego procesu pomiaru. Aby więc analizować pomiary natężenia światła, powinniśmy zrozumieć działanie urządzeń wykrywających i zliczających fotony.

Polega ono na ogół na pochłanianiu kwantów światła i rejestrowaniu każdego procesu absorpcji np. przez detekcję wyemitowanego fotoelektronu. Nie musimy wnikać w szczegóły procesu absorpcji, aby dostrzec ogólny charakter wyrażenia na prawdopodobieństwo zarejestrowania fotonu. Musimy tylko założyć, że nasz idealny detektor w punkcie \mathbf{r} ma znikome rozmiary, a prawdopodobieństwo absorpcji w nim fotonu nie zależy od częstości, tak że można uważać, że analizuje on pole w konkretnej chwili t . Tak więc jeśli pole przechodzi ze stanu początkowego $|i\rangle$ do stanu końcowego $|f\rangle$, w którym jest o jeden foton mniej, to amplituda prawdopodobieństwa tego procesu wyrażona jest jako iloczyn skalarny – element macierzowy

$$\langle f|E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle. \quad (12)$$

Aby znaleźć całkowite prawdopodobieństwo przejścia, musimy obliczyć kwadrat modułu tej amplitudy i wykonać sumowanie po zbiorze zupełnym wszystkich możliwych stanów końcowych $|f\rangle$ pola. Zupełność układu stanów $|f\rangle$ wyraża wzór

$$\sum_f |f\rangle\langle f| = 1.$$

Tak więc otrzymujemy całkowite prawdopodobieństwo przejścia proporcjonalne do

$$\begin{aligned} \sum_f |\langle f|E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle|^2 &= \sum_f \langle i|E^{(-)}(\mathbf{r}t)|f\rangle\langle f|E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle \\ &= \langle i|E^{(-)}(\mathbf{r}t)E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Warto tu powtórzyć, że w mechanice kwantowej pola $E^{(\pm)}$ są operatorami nieprzemiennymi, a nie po prostu liczbami. Nie można więc odwrócić ich porządku w wyrażeniu (13) bez zmiany jego wartości. W teorii klasycznej $E^{(+)}$ i $E^{(-)}$ są po prostu liczbami i niosą równoważną informację. Nie ma fizycznego rozróżnienia między absorpcją i emisją fotonu, gdyż w teorii klasycznej nie ma fotonów. Fakt, że energia kwantu $h\nu$ dąży do zera, gdy

$h \rightarrow 0$, usuwa wszelkie różnice między dodatnimi i ujemnymi wartościami zmiennej reprezentującej częstość.

Stan początkowy pola w naszym doświadczeniu ze zliczaniem fotonów zależy oczywiście od właściwości użytego źródła światła, a w ogóle bardzo mało źródeł wytwarza czysty stan kwantowy. Musimy więc uważać, że stan $|i\rangle$ zależy w ogólności od jakiegoś układu losowych i niekontrolowanych parametrów charakteryzujących źródło. Mierzona przez nas statystyka zliczeń może więc zmieniać się od jednej serii pomiarów do drugiej. Wartość, którą mamy podać, trzeba uważać za średnią tych wszystkich pomiarów. Najzgrabniejszym sposobem wyrażenia losowego charakteru stanu $|i\rangle$ jest wprowadzenie operatora nazwanego przez von Neumanna operatorem gęstości

$$\rho = \{|i\rangle\langle i|\}_{\text{av}}, \quad (14)$$

stanowiącego średnią iloczynu zewnętrznego wektora $|i\rangle$ z samym sobą. Pozwala to zapisać średnie prawdopodobieństwo zliczeń jako

$$\{\langle i|E^{(-)}(\mathbf{r}t)E^{(+)}(\mathbf{r}t)|i\rangle\}_{\text{av}} = \text{Tr} \{\rho E^{(-)}(\mathbf{r}t)E^{(+)}(\mathbf{r}t)\}. \quad (15)$$

Doświadczenia interferencyjne, takie jak Younga czy Michelsona, polegają często, jak już wspomnieliśmy, na pomiarze natężenia światła będącego kombinacją liniową pól pochodzących z dwóch różnych punktów czasoprzestrzeni. Żeby obliczyć prawdopodobieństwo zliczeń w polu typu $E^{(+)}(\mathbf{r}_1t_1) + E^{(+)}(\mathbf{r}_2t_2)$, musimy znać wyrażenia podobne do tych z równania (15), lecz dla dwóch różnych argumentów czasoprzestrzennych \mathbf{r}_1t_1 oraz \mathbf{r}_2t_2 . Wygodnie jest więc zdefiniować kwantową postać funkcji korelacji (4) jako

$$G^{(1)}(\mathbf{r}_1t_1\mathbf{r}_2t_2) = \text{Tr} \{\rho E^{(-)}(\mathbf{r}_1t_1)E^{(+)}(\mathbf{r}_2t_2)\}. \quad (16)$$

Funkcja ta ma taką samą strukturę iloczynu skalarnego, jak klasyczna funkcja (4), i podobnie jak poprzednio można wykazać, że spełnia nierówność (6). I znów możemy do definicji spójności optycznej użyć górnej granicy modułu tej funkcji korelacji wzajemnej lub, co jest równoważne, warunku faktoryzacji (8).

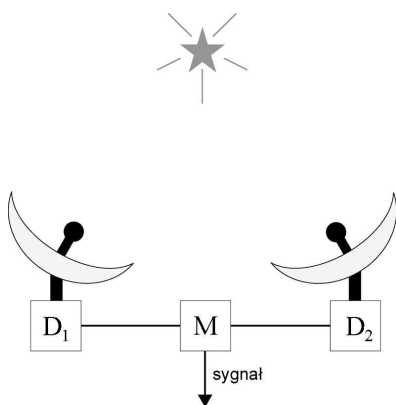
Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na to, że w doświadczeniach optycznych, w których trzeba otrzymać duży stopień spójności, prawie zawsze osiąga się ten cel przez użycie światła możliwie najbardziej monochromatycznego. Wynika to z warunku faktoryzacji (8). Doświadczenia te wykorzystują zawsze stałe lub statystycznie stacjonarne źródła światła. Przez stan stacjonarny rozumiemy stan, w którym funkcja $G^{(1)}$ o dwóch różnych argumentach czasowych t_1 oraz t_2 może w istocie zależeć jedynie od ich różnicy $t_1 - t_2$. Spójność optyczna wymaga wtedy, by

$$G^{(1)}(t_1 - t_2) = \mathcal{E}^*(t_1)\mathcal{E}(t_2). \quad (17)$$

Jedynym możliwym rozwiązaniem tego równania funkcjonalnego jest funkcja $\mathcal{E}(t)$ oscylująca z jedną dodatnią częstością. Wymóg monochromatyczności jest więc konsekwencją ograniczenia się do źródeł stacjonarnych. Warunek faktoryzacji (8) definiuje jednak spójność optyczną bardziej ogólnie, również dla źródeł niestacjonarnych.

Pomimo iż wartości energii kwantów światła widzialnego są bardzo małe w skali życia codziennego, od wielu dziesiątków lat istnieją metody umożliwiające ich indywidualną detekcję. Najprostsze opierają się na zjawisku fotoelektrycznym i zastosowaniu fotopowielaczy do wytwarzania impulsów prądu o określonym kształcie. Możliwość rejestrowania pojedynczych kwantów postawiła interesujące pytania dotyczące ich rozkładu statystycznego, który w zasadzie powinien być mierzalny. Możemy sobie np. wyobrazić umieszczenie w wiązce światła licznika kwantowego i sprawdzenie rozkładu odstępów czasu między kolejnymi impulsami prądu. O ile wiem, tego rodzaju problemy statystyczne nie były nigdy stawiane, zanim w latach pięćdziesiątych nie stało się jasne znaczenie korelacji kwantowych. Do tego czasu w prawie wszystkich doświadczeniach optycznych mierzono tylko natężenie średnie lub szybkość zliczeń kwantów, tak że do ich opisu wystarczała funkcja $G^{(1)}$. Ale właśnie w tym czasie rozpoczęto wykonywanie doświadczeń nowego typu, wymagających bardziej ogólnego podejścia. Okres ten wyznacza zapewne początek optyki kwantowej jako dziedziny względnie nowej lub odmłodzonej.

W doświadczeniu, które uważam za najciekawsze, Robert Hanbury Brown i Richard Q. Twiss wprowadzili nowy rodzaj interferometrii [7]. Z początku zamierzali oni zmierzyć rozmiary kątowe źródeł fal radiowych na niebie i odkryli, że można tego dokonać przy użyciu dwóch anten, jak pokazano na rys. 2, z detektorami połączonymi z każdą z nich. W tym układzie oscylacje pola o dużej częstotliwości powinny być usunięte, a zaszumione sygnały o małej częstotliwości przesyłano do urządzenia centralnego, które wyznaczało ich iloczyn oraz dokonywało uśrednienia względem czasu. Ponieważ każdy z dwóch detektorów wytwarzał sygnał wyjściowy proporcjonalny do kwadratu natężenia padającego pola, urządzenie centralne rejestrowało sygnał zależny od natężeń pól w czwartej potęgę.



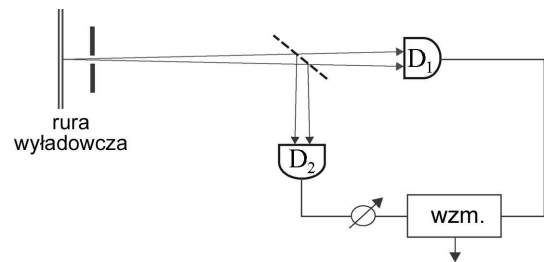
Rys. 2. Schemat interferometru Hanbury'ego Browna i Twissa. Fale radiowe są rejestrowane przez dwie anteny. Odfiltrowane sygnały o małej częstotliwości są przesyłane do urządzenia, które daje sygnał wyjściowy proporcjonalny do ich iloczynu.

Stosując klasyczne wyrażenia na natężenie pola, łatwo wykazać, że taka wielkość czwartego stopnia zawiera

mierzalny człon interferencyjny. Korzystając z tego, Hanbury Brown i Twiss z powodzeniem zmierzili rozmiary kątowe wielu źródeł radiowych. Zadali sobie następnie pytanie, czy mogliby przeprowadzić podobne doświadczenie nad „interferometrią natężeń” także dla światła i w ten sposób zmierzyć średnice kątowe widocznych gwiazd. Wydawało się to całkiem logiczne, lecz wymagałoby w tym przypadku rejestrowania interferencji par fotonów. Takiej interferencji nie dopuszcza jednak twierdzenie sformułowane przez Diraca w pierwszym rozdziale jego sławnego podręcznika mechaniki kwantowej [8]. Tłumacząc tam, dlaczego w interferometrze Michelsona występują prążki, stwierdza on w jasny i dobitny sposób: „Każdy foton interferuje wyłącznie z samym sobą. Interferencja dwóch fotonów nigdy się nie zdarza”.

Warto w tym miejscu przypomnieć: interferencja oznacza po prostu, że amplitudy prawdopodobieństwa procesów alternatywnych i nierozróżnialnych należy dodawać algebraicznie. To nie fotony interferują fizycznie, lecz ich amplitudy prawdopodobieństwa, a te można definiować równie dobrze dla dowolnych liczb fotonów.

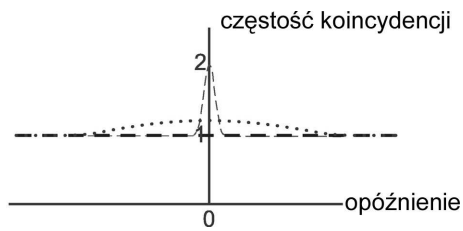
Najwidoczniej Hanbury Brown i Twiss mieli w tej sprawie wątpliwości i wykonali doświadczenie [9], by się przekonać, czy pary fotonów naprawdę interferują. Ich aparaturę pokazano na rys. 3. Źródłem światła jest wy-



Rys. 3. Doświadczenie Hanbury'ego Browna i Twissa do badania korelacji fotonów. Skrajnie monochromatyczne światło z rury wyładowczej pada na półprzezroczyste zwierciadło, które kieruje każdą z wiązek na inny detektor. Natężenia prądów fotoelektrycznych obu detektorów są mnożone przez siebie, a następnie uśredniane. Zmienne opóźnienie sygnałów uzyskuje się przez zmianę odległości detektora D_2 od zwierciadła.

soce monochromatyczna rura wyładowcza. Światło z tego źródła jest kolimowane i pada na półprzezroczyste zwierciadło, które kieruje dwie oddzielne wiązki do dwóch fotodetektorów. Mniej lub bardziej przypadkowe sygnały wyjściowe z tych dwóch fotodetektorów są mnożone przez siebie, jak w doświadczeniu z falami radiowymi, a następnie uśredniane. Uzyskane sygnały średnie wykazują niewielkie maksimum odpowiadające równoczesnej rejestracji fotonów przez oba fotodetektory (rys. 4). Efekt ten można było usunąć, przesuując jeden z liczników i wprowadzając tym samym opóźnienie wskazań jednego względem drugiego. Obserwowane w ten sposób zjawisko koincydencji, choć bardzo słabe ze względu na niewielką rozdzielczość czasową liczników, odebrano jako niespodziankę. Obserwacja

korelacji czasowej fotonów wiązki stacjonarnej była czymś kompletnie nowym. Doświadczenie powtarzano kilkakrotnie przy coraz lepszej rozdzielczości i za każdym razem efekt korelacyjny pojawiał się coraz wyraźniej [10].

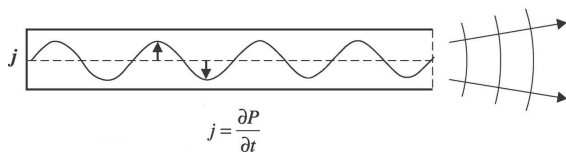


Rys. 4. Zmierzona częstość koincydencji jest dla dostatecznie małych opóźnień nieco większa od stałego tła pochodzącego od przypadkowych koincydencji. Otrzymane maksimum jest obniżone i rozszerzone z powodu względnie długiego czasu reakcji detektorów. Gdyby detektory były idealne, byłoby ono ostrzejsze i wyższe (cienka linia przerywana).

Efekt korelacyjny był wystarczająco niespodziewany, by wymagał jasnego wytłumaczenia. Najbliższa tego celu była pomysłowa argumentacja Edwarda M. Purcella [11], który zastosował półklasyczną teorię promieniowania oraz wzór na czas relaksacji szumu radiowego, wyprowadzony w czasie wojennych badań nad radarami. Prowadziła ona do wniosku, że czas korelacji fotonów uległby wydłużeniu, gdyby użyć bardziej monochromatycznego źródła światła.

W późnych latach pięćdziesiątych pracowano już oczywiście nad budową laserów, lecz dopiero w 1960 r. powstały pierwsze lasery helowo-neonowe [12] o niezwykle monochromatycznych i stacjonarnych wiązkach. Postawiono wtedy pytanie: jakie są korelacje fotonów w wiązce laserowej? Czy w bardziej monochromatycznych wiązkach rozciągają się one na dużo dłuższe przedziały czasu, jak można było przypuszczać? Muszę się przyznać, że sam głowiłem się nad tym pytaniem przez jakiś czas, bo wydawało mi się – nawet bez szczegółowego wnikania w teorię działania lasera – że nie powinno być żadnych takich rozciągniętych korelacji.

Drgający prąd elektryczny wytwarzający światło w rurze laserowej nie jest prądem swobodnych ładunków. Jest to prąd polaryzacji ładunków związanych, drgających w kierunku prostopadłym do osi rury (rys. 5). Jeśli jest on dostatecznie silny, to może być traktowany jako prąd



Rys. 5. Schemat lasera gazowego. Stojąca fala świetlna w rurze wyładowczej wytwarza silny prąd polaryzacji poprzecznej w gazie. Oscylacje tego prądu podtrzymują falę stojącą i wytwarzają wiązkę promieniowania.

klasyczny, który przy emisji poszczególnych fotonów doznaje bardzo słabego odrzutu. Wiedziałem [13], że prądy takie prowadzą do emisji fotonów o rozkładzie Poissona, wskazującym dobitnie, iż emitowane fotony są od siebie statystycznie niezależne. Wydawało się więc, że wiązka z lasera nie powinna w ogóle wykazywać korelacji typu Hanbury’ego Browna i Twissa.

Jak wobec tego można było zinterpretować pomiary koincydencyjne Hanbury’ego Browna i Twissa? Jeśli dwa liczniki fotonów są czułe na sygnały w punktach czasoprzestrzennych $\mathbf{r}_1 t_1$ oraz $\mathbf{r}_2 t_2$, musimy używać dwóch operatorów anihilacji $E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1)$ oraz $E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2)$ (które zresztą komutują). Amplituda prawdopodobieństwa przejścia pola ze stanu $|i\rangle$ do stanu $|f\rangle$ z ubytkiem dwóch fotonów wynosi

$$\langle f|E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2)E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1)|i\rangle. \quad (18)$$

Gdy podniesiemy to wyrażenie do kwadratu, wykonamy sumowanie po stanach końcowych $|f\rangle$ i uśrednienie po stanach początkowych $|i\rangle$, to otrzymamy funkcję korelacji nowego rodzaju, którą możemy przedstawić jako

$$G^{(2)}(\mathbf{r}_1 t_1 \mathbf{r}_2 t_2 \mathbf{r}_2 t_2 \mathbf{r}_1 t_1) = \text{Tr} \{ \rho E^{(-)}(\mathbf{r}_1 t_1) E^{(-)}(\mathbf{r}_2 t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_2 t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_1 t_1) \}. \quad (19)$$

Jest to przypadek szczególny nieco ogólniejszej funkcji korelacji drugiego rzędu, która ma postać (przy skrótowym oznaczeniu $x_j = \mathbf{r}_j t_j$)

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_3 x_4) = \text{Tr} \{ \rho E^{(-)}(x_1) E^{(-)}(x_2) E^{(+)}(x_3) E^{(+)}(x_4) \}. \quad (20)$$

Hanbury Brown i Twiss zadbali jednak o to, by wiązki padające na ich dwa liczniki były możliwie najbardziej spójne w zwykłym sensie optycznym. Funkcja $G^{(1)}$ powinna więc spełniać warunek faktoryzacji (8), z czego jednak nie wynikają żadne podobne własności funkcji $G^{(2)}$ określonej wzorami (19) lub (20).

Jednym ze sposobów zdefiniowania spójności drugiego rzędu może być żądanie podobnej faktoryzacji funkcji $G^{(2)}$:

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_3 x_4) = \mathcal{E}^*(x_1) \mathcal{E}^*(x_2) \mathcal{E}(x_3) \mathcal{E}(x_4). \quad (21)$$

Definicja ta może być przydatna, mimo że korelacje Hanbury’ego Browna i Twissa przekonują nas, że taka faktoryzacja nie występuje w ich doświadczeniu. Gdyby występowała, to zgodnie ze wzorem (21) liczba koincydencji byłaby proporcjonalna do

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_2 x_1) = G^{(1)}(x_1 x_1) G^{(1)}(x_2 x_2), \quad (22)$$

czyli do iloczynu dwóch uśrednionych po czasie natężeń mierzonych niezależnie – a tego właśnie nie stwierdzono. Zwykle wiązki światła, ze zwykłych źródeł, nawet skrajnie monochromatyczne jak w doświadczeniu Hanbury’ego Browna i Twissa, nie wykazują takiej spójności drugiego rzędu.

Możemy iść dalej i definiować spójności jeszcze wyższego rzędu, wprowadzając funkcje $G^{(n)}$ zależne od $2n$ współrzędnych czasoprzestrzennych. Przydatność takich

funkcji nie jest oczywista na pierwszy rzut oka, gdyż przeprowadzenie doświadczeń z koincydencją n fotonów może być bardzo trudne. Jednakże warto jest badać takie funkcje, bo okazuje się, że grają one istotną rolę w większości obliczeń statystycznych rozkładów fotonów. Jeśli np. uruchomimy licznik fotonów na jakiś określony czas, to liczba zarejestrowanych fotonów będzie losową liczbą całkowitą. Wielokrotne powtarzanie tego doświadczenia doprowadzi nas do funkcji rozkładu tych liczb. Aby przewidzieć ten rozkład [14], musimy w ogólności znać funkcje korelacji $G^{(n)}$ wszystkich rzędów.

Skoro już definiujemy spójności wyższych rzędów, to warto zapytać, czy można znaleźć pola, które prowadzą do faktoryzacji pełnego układu funkcji korelacji $G^{(n)}$. Gdyby tak było, moglibyśmy powiedzieć, że pola te mają pełną spójność. Czy jednak istnieją takie stany pola? W istocie jest ich mnóstwo, a niektóre z nich opisują właśnie pola generowane przez klasyczne układy prądów. Pola te obdarzone są niezwykłą własnością: usunięcie z nich jednego kwantu przez działanie operatorem $E^{(+)}$ w istocie pola nie zmienia, powoduje tylko pomnożenie wektora stanu przez zwykłą liczbę. Związek ten możemy napisać jako

$$E^{(+)}(rt)|\rangle = \mathcal{E}(rt)|\rangle, \quad (23)$$

gdzie $\mathcal{E}(rt)$ jest dodatnioczęstościową funkcją punktu czasoprzestrzennego rt . Wynika stąd w oczywisty sposób, że takie stany muszą zawierać nieskończoną liczbę fotonów. Tylko wówczas mogą pozostać niezmienione po usunięciu jednego kwantu. Ten niezwykły związek zachodzi w istocie dla wszystkich stanów kwantowych pól wytwarzanych przez klasyczne rozkłady prądów i w tym przypadku funkcja $\mathcal{E}(rt)$ okazuje się klasycznym rozwiązaniem na pole elektryczne.

Każdy wektor stanu spełniający zależność (23) spełnia też sprzężony związek

$$\langle |E^{(-)}(rt) = \mathcal{E}^*(rt)\langle |. \quad (24)$$

Wobec tego funkcja korelacji n -tego rzędu rzeczywiście faktoryzuje się tak, jak tego żądamy w przypadku spójności n -tego rzędu:

$$G^{(n)}(x_1 \dots x_{2n}) = \mathcal{E}^*(x_1) \dots \mathcal{E}^*(x_n) \mathcal{E}(x_{n+1}) \dots \mathcal{E}(x_{2n}). \quad (25)$$

Stany takie reprezentują w pełni spójne pola i wykonywane dla nich licznikowe pomiary opóźnionej koincydencji nie wykażą żadnych korelacji między fotonami. W celu wyjaśnienia np. korelacji Hanbury'ego Browna i Twissa nie możemy używać czystych stanów spójnych, lecz ich mieszanin, dla których warunek faktoryzacji typu (25) nie jest spełniony. Żeby zrozumieć, jak takie mieszaniny powstają, dobrze jest zbadać osobno różne rodzaje (mody) drgań pola.

Pole elektromagnetyczne w swobodnej przestrzeni ma kontinuum możliwych częstości drgań i kontinuum dostępnych modów oscylacji przestrzennych dla każdej częstości. Zamiast badać te wszystkie mody równocześnie, często łatwiej jest wybrać pojedynczy mod i badać tylko jego właściwości. Pole jako całość traktujemy wtedy jako

sumę przyczynków od poszczególnych modów. W rzeczywistości, gdy doświadczenia przeprowadzane są w obszarze zamkniętym przez odbijające ścianki, mody pola tworzą układ dyskretny i pochodzące od nich przyczynki są nieraz fizycznie separowalne.

Jak już wcześniej zauważyliśmy, drgania pojedynczego modu pola są w zasadzie takie same jak oscylatora harmonicznego. Stan n -tego wzbudzenia oscylatora reprezentuje obecność n kwantów światła w tym modzie. Operator zmniejszający liczbę kwantową oscylatora oznaczany jest zwykle przez a , natomiast operator z nim sprzężony, który zwiększa liczbę kwantową o jeden, przez a^\dagger . Operatory te spełniają związek

$$aa^\dagger - a^\dagger a = 1, \quad (26)$$

który wskazuje, że ich mnożenie nie jest przemienne. Możemy przyjąć, że operator pola $E^{(+)}(rt)$ dla badanego modu jest proporcjonalny do operatora a . Wtedy każdy wektor stanu spełniający związek (23) będzie miał własność

$$a|\rangle = \alpha|\rangle, \quad (27)$$

gdzie α jest pewną liczbą zespoloną. Nietrudno jest znaleźć wektory stanu, które spełniają równanie (27) dla dowolnej liczby α . Można je wyrazić jako sumę po wszystkich możliwych stanach $|n\rangle$ o liczbach kwantowych $n = 0, 1, 2, \dots$, mającą postać

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle, \quad (28)$$

w której do numerowania stanów wybraliśmy pewien zespolony parametr α . Stany $|\alpha\rangle$ są w pełni spójnymi stanami modu pola.

Kwadraty modułów współczynników przy stanach $|n\rangle$ we wzorze (28) mówią nam o prawdopodobieństwie obecności n fotonów w modzie; liczby te rzeczywiście mają rozkład Poissona o wartości średniej n równej $|\alpha|^2$. Stany spójne (koherentne) tworzą układ zupełny w tym sensie, że dowolny stan modu można wyrazić jako odpowiednią sumę tych stanów. Wprowadzone przez nas stany spójne są równoważne pewnym stanom oscylatora zdefiniowanym przez Schrödingera w jego pierwszych dyskusjach funkcji falowej [15]. Wydaje się jednak, że choć znane od samych początków mechaniki falowej, nie odegrały one większej roli w pierwszych fazach rozwoju teorii.

Spójne wzbudzenia pola nakładają się w szczególnie prosty sposób. Przypuśćmy, że jakiś mechanizm wzbudzenia przenosi mod pola ze stanu pustego $|0\rangle$ do stanu spójnego $|\alpha_1\rangle$. Inny mechanizm może powodować przejście ze stanu $|0\rangle$ do stanu np. $|\alpha_2\rangle$. Jeśli oba te mechanizmy działają równocześnie, to stan końcowy można przedstawić jako $e^{i\varphi}|\alpha_1 + \alpha_2\rangle$, gdzie $e^{i\varphi}$ jest czynnikiem fazowym zależnym od α_1 oraz α_2 , którego jednak nie musimy znać, gdyż redukuje się on w wyrażeniu na operator gęstości

$$\rho = |\alpha_1 + \alpha_2\rangle\langle\alpha_1 + \alpha_2|. \quad (29)$$

Związek ten wyraża zasadę superpozycji wzbudzeń pola i mówi nam wszystko o wynikającej z niej statystyce kwantowej. Łatwo go uogólnić, by dotyczył superpozycji wielu

wzbudzeń. Jeśli występuje np. j wzbudzeń, to operator gęstości ma postać

$$\rho = |\alpha_1 + \dots + \alpha_j\rangle\langle\alpha_1 + \dots + \alpha_j|. \quad (30)$$

Przypuśćmy teraz, że poszczególne amplitudy wzbudzeń α_j są w jakimś sensie losowymi liczbami zespolonymi. Suma $\alpha_1 + \dots + \alpha_j$ opisuje w tym przypadku odpowiednio zdefiniowane błędzenie przypadkowe na płaszczyźnie zespolonej. W granicy $j \rightarrow \infty$ rozkład prawdopodobieństwa dla sumy $\alpha = \alpha_1 + \dots + \alpha_j$ jest rozkładem Gaussa, który możemy zapisać jako

$$P(\alpha) = \frac{1}{\pi\langle n \rangle} e^{-|\alpha|^2/\langle n \rangle}. \quad (31)$$

We wzorze tym wartość średnia $|\alpha|^2$, oznaczona $\langle n \rangle$, jest średnią liczbą kwantów w modzie.

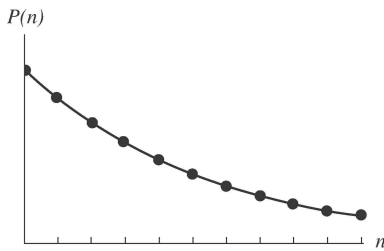
Operator gęstości opisujący ten rodzaj wzbudzeń przypadkowych jest mieszaniną probabilistyczną stanów spójnych

$$\rho = \frac{1}{\pi\langle n \rangle} \int e^{-|\alpha|^2/\langle n \rangle} |\alpha\rangle\langle\alpha| d^2\alpha, \quad (32)$$

gdzie $d^2\alpha$ jest elementem pola powierzchni na płaszczyźnie zespolonej. Jeśli wyrazimy ρ przez stany o m kwantach, to z rozwinięcia (28) otrzymamy

$$\rho = \frac{1}{1 + \langle n \rangle} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + \langle n \rangle} \right)^m |m\rangle\langle m|. \quad (33)$$

Ten rodzaj mechanizmu wzbudzeń przypadkowych jest więc zawsze związany z rozkładem geometrycznym liczb kwantowych (rys. 6). Najlepiej znany przykład tego rodzaju, rozkład Plancka, daje $\langle n \rangle = (\exp(h\nu/kT) - 1)^{-1}$. Operator gęstości (33) zawiera wtedy znane wagi termiczne $\exp(-m h\nu/kT)$.



Rys. 6. Ciąg geometryczny prawdopodobieństw znalezienia n kwantów w chaotycznie wzbudzonym modzie

Jest coś zdumiewająco uniwersalnego w geometrycznym ciągu prawdopodobieństw stanów o n kwantach. Z drugiej strony, będący podstawą jego wyprowadzenia obraz chaotycznych wzbudzeń w losowym zbiorze laserów może wydawać się przypadkiem dość szczególnym. Warto byłoby więc mieć ogólniejszy sposób opisu tego rozkładu. Jeśli stan kwantowy określony jest przez operator gęstości ρ , to możemy przypisać mu entropię S daną wzorem

$$S = -\text{Tr}(\rho \log \rho), \quad (34)$$

kóra jest – z grubsza rzecz biorąc – miarą nieporządku w tym stanie. Stan najbardziej nieuporządkowany, czyli chaotyczny osiągamy, maksymalizując S . Musimy jednak przy tym uwzględnić dwa ograniczenia. Pierwsze,

$$\text{Tr} \rho = 1, \quad (35)$$

oznacza po prostu, że wszystkie prawdopodobieństwa muszą sumować się do jedności. Drugie,

$$\text{Tr}(\rho a^\dagger a) = \langle n \rangle, \quad (36)$$

ustala średnią liczbę obsadzeń modu.

Gdy wyznaczymy maksimum S z uwzględnieniem tych dwóch warunków, to rzeczywiście stwierdzimy, że operator gęstości ρ przyjmuje postać daną wzorem (33). Dla wzbudzeń chaotycznych reprezentatywny jest więc wyłącznie rozkład geometryczny. Większość zwykłych źródeł światła składa się z wielkiej liczby atomów promieniujących na tyle niezależnie od siebie, na ile pozwalają im równania pola. Nic więc dziwnego, że są to w dużej mierze źródła stanów chaotycznych, czyli stanów o maksymalnej entropii. Gdy wzbudza się wiele modów, otrzymuje się światło będące szumem barwnym, nieodróżnialnym od odpowiednio przefiltrowanego promieniowania ciała doskonale czarnego.

W przypadku źródeł chaotycznych operator gęstości (32) pozwala obliczyć wszystkie funkcje korelacji wyższych rzędów $G^{(n)}(x_1 \dots x_{2n})$. W istocie rzeczy wszystkie one mogą być wyrażone przez sumy iloczynów funkcji korelacji pierwszego rzędu $G^{(1)}(x_i x_j)$ [14]. Na przykład stopień koincydencji w doświadczeniu Hanbury'ego Browna i Twissa odpowiadający dwóm punktom czasoprzestrzennym x_1 oraz x_2 można przedstawić jako

$$G^{(2)}(x_1 x_2 x_2 x_1) = G^{(1)}(x_1 x_1) G^{(1)}(x_2 x_2) + G^{(1)}(x_1 x_2) G^{(1)}(x_2 x_1). \quad (37)$$

Pierwszy wyraz prawej strony tej równości to po prostu iloczyn dwóch częstości zliczeń otrzymanych przy pomiarach niezależnych w punktach x_1 oraz x_2 . Drugi wyraz to dodatkowa częstość koincydencji opóźnionych, zmierzona po raz pierwszy przez Hanbury'ego Browna i Twissa. Pochodzi ona rzeczywiście od interferencji dwufotonowej. Gdybyśmy przyjęli $x_1 = x_2$, co odpowiada zerowemu opóźnieniu w ich doświadczeniu, to dostalibyśmy

$$G^{(2)}(x_1 x_1 x_1 x_1) = 2\{G^{(1)}(x_1 x_1)\}^2. \quad (38)$$

Oznacza to, że częstość koincydencji dla zerowego opóźnienia powinna być podwojoną wartością tła związanego ze zliczeniami przypadkowymi.

Gaussowskie przedstawienie operatora gęstości za pomocą stanów spójnych jest przykładem szerszej klasy tzw. reprezentacji diagonalnych, które są bardzo wygodne w użyciu – o ile są dostępne. Jeśli operator gęstości np. dla pojedynczego modu można przedstawić w postaci

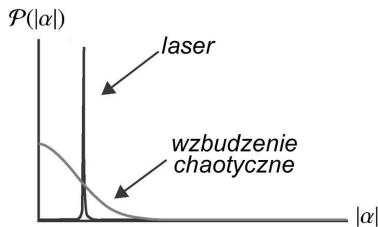
$$\rho = \int \mathcal{P}(\alpha) |\alpha\rangle\langle\alpha| d^2\alpha, \quad (39)$$

to wartości oczekiwane iloczynów operatorów typu $a^{\dagger n} a^m$ można obliczyć jako proste całki z funkcji \mathcal{P} , takie jak

$$\{a^{\dagger n} a^m\}_{av} = \int \mathcal{P}(\alpha) \alpha^{*n} \alpha^m d^2\alpha. \quad (40)$$

Funkcja $\mathcal{P}(\alpha)$ przejmuje wtedy częściowo rolę gęstości prawdopodobieństwa, co jednak może być trochę mylące, gdyż z warunku, by wszystkie prawdopodobieństwa wyprowadzone z ρ były dodatnie lub równe zero, nie wynika, że funkcja $\mathcal{P}(\alpha)$ musi być dodatnio określona. W niektórych sytuacjach fizycznych może ona przyjmować wartości ujemne – i rzeczywiście przyjmuje je w pewnych ograniczonych obszarach płaszczyzny α – a czasami może też być osobiwa. Należy ona, jak się przekonamy, do szerszej klasy gęstości quasi-prawdopodobieństwa. Niestety, reprezentacja (39), tzw. reprezentacja \mathcal{P} , nie zawsze istnieje [16,17]. Nie można jej zdefiniować np. dla znanych stanów „ściśniętych” pola, w których jedna z dwóch komplementarnych nieoznaczoności jest mniejsza niż dla stanów spójnych.

Różnicę między monochromatyczną wiązką z lasera a wiązką chaotyczną najłatwiej jest wyrazić, używając funkcji $\mathcal{P}(\alpha)$. Dla stacjonarnego promieniowania laserowego funkcja \mathcal{P} zależy jedynie od modułu $|\alpha|$ i jest różna od zera tylko dla pewnej wartości $|\alpha|$. Wykres tej funkcji pokazany jest na rys. 7, gdzie można go porównać z wykresem funkcji Gaussa dla tej samej średniej liczby obsadzeń $\langle n \rangle$ danej wzorem (31).



Rys. 7. Funkcja quasi-prawdopodobieństwa $\mathcal{P}(|\alpha|)$ dla wzbudzeń chaotycznych ma kształt gaussowski, a dla stabilnej wiązki z lasera przyjmuje niezerowe wartości tylko w pobliżu pewnej wartości $|\alpha|$

Jak mierzymy własności statystyczne rozkładu fotonów? Względnie prosty sposób polega na umieszczeniu licznika fotonów w wiązce światła za migawką mechaniczną lub elektryczną. Gdy otworzymy migawkę na pewien czas t , licznik zarejestruje losową liczbę fotonów n . Powtarzając ten pomiar dostatecznie wiele razy, możemy odtworzyć rozkład statystyczny liczb całkowitych n . Analiza konieczna do matematycznego wyprowadzenia tego rozkładu może być dość skomplikowana, gdyż w ogólnym przypadku wymaga znajomości wszystkich funkcji korelacji wyższych rzędów. Informacji o nich mogą nam zaś dostarczyć doświadczalne pomiary rozkładu.

Rozkład zliczeń fotonów w dwóch przypadkach, w których znamy już wszystkie funkcje korelacji, jest wyjątkowo łatwo znaleźć. Jeśli średnia szybkość rejestrowania

fotonów wynosi w , to średnia liczba fotonów zarejestrowanych w czasie t wynosi

$$\langle n \rangle = wt.$$

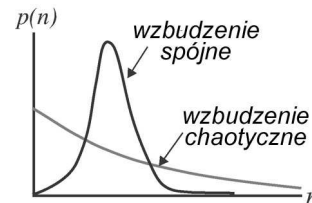
W wiązce spójnej wynikające stąd prawdopodobieństwa n fotonów tworzą rozkład Poissona

$$p_n(t) = \frac{(wt)^n}{n!} e^{-wt}. \quad (41)$$

Z drugiej strony, w wiązce chaotycznej prawdopodobieństwa zliczeń n kwantów tworzą znacznie bardziej rozmyty rozkład

$$p_n(t) = \frac{1}{1+wt} \left(\frac{wt}{1+wt} \right)^n. \quad (42)$$

Wyniki te, niemal w oczywisty sposób wynikające z prawdopodobieństw obsadzeń występujących we wzorach (28) i (33), zilustrowano na rys. 8.



Rys. 8. Z dwiema funkcjami rozkładu $\mathcal{P}(|\alpha|)$ z rys. 7 związane są różne rozkłady liczb obsadzeń $p(n)$: dla wzbudzeń chaotycznych jest to rozkład geometryczny, a dla wzbudzeń spójnych – rozkład Poissona

Wiąże się z tym inne pytanie, na które też bez wielkich trudności może odpowiedzieć doświadczenie. Jeśli w pewnej chwili otworzymy migawkę przed licznikiem, to pierwszy foton zostanie zarejestrowany dopiero po pewnym czasie. Jaki jest rozkład losowych odstępów czasu od otwarcia migawki do rejestracji pierwszego fotonu? W stacjonarnej wiązce spójnej jest to po prostu rozkład wykładniczy

$$\mathcal{W}_{sp}(t) = we^{-wt}, \quad (43)$$

a w wiązce chaotycznej rozkład o mniej oczywistej postaci

$$\mathcal{W}_{ch}(t) = \frac{w}{(1+wt)^2}. \quad (44)$$

Jest też alternatywny sposób wyznaczania rozkładu interwałów czasowych. Zamiast po prostu otwierać migawkę w pewnej chwili, możemy zacząć pomiar od zarejestrowania jakiegoś fotonu i wyznaczać rozkład odstępów czasu od tej chwili do następnego sygnału z licznika. Rozkład ten, który oznaczymy przez $\mathcal{W}(0|t)$, dla wiązki spójnej przyjmuje taką samą postać jak w przypadku opisanego poprzednio pomiaru rozpoczynanego w dowolnej chwili:

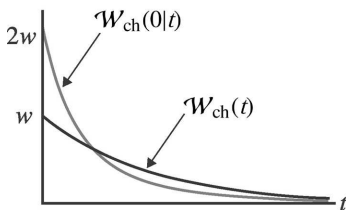
$$\mathcal{W}_{sp}(0|t) = we^{-wt} = \mathcal{W}_{sp}(t). \quad (45)$$

Ta równość wyraża raz jeszcze właściwość wiązki spójnej – wszystkie fotony są w niej nieskorelowane i statystycznie niezależne.

Dla wiązki chaotycznej rozkład $\mathcal{W}_{\text{ch}}(0|t)$ ma kształt zupełnie inny niż $\mathcal{W}_{\text{ch}}(t)$, mianowicie

$$\mathcal{W}_{\text{ch}}(0|t) = \frac{2w}{(1+wt)^3}. \quad (46)$$

Na rysunku 9 porównane są funkcje $\mathcal{W}_{\text{ch}}(t)$ oraz $\mathcal{W}_{\text{ch}}(0|t)$. $\mathcal{W}_{\text{ch}}(0|t)$ jest większe niż $\mathcal{W}_{\text{ch}}(t)$ dla czasów, w których $wt < 1$, a dla $t = 0$ jest nawet dwa razy większe. Powód tkwi w rozkładzie gaussowskim amplitud występujących we wzorach (31) i (32). Sam fakt, że zarejestrowaliśmy foton w chwili $t = 0$, powoduje duże prawdopodobieństwo tego, że amplituda pola α miała w tej chwili dużą wartość, i dlatego prawdopodobieństwo zarejestrowania drugiego fotonu jest przez pewien czas większe od średniego.



Rys. 9. Rozkład odstępów czasowych dla pomiarów licznikowych w modzie wzbudzonym chaotycznie: $\mathcal{W}_{\text{ch}}(t)$ jest rozkładem odstępów między wybraną chwilą a chwilą pierwszego zarejestrowania fotonu, $\mathcal{W}_{\text{ch}}(0|t)$ – rozkładem odstępów chwil dwóch kolejnych rejestracji fotonu

Wszystkie dotychczas omawiane doświadczenia oparte są na pewnych procedurach zliczania fotonów, czy to pojedynczymi licznikami, czy też układami kilku liczników ustawionych tak, by były czułe na koincydencje opóźnione. Wszystkie mierzone funkcje, czyli funkcje korelacji $G^{(n)}$, są wartościami oczekiwanymi iloczynów operatorów pola uporządkowanych w szczególny sposób. Gdy odczytuje się je od prawej do lewej strony, operatory anihilacji zawsze poprzedzają operatory kreacji, jak na przykład we wzorze (19) na $G^{(2)}$. Jest to tzw. uporządkowanie normalne, które nadaje stanom spójnym i gęstościom quasi-prawdopodobieństwa $\mathcal{P}(\alpha)$ szczególną rolę w opisie tej klasy doświadczeń.

Istnieją jednak wartości oczekiwane innego typu, potrzebne czasami do opisu doświadczeń innego rodzaju. Mogą one zawierać np. sumy iloczynów operatorów uporządkowane symetrycznie lub nawet iloczyny uporządkowane antynormalnie, które są przeciwieństwem iloczynów uporządkowanych normalnie. Reguły przemienności dla iloczynów operatorów pola pozwalają w końcu ustalić związki między tymi wszystkimi wartościami oczekiwanymi, ale często można znaleźć dużo prostszy sposób ich obliczenia. Otóż istnieje gęstość quasi-prawdopodobieństwa, która odgrywa tę samą rolę dla iloczynów symetryzowanych co funkcja \mathcal{P} dla iloczynów uporządkowanych normalnie. Jest to funkcja, którą wymyślił Wigner w 1932 r. jako kwantowy odpowiednik klasycznej gęstości w przestrzeni fazowej [18]. Dla iloczynów operatorów uporządkowanych antynormalnie rolę gęsto-

ści quasi-prawdopodobieństwa przejmują wartości oczekiwane, która w przypadku pojedynczego modu wynosi $(1/\pi)\langle\alpha|\rho|\alpha\rangle$. Trzy gęstości quasi-prawdopodobieństwa związane z trzema uporządkowaniami operatorów i doświadczeniami przez nie opisywanymi są członkami większej rodziny, mającymi wiele cech wspólnych [17].

Wszystkie przedstawione tu osiągnięcia należą do stonkowo wczesnego okresu rozwoju gałęzi, którą nazywamy dziś optyką kwantową. Dalszych jej dokonań, które następowały w ostatnich latach w szybkim tempie, jest zbyt dużo, by można je tu było wymienić. Wspomnę więc tylko o niektórych. Przeprowadzono wiele różnych dokładnych pomiarów rozkładów zliczeń fotonów i korelacji, o jakich była mowa (patrz np. [19]). Wykazały one pełną zgodność z teorią. Pokazały ponadto szczegółowo, jak zmieniają się własności wiązki laserowej, gdy jej natężenie wzrasta od wartości poniżej progu do wyższych od niego.

Kwantowa teoria lasera – jedyna, która może wyjaśnić własności jego szumów kwantowych – nie była łatwa do sformułowania, gdyż laser jest urządzeniem z natury nieliniowym. Udało się to jednak [20], opisano też teoretycznie działanie wielu innego rodzaju oscylatorów i wzmacniaczy.

Dzięki optyce nieliniowej poznaliśmy zjawiska kwantowe nowego typu, jak np. parametryczne zmniejszenie częstości, w którym jeden foton zamienia się w parę fotonów wysoce skorelowanych, czyli splątanych. Splątanie jest bogatym źródłem chyba najbardziej interesujących – i zaskakujących z klasycznego punktu widzenia – zjawisk kwantowych.

Warto podkreślić, że rozwinięte przez nas matematyczne narzędzia opisu kwantów światła mogą być równie dobrze użyte do dużo szerszej klasy cząstek podlegających statystyce Bosego–Einsteina. Zawiera ona atomy ^4He , ^{23}Na , ^{87}Rb , a także inne, dla których udało się ostatnio otrzymać metodami optycznymi kondensaty Bosego–Einsteina. Jeśli w odpowiedni sposób uwzględni się oddziaływania między atomami i niezerowe masy atomów, to formalizm stanów spójnych jest użyteczną metodą opisu zachowania takich gazów bozonowych.

Wydaje się, że formalizm ten stosuje się także do cząstek subatomowych, do żyjących krótko bozonów. Piony, których setki, a nawet tysiące wyzwala się przy wysokoenergetycznych zderzeniach ciężkich jonów, to także bozony. Piony o tym samym ładunku są najczęściej emitowane ze ściśle skorelowanymi pędami. Jest to zjawisko w oczywisty sposób analogiczne do korelacji fotonów Hanbury’ego Browna i Twissa, skłaniające nas do stosowania takiej samej analizy [21].

Cząstki podlegające statystyce Fermiego–Diraca zachowują się oczywiście całkiem odmiennie od fotonów czy pionów. Dany stan kwantowy może zajmować najwyżej jedna taka cząstka. Sposób opisu pól fermionowych różni się więc radykalnie od tego, który stosowaliśmy do bozonów, np. fotonów. Wykazano jednak, że można zbudować schemat algebraiczny do obliczeń wartości oczekiwanych iloczynów pól fermionowych [22], który jest zaskakująco podobny do schematu opisanego przez nas dla

pól fotonowych. Istnieje wzajemnie jednoznaczna odpowiedniość między operacjami i wyrażeniami dla pól bozonowych oraz fermionowych. Daje ona nadzieję opracowania skutecznego opisu dynamiki zdegenerowanych gazów fermionowych.

Na koniec chciałbym podzielić się z Państwem swoim przeżyciem z 1951 r., gdy po doktoracie pracowałem w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Princeton. Przyzwyczajony pracować do późna w nocy – notabene w tym czasie nad statystyką fotonów [13] – rzadko pojawiałem się przy swoim biurku w Instytucie we wczesnych godzinach porannych. Czasami wchodziłem do Instytutu około południa, czyli blisko końca dnia pracy Profesora Einsteina. Nasze drogi często się więc przecinały i pewnego razu zdecydowałem się zabrać ze sobą aparat fotograficzny. Einstein pozwolił zrobić sobie zdjęcie – jak mi się wydaje – bardzo chętnie, godząc się niejako na swą rolę lokalnej atrakcji. Na rysunku 10 przedstawiam tę niepublikowaną dotąd fotografię. To mój wielki skarb, przywołujący zawsze marzenie, by móc zadać Einsteinowi choć kilka pytań na temat niezwykłego roku 1905.

Tłumaczyła Zofia Białynicka-Birula
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Literatura

- [1] M. Planck, *Ann. d. Phys.* **1**, 69 (1900).
- [2] M. Planck, *Ann. d. Phys.* **1**, 719 (1900).
- [3] A. Einstein, *Ann. d. Phys.* **17**, 132 (1905).
- [4] P.A.M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* **114**, 243, 710 (1927).
- [5] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, London 1959), rozdz. X.
- [6] U.M. Titulaer, R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **140**, B676 (1965), **145**, 1041 (1966).
- [7] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss, *Phil. Mag.* **45**, 663 (1954).
- [8] P.A.M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, wyd. 4 (Oxford University Press, 1958), s. 9.
- [9] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956); *Proc. Roy. Soc. A* **242**, 300 (1957), **243**, 291 (1957).
- [10] G.A. Rebka, R.V. Pound, *Nature* **180**, 1035 (1957); D.B. Scarl, *Phys. Rev.* **175**, 1661 (1968).
- [11] E.M. Purcell, *Nature* **178**, 1449 (1956).
- [12] A. Javan, W.R. Bennett, D.R. Herriot, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 106 (1961).
- [13] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **84**, 395 (1951).
- [14] R.J. Glauber, w: *Quantum Optics and Electronics (Les Houches 1964)*, red. C. de Witt, A. Blandin, C. Cohen-Tannoudji (Gordon and Breach, New York 1965), s. 63.
- [15] E. Schrödinger, *Naturwiss.* **14**, 664 (1926).
- [16] E.C.G. Sudarshan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 277 (1963).
- [17] K.E. Cahill, R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **177**, 1857 (1969), **177**, 1882 (1969).
- [18] E. Wigner, *Phys. Rev.* **40**, 749 (1932).
- [19] F.T. Arecchi, w: *Quantum Optics, Course XLII*, Enrico Fermi School, Varenna, 1969, red. R.J. Glauber (Academic Press, New York 1969); E. Jakeman, E.R. Pike, *J. Phys. A* **2**, 411 (1969).
- [20] M.O. Scully, W.E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **159**, 208 (1967); M. Lax, w: *Brandeis University Summer Institute Lectures (1966)*, t. II, red. M. Cretien i in. (Gordon and Breach, New York 1968); H. Haken, „Laser Theory”, w: *Encyclopedia of Physics XXV/2c*, red. S. Flügge (Springer-Verlag, Heidelberg 1970).
- [21] R.J. Glauber, „Quantum Optics and Heavy Ion Physics”, <http://arxiv.org/nucl-th/0604021> (2006).
- [22] K.E. Cahill, R.J. Glauber, *Phys. Rev. A* **59**, 1538 (1999).



Rys. 10. Profesor Einstein spotkany przez autora wiosną 1951 r. w Princeton

Krakowskie cyklotrony

Edmund Bakewicz, Tadeusz Norys, Ryszard Taraszkiewicz, Lucyna Włodek

Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Kraków

Cracow's cyclotrons

Abstract: A short account of three cyclotrons operating in Cracow during the last 50 years is presented.

Wstęp

Historia budowy i eksploatacji cyklotronów w ośrodku krakowskim liczy sobie już ponad 50 lat. Inicjatorem budowy tego typu akceleratorów był prof. Henryk Niewodniczański (który w latach trzydziestych ubiegłego wieku był m.in. stypendystą Fundacji Rockefellera i pracował w Cavendish Laboratory u Ernesta Rutherforda). To on zainicjował budowę w Krakowie generatora wysokich napięć, a później cyklotronu C-48.

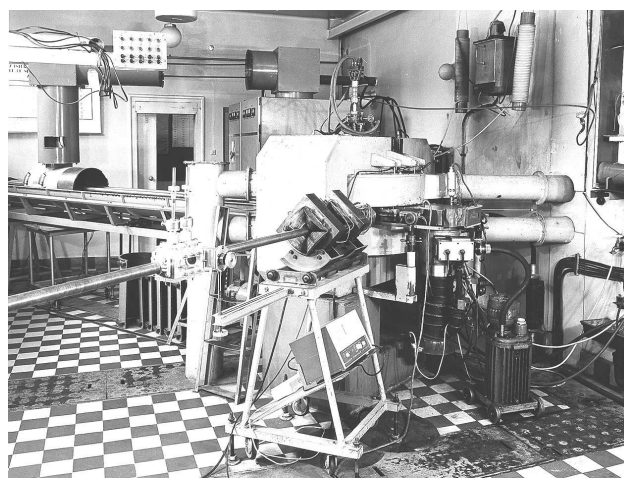
Przypomnijmy, że zasada działania cyklotronów, zwanych czasem akceleratorami kołowymi, oparta jest na ruchu (spiralnym) jonów w polu magnetycznym pod wpływem siły Lorentza. Maksymalna energia kinetyczna przyspieszanych cząstek jest proporcjonalna do kwadratu indukcji magnetycznej i kwadratu promienia nabiegunników elektromagnesu. W nazwach cyklotronów zwykle podaje się średnicę nabiegunników, np. U-120 oznacza akcelerator o średnicy 120 cm itd. Poniżej przedstawiamy charakterystyki krakowskich cyklotronów.

Cyklotron C-48

Na początku lat 50. ubiegłego stulecia w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego podjęto prace nad budową cyklotronu o średnicy nabiegunników 48 cm. W skład powołanego do tych prac zespołu wchodził współpracownicy prof. Niewodniczańskiego: Andrzej Hryniewicz, Adam Strzałkowski, Aleksander Garnysz, Jerzy Janik, Oleg Czyżewski, Olgierd Daszkiewicz i Jacek Hennel. Jarzmo elektromagnesu o wadze czterech ton zamówiono w Fabryce Zieleniewskiego w Krakowie, a nabieguniki w jednej z hut na Śląsku. Zdecydowano wówczas umieścić budowany cyklotron w piwnicach IF UJ przy ulicy Gołębiej 13. Głównie wysiłkiem pracowników Instytutu przygotowano pomieszczenia do instalacji cyklotronu, wykonując fundament i przeprowadzając niezbędne przeróbki adaptacyjne. Inne elementy i podzespoły, komorę akceleracyjną z duantami, falowody oraz generator w.cz. wykonano w dużej mierze we własnym zakresie w warsztatach i laboratoriach Instytutu.

Prace te trwały kilka lat. W ostatniej fazie powołano do ich realizacji odrębną Pracownię, na której czele stanął

dr Hennel [1]. W skład Pracowni weszli głównie młodzi ludzie: Stanisław Łazarski, Stanisław Szymczyk, Leon Pomorski, Stefan Kopta, Władysław Babiarz, Jerzy Flanek, Andrzej Semkowicz, Jerzy Huczkowski, Jerzy Majer, Jerzy Starzewski, Roman Zieleniewski i in. Do tego zespołu došlo kilku doświadczonych inżynierów: Henryk Rapacki, Bronisław Keller i Stanisław Olszewski. Ogromne zaangażowanie Jacka Hennela w budowę cyklotronu przyczyniło się do uzyskania pierwszej wiązki protonów już 28 grudnia 1956 r. [2]. Był to dzień wielkiej radości dla całego zespołu.



Widok cyklotronu C-48

W tym czasie (rok 1955) powstał na Bronowicach w Krakowie Instytut Fizyki Jądrowej, noszący obecnie imię H. Niewodniczańskiego. W roku 1958 cyklotron C-48, który nazywany był teraz Małym Cyklotronem (w odróżnieniu od dostarczonego w tym czasie z ZSRR cyklotronu U-120, nazywanego Dużym Cyklotronem), przeniesiono do jednego z budynków IFJ. Tutaj zostaje on unowocześniony i rozbudowany o trakty transportu wiązek do stanowisk eksperymentalnych. Pracami tymi kierował dr inż. Semkowicz. Duży udział w pracach modernizacyjnych miało nowo powstałe Biuro Konstrukcyjne IFJ, kie-

rowane przez inż. Rapackiego, i Warsztaty Mechaniczne, kierowane przez inż. Kellera.

Cyklotron C-48 (tab. 1) po przebudowie i modernizacji służył Instytutowi przez wiele lat jako źródło protonów o energii 3 MeV i cząstek α o energii 5 MeV. Wiązki tych cząstek były głównie używane do analizy składu pierwiastkowego metodą pomiaru emisji promieniowania X oraz γ wzbudzanego naświetlaniem przez te cząstki (PIXE, PIGE) i badania powierzchni metodą wstecznego rutherfordowskiego rozpraszania cząstek (RBS) oraz badań metodami kanałowania cząstek.

Tabela 1. Główne parametry cyklotronu C-48

Średnica nabiegunków	48 cm
Maksymalne natężenie prądu	100 A
Maksymalna indukcja	16 kGs
Liczba duantów	2/180°
Generator w.cz.	24 MHz/20 kW
Napięcie na duantach	48 kV
Źródło jonów	PIG, wewnętrzne
Promień ekstrakcji	20 cm
Układ ekstrakcji	elektrostatyczny
Energia przyspieszanych cząstek, natężenie prądu wiązki:	
protony	3 MeV, 5 μ A
jony ^4He	5 MeV, 1 μ A

Metody te stosowane były w wielu pracach podejmowanych zarówno przez IFJ, jak i IF UJ w różnych dziedzinach, w tym zwłaszcza w medycynie i biologii. Obecnie ta tematyka kontynuowana jest częściowo z wykorzystaniem wiązek z akceleratora Van de Graaffa, natomiast pierwszy krakowski cyklotron C-48 przekazany został w 1992 r. do Instytutu Fizyki UMCS w Lublinie.



Aage A. Bohr ogląda elementy cyklotronu C-48 podczas wizyty w IFJ (1959)

Cyklotron C-48 odegrał ważną rolę nie tylko jako pożyteczne narzędzie do prac naukowo-badawczych, ale także jako narzędzie metodyczne i szkoleniowe. Doświadczenie zdobyte w okresie jego budowy i eksploatacji wiele osób mogło wykorzystać w pracach przy cyklotronie U-120, a także w trakcie budowy i uruchamiania cyklotronu AIC-144.

Cyklotron U-120

W roku 1956 Polska, podobnie jak inne kraje RWPG, zakupiła w ZSRR podstawowe urządzenia do badań jądrowych – reaktor i cyklotron. Dzięki staraniom fizyków krakowskich cyklotron U-120 zlokalizowany został w IFJ. Został on zainstalowany na terenie Instytutu w Bronowicach w budynku wybudowanym według projektu dostarczonego wraz z cyklotronem. Jeszcze obecnie w krajach dawnego RWPG zobaczyć można niemal identyczne – przynajmniej z zewnątrz – budynki cyklotronowe.

W Krakowie istniała już wówczas grupa fizyków oraz inżynierów dobrze znających zagadnienia techniczne budowy cyklotronów i rozumiejących potrzeby aparaturowe fizyki jądrowej. Z nowo zainstalowanego cyklotronu U-120 pierwszą wiązkę deuteronów uzyskano w listopadzie 1958 r. [3]. W tym czasie, na jeszcze formalnie nieprzekazanym cyklotronie, przeprowadzono pierwszy eksperyment. Andrzej Budzanowski, Kazimierz Grotowski i Henryk Niewodniczański zmierzili jako jedni z pierwszych w świecie polaryzację neutronów emitowanych w wyniku reakcji zdzierania deuteronów w tarczy węglowej. W rok później nastąpiło uroczyste otwarcie cyklotronu, dokonane przez premiera Józefa Cyrankiewicza i prof. Henryka Niewodniczańskiego.

Tabela 2. Najważniejsze parametry cyklotronu U-120

Średnica nabiegunków	120 cm
Maksymalne natężenie prądu	500 A
Indukcja magnetyczna	13–15 kGs
Liczba duantów	2/180°
Generator w.cz.	8–16 MHz/120 kW
Napięcie na duantach	150 kV
Źródło jonów	PIG, wewnętrzne
Promień ekstrakcji	52,5 cm
Układ ekstrakcji	elektrostatyczny, $U = 60$ kV + kanał magnetyczny
Energia przyspieszanych cząstek, natężenie prądu wiązki:	
deuterony	12–14 MeV, 60 μ A
jony H_2	12–14 MeV, 40 μ A
jony ^3He	29–32 MeV, 3 μ A
jony ^4He	24–28 MeV, 20 μ A

W trakcie eksploatacji cyklotron U-120 był poddawany ciągłym modyfikacjom i ulepszeniom. Wymianie uległy duanty, konstrukcja nośna duantów, zwory rezonatorów w.cz., deflektor elektrostatyczny, źródło jonów,

sondy pomiarowe wiązki itp. Przebudowano układ prowadzenia wiązki i wyposażono go w kanał magnetyczny, w układy diagnostyki wiązki, układy korekcyjne z dwoma urządzeniami przerywającymi wiązkę. Opracowano układ stabilizacji amplitudy napięcia na duantach, układ stabilizacji napięcia deflektora, układ stabilizacji prądu łuku źródła jonów, uniwersalne mierniki prądu wiązki, układy awaryjnego wyłączania itp. W pracach tych, wykonywanych własnymi siłami Instytutu, aktywnie uczestniczyli: mgr inż. Majer (pole magnetyczne), dr inż. Semkowicz (technika w.cz.), mgr Łazarski (technika próżniowa), mgr Bronisław Wojniak (źródło jonów), inż. Józef Baran (elektronika), mgr inż. Edmund Bakewicz (prowadzenie wiązki). W pracach tych brali również udział konstruktorzy Instytutu: inż. Leszek Źródłowski oraz st. technik Artur Jończyk. Wyrazem docenienia tych prac były nagrody zespołowe przyznane (pięciokrotnie) przez ówczesnego Pełnomocnika Rządu ds. Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej, ministra Wilhelma Billiga.

Dzięki staraniom profesorów Adama Strzałkowskiego, Kazimierza Grotowskiego i Andrzeja Budzanowskiego powiększono powierzchnię laboratorium cyklotronowego o drugą halę eksperymentalną, tzw. Nową Halę, wyposażoną w magnes odchylający wiązkę do kilku stanowisk pomiarowych, oraz obszerny pokój pomiarowy. W roku 1970 nastąpiło uruchomienie tej hali, co zwiększyło bazę badawczą o 5 nowych stanowisk pomiarowych.

Korzystając z wiązek cyklotronu U-120, przeprowadzono wiele prac, przede wszystkim z zakresu reakcji jądrowych. Badano zjawiska polaryzacyjne w tych reakcjach, mierzono całkowite przekroje czynne, badano rozpraszanie deuteronów i cząstek α oraz inne reakcje. Jednym z najbardziej znanych osiągnięć w tej dziedzinie, nazwanym „efektem glorii”, było odkrycie anomalii w rozpraszaniu wstecznym cząstek α . Cyklotron U-120 wykorzystywano również do wytwarzania izotopów promieniotwórczych dla potrzeb badawczych IFJ oraz IF UJ.



Cyklotron U-120 od strony wyprowadzenia wiązki

W roku 1976 z inicjatywy pracowników IFJ w Krakowie dr. Huczковского, dr Barbary Łazarskiej i ówczesnego kierownika Pracowni Cyklotronu, mgr. inż. Bakewicz,

przygotowano wspólnie z Centrum Onkologii w Krakowie stanowisko do prowadzenia terapii neutronowej nowotworów. Ze strony Centrum w pracach przygotowawczych uczestniczyli: prof. Hanna Kołodziejska, prof. Jan Skołyśzewski i dr Edward Byrski, a z Instytutu Problemów Jądrowych w Świerku – dr Stanisław Pszona. Strumień neutronów uzyskiwano w wyniku reakcji zdzierania ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ deuteronów bombardujących tarczę berylową. Średnia energia neutronów wynosiła 5,6 MeV, stąd ich mały zasięg w tkance ludzkiej i dlatego napromieniano tylko niektóre nowotwory umiejscowione płytko pod skórą. Terapia neutronowa prowadzona była od 1978 r. do końca eksploatacji cyklotronu, tj. do roku 1995. Przez owych 17 lat terapii neutronowej poddano 504 pacjentów. Na terapię przeznaczano jeden tydzień pracy cyklotronu w miesiącu. Wyniki prowadzonej terapii były pozytywne – skuteczność wynosiła ok. 34%.

W ramach kontaktów międzynarodowych zespół pracowników cyklotronowych współpracował głównie z laboratoriami Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, z Laboratorium Cyklotronowym Instytutu Fizyki im. Kurczatowa w Moskwie oraz Laboratorium Cyklotronowym Centralnego Instytutu Badań Jądrowych w Rossendorfie k. Drezna.

Przez 37 lat cyklotron ten służył dobrze fizykom krakowskim w ich pracach badawczych z fizyki jądrowej i licznych zastosowaniach. Dużym ograniczeniem dalszego użytkowania była stosunkowo niska energia przyspieszanych jonów, równa 7 MeV na nukleon. Cyklotrony C-48 i U-120 były tzw. cyklotronami klasycznymi z prawie płaskorównoległymi powierzchniami nabiegunków. Relatywistyczny przyrost masy przyspieszanego jonu wskutek wzrostu jego prędkości nie powoduje jeszcze istotnego opóźnienia obiegu cząstki po obwodzie koła w stosunku do zmian polaryzacji napięcia przyspieszającego na duantach.

W roku 1995 decyzją ówczesnego dyrektora IFJ, prof. Budzanowskiego, zakończono eksploatację cyklotronu U-120, aby na jego miejscu, w hali mającej odpowiednie zabezpieczenia przeciwradiacyjne, zainstalować zbudowany w IFJ cyklotron AIC-144.

Cyklotron AIC-144

Zbudowany w IFJ cyklotron AIC-144 należy do tzw. cyklotronów izochronicznych i pozwala na przyspieszanie cząstek do energii o wiele wyższych niż w cyklotronach klasycznych. Pod względem technicznym i eksploatacyjnym jest on jednak urządzeniem o wiele bardziej skomplikowanym. W cyklotronie izochronicznym średnia indukcja pola magnetycznego rośnie wraz ze wzrostem promienia akceleracji w takim samym stosunku, jak relatywistyczny wzrost masy cząstki. Dzięki zastosowaniu sektorów magnetycznych na nabiegunkach pole magnetyczne uzyskuje tzw. azymutalną wariację. Wzrost indukcji umożliwia przyspieszanie cząstek do wysokich energii, a azymutalna wariacja pola zapewnia dobre ogniskowanie przyspieszanej wiązki.

Tabela 3. Podstawowe parametry cyklotronu AIC-144

Średnica nabiegunków	144 cm
Struktura magnetyczna	4 sektory o kącie spirali od 45° do 54°
Średnia indukcja	8,5–18 kGs
Natężenie prądu uzwojenia głównego	0–700 A
Liczba cewek korekcyjnych (koncentrycznych)	20
Liczba cewek azymutalnych	4
Zakres natężenia prądów zasilających cewki	± 400 A
Liczba duantów	1 ($\alpha = 180^\circ$)
Częstotliwość	10–27 MHz
Moc generatora	120 kW
Maksymalne napięcie na duancie	60 kV
Układ ekstrakcji wiązki	metodą precesji orbit: 4 pary cewek harmonicznnych, 3 deflektory elektrostatyczne, 3 pasywne kanały magnetyczne
Efektywny współczynnik ekstrakcji	ok. 60%
Źródło jonów	wewnętrzne, typu PIG
Współczynnik akceleracji protonów	$k = 60$
Promień ekstrakcji	52,5 cm
Energia cząstek, prąd wiązki wewnętrznej, prąd wiązki zewnętrznej:	
protony	20–60 MeV,
wiązka wewnętrzna	100 μ A (45 MeV)–10 μ A (60 MeV),
wiązka wyprowadzana	20 μ A (45 MeV)–1 μ A (60 MeV)
deuterony	15–30 MeV, 100 μ A, 20 μ A
heliony	30–60 MeV, 30 μ A, 15 μ A

Cyklotron AIC-144 pomyślany jest jako urządzenie do przyspieszania cząstek lekkich – protonów, deuteronów i helionów [4]. Został skonstruowany i zbudowany w IFJ przez zespół pod kierownictwem doc. dr. inż. Jerzego Schwabego przy współudziale specjalistów z ZIBJ i kilku ośrodków z Europy Zachodniej [5]. Wykonano go przy współudziale kilku polskich przedsiębiorstw: Huty Zabrze, Zamechu z Elbląga, Kabla Kraków, Mostostalu Kraków, Techmaprojektu z Gdańska i in. W opracowaniu poszczególnych urządzeń, obliczeniach i realizacji projektu uczestniczył cały zespół. Byli to głównie: mgr inż. Bakewicz, mgr inż. Jacek Chachuła, mgr inż. Henryk Doruch, dr Jacek Kibiński, mgr inż. Jerzy Korecki, dr inż. Semkowicz, mgr inż. Starzewski, mgr Jacek Sulikowski, mgr inż. Marek Tałach, dr Ryszard Taraszkiewicz, mgr Wojniak, inż. Źródłowski oraz specjaliści z ZIBJ k. Moskwy: prof. W.P. Dmitriewski, dr A.A. Głazow, dr W.W. Kolga, dr N.A. Morozow, dr E.W. Samsonow i dr S.B. Woroczow.

W ostatnich kilku latach cyklotron AIC-144 został zmodernizowany [6] i przystosowany głównie do wykorzystania w celach medycznych. Przeprowadzono wszystkie próby dotyczące efektywnego przyspieszania cząstek lekkich – protonów, deuteronów i cząstek α [7]. Praca głównych podzespołów cyklotronu jest zautomatyzowana i sterowana komputerowo [8].

Cyklotron może mieć zastosowanie w fizyce jądrowej i fizyce ciała stałego (metody rozproszeniowe, spektrosko-

pia jądrowa itp.), radiochemii, radiobiologii (mutageneza, wpływ promieniowania na żywe komórki roślin i zwierząt) oraz w niektórych badaniach materiałowych (trybologia, badanie zmian właściwości elementów półprzewodnikowych w układach elektronicznych pod wpływem uszkodzeń radiacyjnych itp.).



Widok cyklotronu AIC-144 od strony źródła jonów

Cyklotron jest wyposażony w układ prowadzenia wiązek jonów, dwa stanowiska do terapii bezpośredniej (neutronowej i protonowej) oraz cztery stanowiska, mieszczące się w dwu niezależnych halach eksperymentalnych, do badań naukowych i prac nad zastosowaniami.

Od roku 2000 cyklotron jest też wykorzystywany do wytwarzania (na wiązkę wewnętrzną) wielu radioizotopów [9], zarówno dla potrzeb własnych IFJ, jak też i innych użytkowników (tab. 4). Na dotychczasowym stanowisku naświetlań na wiązkę wewnętrzną możliwe jest też wytwarzanie radioizotopów innych niż wymienione w tab. 4, lecz pod warunkiem, że będą użyte tarcze z ciała stałego (metale, związki międzymetaliczne, tlenki lub sole metali itp.).

Po niemal 50 latach eksploatacji cyklotronów w IFJ zespół Działu Cyklotronowego ma duże doświadczenie naukowo-techniczne w tym zakresie. Jednocześnie z rozwojem technik cyklotronowych w IFJ powstawały i rozwijały się działalność laboratorium i pracowni, które nie tylko korzystają z możliwości pracy przy cyklotronie, ale też służą pomocą przy jego eksploatacji. Poza zakładami czysto naukowymi istnieją zespoły badawczo-techniczne, bardzo pomocne dla efektywnego wykorzystania możliwości cyklotronu i pomocy w jego eksploatacji. Samodzielna Pracownia Ochrony przed Promieniowaniem sprawuje stały nadzór dozymetryczny i kontroluje warunki pracy w dziedzinie ochrony przed zagrożeniami radiacyjnymi. W Zakładzie Fizykochemii Jądrowej istnieje Pracownia Fizykochemii Procesów Rozdzielczych, zajmująca się m.in. wydzielaniem radioizotopów z naświetlonych tarcz. Opracowano tam technologię i opanowano metody wydzielania kilkunastu radioizotopów z tarcz stałych.

Tabela 4. Najważniejsze izotopy wytwarzane w cyklotronie AIC-144

Izotop	Reakcja	Zastosowanie
^{11}C	$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	znacznik w tomografii pozytonowej (PET), oznaczanie zawartości ^{11}B na powierzchniach ciał stałych (np. w procesie implantacji)
^{62}Zn	$^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$	znacznik pozytonowy, źródło w brachyterapii śródnaczyniowej
^{204}Bi	$^{206}\text{Pb}(p,3n)^{204}\text{Bi}$	znacznik pozytonowy
^{211}At	$^{209}\text{Bi}(\alpha,2n)^{211}\text{At}$	kierowana terapia niektórych nowotworów
^{48}V	$^{\text{nat}}\text{Ti}(p,xn)^{48}\text{V}$	medycyna (brachyterapia śródnaczyniowa, PET), badania materiałowe
^{56}Co	$^{58}\text{Ni}(p,n2p)^{56}\text{Co}$	badania medyczne i biologiczne, badania materiałowe
^{99}Rh	$^{\text{n}}\text{Ru}(p,xn)^{99-102}\text{Rh}$	spektroskopia mössbauerowska
^{111}In	$^{109}\text{Ag}(\alpha,2n)^{111}\text{In}$	badanie ciał stałych metodą zaburzonej korelacji kątowych, emisyjna tomografia pojedynczych fotonów
^{173}Hf	$^{\text{n}}\text{Yb}(\alpha,xn)^{173}\text{Hf}$	badania modelowe w chemii transaktywnoców
^{178}W	$^{\text{n}}\text{Ta}(p,xn)^{178}\text{W}$	badania modelowe w chemii transaktywnoców
^{207}Po	$^{209}\text{Bi}(p,3n)^{207}\text{Po}$	wzorec do radiochemicznych metod oznaczania obecności polonu w środowisku naturalnym

Dział Cyklotronowy dysponuje też stanowiskiem z tarczą berylową, służącą do konwersji wiązek deutero-

nów na strumieniu niskoenergetycznych neutronów (była ona używana poprzednio do terapii neutronowej). Zostało też zbudowane pomieszczenie do prowadzenia radioterapii protonowej raka siatkówki oka (melanomy). Niestety, ze względu na brak odpowiednich środków finansowych nie jest ono dotąd wyposażone w tzw. fotel terapeutyczny i odpowiednią aparaturę diagnostyczną.

Literatura

- [1] *50 lat Instytutu Fizyki Jądrowej* (Wyd. PAU, Kraków 2005).
- [2] *Henryk Niewodniczański (w dwudziestolecie śmierci)*, raport IFJ, red. Andrzej Hrynkiewicz (Kraków 1989).
- [3] H. Niewodniczański, J. Zakrzewski, „Pierwszy duży cyklotron w Polsce”, *Nukleonika* **5**, 3 (1960).
- [4] J. Schwabe, „AIC-144 – Automatic Isochronous Cyclotron: Main Parameters, Status”, *Nukleonika* **3**, 727 (1997).
- [5] *International Seminar on Isochronous Cyclotron Technique, Proceedings, Kraków–Poland, 13th–18th November 1978*, Raport No 1069/PL.
- [6] E. Bakewicz i in., „A new extraction system for the upgraded AIC-144 cyclotron”, *Nukleonika* **46**, 51 (2001).
- [7] E. Bakewicz, A. Budzanowski, R. Taraszkiewicz, „AIC-144 Cyclotron: Present Status”, *Nukleonika* **48**, Supplement 2 (2003).
- [8] I. Kian, R. Taraszkiewicz, „Pomoc operatorowi cyklotronu HELP”, opracowanie wewnętrzne (1995).
- [9] B. Petelenz, „Izotopy promieniotwórcze otrzymywane w cyklotronie AIC-144”, *Post. Techniki Jądr.* **46**, zes. 3 (2003).



Elementy układu ekstrakcji wiązki jonów cyklotronu AIC-144 przed zainstalowaniem; przy aparaturze mgr inż. Bakewicz (z lewej) i dr Taraszkiewicz

Polska współpraca z DESY

Rozmowa z Albrechtem Wagnerem

Interview with Albrecht Wagner

W lutym 2005 roku prof. Albrecht Wagner, dyrektor generalny Niemieckiego Synchrotronu Elektronowego (DESY) w Hamburgu, odwiedził Warszawę na zaproszenie prof. Andrzeja Legockiego, prezesa Polskiej Akademii Nauk. Celem tej wizyty było podpisanie umowy przedłużającej dotychczasową współpracę naukową między DESY a PAN do 31 grudnia 2009 r. Podpisanie umowy nastąpiło 2 lutego 2005 r. w pomieszczeniach Akademii w Pałacu Kultury i Nauki (fot.).

Z okazji tej wizyty przeprowadziłem z prof. Wagnerem rozmowę na temat współpracy naukowej między polskimi instytucjami naukowymi a DESY. Zacząłem od pytań ogólnych, przechodząc następnie do spraw bardziej szczegółowych.

Wywiad (przeprowadzony w jęz. angielskim) został autoryzowany w kwietniu 2005 r. Z przyczyn ode mnie niezależnych jego tekst (przełożony przeze mnie na polski) dopiero teraz ukazuje się w *Postęпах Fizyki*.

Janusz A. Zakrzewski
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Janusz A. Zakrzewski [JAZ] – Instytuty naukowe w Krakowie i w Warszawie współpracowały z DESY przez ostatnich 25 lat w ramach kilku projektów doświadczalnych i teoretycznych. Jak oceniasz tę współpracę? Czy była ona Twoim zdaniem korzystna dla DESY?

Albrecht Wagner [AW] – Współpraca była i jest korzystna oraz owocna dla obu stron. Rozpoczęta przez poszczególnych fizyków w latach siedemdziesiątych, rozrastała się od tego czasu, obejmując coraz liczniejsze zespoły. Dziś DESY ma umowę o współpracy z ponad dziesięcioma instytutami w Polsce, w tym z Polskiej Akademii Nauk. Szczególnie ważne było wsparcie projektu HERA (patrz niżej – JAZ) przez licznych fizyków, inżynierów i techników, którzy przybyli na dłuższe pobyty do DESY, aby pracować nad tym projektem w czasach, kiedy Europa Wschodnia i Zachodnia były wciąż politycznie rozdzielone. Polscy fizycy stanowią też największą grupę cudzoziemską wykorzystującą źródło promieniowania synchrotronowego DORIS.

JAZ – W ciągu tych lat liczni studenci z Polski przyjeżdżali do DESY na letnie staże jako „summer students”. Jak oceniasz ich poziom akademicki? Czy był on zgodny z oczekiwaniami?

AW – Są oni znakomici w skali międzynarodowej dzięki – jak sądzę – dobremu wykształceniu i efektywnej selekcji w Polsce.

JAZ – Pierwszym wielkim przedsięwzięciem, w jakim uczestniczyliśmy w DESY, był wspomniany wyżej projekt HERA (ang. Hadron Electron Ring Accelerator), czyli budowa jedynego na świecie zderzacza elektronów z protonami wraz z konstrukcją dwóch detektorów, H1

i ZEUS. Czy mógłbyś zwięźle omówić naukowe zalety tego projektu?

AW – HERA jest najpotężniejszym na świecie mikroskopem. Pozwala nam poznać z nieosiągalną dotychczas precyzją najbardziej wewnętrzną strukturę protonu – jądra atomu wodoru. Dzięki zderzaczowi HERA wiemy, że proton jest niezmiernie skomplikowanym obiektem, złożonym z trzech kwarków zanurzonych w morzu kwarków i gluonów – cząstek przenoszących oddziaływanie silne. Ta dokładna znajomość protonu zaczyna już być podręcznikową wiedzą fizyki cząstek. Będzie też miała duże znaczenie dla wielkiego zderzacza hadronowego (ang. Large Hadron Collider, LHC) budowanego w CERN-ie w Genewie, ze względu na to, że LHC jest zderzaczem protonowym.



Podpisanie umowy; od lewej: Janusz A. Zakrzewski, Andrzej Legocki, Albrecht Wagner, Henryk Szymczak

HERA jest także potężnym narzędziem badania trzech podstawowych sił w mikroświecie – oddziaływania silnego, elektromagnetycznego i słabego. HERA pozwala wyznaczyć z bezprecedensową dokładnością natężenie oddziaływania silnego i jego zależność od energii. Pomiar ten odegrał ważną rolę w przyznaniu w 2004 r. Nagrody Nobla z fizyki Grossowi, Wilczkowi i Politzerowi za ich prace teoretyczne dotyczące swobody asymptotycznej oddziaływania silnego. Inny ważny pomiar dotyczy względnego natężenia oddziaływania słabego i elektromagnetycznego. Wyniki uzyskane przy użyciu zderzacza HERA pokazują, że oba oddziaływania stają się równie silne przy wielkich energiach, w pełnej zgodności z przewidywaniami teorii cząstek elementarnych – Modelu Standardowego.

JAZ – Dzięki polskiemu wkładowi w budowę zderzacza HERA (głównie w postaci personelu technicznego z Krakowa i Warszawy) przez wiele lat DESY finansowała pobyty w Hamburgu naszych fizyków i techników pracujących przy eksperymentach H1 i ZEUS. Jakie jest zdanie dyrekcji DESY na temat takiego układu? Czy sądzisz, że można by go powtórzyć przy jakichś przyszłych projektach w DESY?

AW – DESY pokrywała wydatki polskiego personelu podczas pobytu w Hamburgu. Układ ten był niezmiernie korzystny dla obu stron: dla DESY, gdyż dzięki temu zyskiwano bardzo cennych, wykwalifikowanych pracowników do budowy akceleratora i detektorów, oraz dla polskich fizyków, inżynierów i techników, gdyż pozwalało to na ich uczestnictwo w bardzo podniecającym przedsięwzięciu naukowym przy użyciu najnowocześniejszych technologii.

Jeśli chodzi o przyszłe projekty, to trzeba będzie znaleźć najwłaściwsze rozwiązanie. Na przykład, w przypadku projektu europejskiego jako wkład rzeczowy Polski w projekt XFEL (patrz niżej – JAZ) można rozważyć wysyłanie personelu. Polska podpisała ostatnio porozumienie uwzględniające fazę wstępną tego projektu.

JAZ – Wkładem ze strony ośrodków krakowskich i warszawskich w eksperymenty H1 i ZEUS było skonstruowanie w Polsce składników detektorów H1 i ZEUS. Składniki te przetransportowano i zainstalowano w DESY, a następnie obsługiwano i konserwowano podczas zbierania danych. Podobnie było w przypadku innych grup z około dziesięciu krajów. Przez lata w eksperymentach przy akceleratorze HERA w DESY uczestniczyło ponad tysiąc fizyków i techników. W istocie było to nie tylko naukowe, lecz także socjologiczne doświadczenie w dziedzinie współpracy międzynarodowej. Co o tym sądzisz?

AW – Współpraca ta jest przykładem udanej, efektywnej współpracy międzynarodowej. Niewątpliwie będzie ona odgrywała modelową rolę przy konstrukcji oraz obsłudze akceleratorów i detektorów w ramach przyszłych projektów międzynarodowych, takich jak Międzynarodowy Zderzacz Liniowy (ang. International Linear Collider, ILC – patrz poniżej, JAZ). Przy tej okazji warto podkreślić, że polska współpraca z DESY rozpoczęła się niemal 20 lat przed przystąpieniem Polski do Unii Europejskiej.

JAZ – Młodych fizyków i studentów uczestnictwo w eksperymentach typu H1 i ZEUS może stawiać w sytuacji trudnej i frustrującej. Osobisty wkład młodych ludzi może być łatwo przeoczony w gronie starszych i bardziej doświadczonych kolegów. Jaki jest pogląd w DESY na ten temat? Jakie podejmuje się starania, by do tego nie dochodziło?

AW – Moje osobiste doświadczenie jest takie, że nawet w licznej współpracy szybko rozpoznaje się i docenia działalność zdolnych młodych fizyków. Problem widziałbym raczej w ich ocenie zewnętrznej, np. gdy starają się uzyskać zatrudnienie na uczelni. Ludzie z innych dyscyplin naukowych mają trudności w ocenie indywidualnych osiągnięć w przypadku badań prowadzonych w dużych współpracujących zespołach. W tej sytuacji społeczność fizyków cząstek elementarnych musi znaleźć sposoby zapewniające młodym fizykom odpowiednie uznanie.

Umiejętności nabyte przez młodych ludzi podczas działalności w wielkich współpracach traktowane są w wielu zawodach jako duża zaleta. Chodzi tu o doświadczenie w międzynarodowej pracy zespołowej, dotrzymywanie terminów, umiejętność osiągania wyników, przestrzegania budżetu.

JAZ – Już ponad 13 lat zespoły pracujące w eksperymentach H1 oraz ZEUS zbierają i analizują dane. Jakie są dotąd najważniejsze uzyskane wyniki? Czy można oczekiwać kolejnych ważnych wyników do czasu zamknięcia akceleratora HERA w roku 2007?

AW – Wspomniałem już o niektórych głównych wynikach uzyskanych w dotychczasowym działaniu HERA, m.in. o odkryciu bardzo dużej gęstości gluonów w protonie. Większość z nich pochodzi z pomiarów rozpraszania pozytonów na protonach. W roku 2001 akcelerator HERA został zmodyfikowany, tak by mógł dostarczać więcej danych i umożliwić zderzenia ze spolaryzowanymi elektronami i pozytonami. Użycie wiązek spolaryzowanych otwiera zupełnie nowe możliwości odkryć.

Poprzednio w akceleratorze HERA przez większość czasu doprowadzano do zderzeń pozytonów z protonami. W nadchodzących latach położony zostanie większy nacisk na zderzenia elektronów z protonami. Wykonując doświadczenia nad rozpraszaniem zarówno z cząstkami jak i antycząstkami, uzyskuje się możliwość wykonania ważnych pomiarów. Nowe dane zezwolą dodatkowo na weryfikację obserwacji dotąd niewyjaśnionych.

JAZ – Około 10 lat temu w DESY podjęto następny ambitny projekt: TESLA (Teraelectronvolt-Energy Superconducting Linear Accelerator). Chodzi w nim o konstrukcję akceleratora liniowego, w którym doprowadzi się do czołowych zderzeń elektronów i pozytonów. Akcelerator ten wykorzystuje technikę nadprzewodnikową. Jaki jest naukowy powód budowy takiego akceleratora?

AW – Istnieją dwa sposoby przesuwania w górę granicy energii osiągniętych w akceleratorach – zderzacze hadronowe i zderzacze elektronowo-pozytonowe. Te dwa typy akceleratorów uzupełniają się nawzajem w możliwościach odkrywczych. Największy dotychczas zderzacz

elektronowo-pozytonowy LEP (Large Electron Positron collider) wybudowany w CERN-ie umożliwił bardzo wiele obserwacji oraz precyzyjnych pomiarów, które udowodniły, że podstawowa teoria fizyki cząstek jest poprawna z dokładnością do 0,1%. Ogromna zaleta zderzaczy elektronowo-pozytonowych polega na tym, że są one bardzo łatwo sterowalnym i dokładnym narzędziem do badania oddziaływań fundamentalnych.

Wyniki dostarczane przez zderzacze LEP, HERA i Tevatron (zderzacz hadronowy w Chicago) wyraźnie wskazują, że jesteśmy bardzo blisko wielkich nowych odkryć. Doprowadziło to do podjęcia w CERN-ie budowy LHC, który powinien rozpocząć działanie w 2007 r. Prownadzi też do rozwijania techniki przyszłych zderzaczy elektronowo-pozytonowych.

Szczegółowe badania wykazały, że zderzacz liniowy, wraz z LHC, powinny udzielić odpowiedzi na niektóre kluczowe pytania dotyczące fundamentalnej struktury materii. Oto niektóre z tych pytań. Co jest źródłem masy? Czy istnieje podstawowa symetria między cząstkami elementarnymi i nośnikami sił, zwana supersymetrią? Czy siły rządzące światem kwantowym, tj. oddziaływania silne, elektromagnetyczne i słabe, można uzgodnić teoretycznie z oddziaływaniem rządzącym Wszechświatem, tj. grawitacją? Czy potrafimy zrozumieć, czym jest ciemna materia, i poznać jej składniki? Czy żyjemy w świecie czterowymiarowym (trzy wymiary przestrzenne i czas), czy też istnieje więcej wymiarów, których nie postrzegamy, choć one istnieją? Lista ta wskazuje, że pytania z dziedziny cząstek elementarnych są ściśle związane z pytaniami kosmologicznymi.

JAZ – Od samego początku uczestniczyliśmy w badaniu i rozwijaniu technologii dla akceleratora próbnego TTF (TESLA Test Facility), czyli liniowego akceleratora elektronów, budowanego jako sprawdzian nowej technologii wykorzystującej nadprzewodnictwo. Co sądzisz o polskim wkładzie do tego projektu? Czy był on cenny z punktu widzenia DESY?

AW – Projekt TESLA zapoczątkowany około roku 1990 wykorzystywał najnowszą wiedzę na temat akceleratorów nadprzewodnikowych. Dziś współpraca obejmuje 55 instytucji i 12 krajów, w tym 7 instytucji z Polski. Polscy uczeni znacznie przyczynili się do rozwoju technologii oraz bardzo skomplikowanego elektronicznego sterowania akceleratorem.

JAZ – W DESY skonstruowano i przetestowano nowe nadprzewodnikowe wnęki przyspieszające. Jaki jest obecny stan prac nad nimi?

AW – Kiedy rozpoczynaliśmy projekt, w akceleratorach nadprzewodnikowych typowe napięcie przyspieszające we wnękach, zwane gradientem, wynosiło 7 MV/m. Dziś osiągnięto gradienty 35–40 MV/m, redukując jednocześnie w sposób istotny koszty (tzw. koszt za metr), ok. 25 razy. Budowa TTF wykazała, że akcelerator, w któ-

rym zastosowano tę technologię, może działać w sposób wysoce satysfakcjonujący.

Dojrzałość projektu potwierdzono w roku 2004, gdy międzynarodowa komisja przeprowadziła dla zderzacza liniowego analizę porównawczą technologii TESLA i rywalizującej z nią technologii opartej na wnękach miedzianych w temperaturze pokojowej. Komisja zarekomendowała konstrukcję Międzynarodowego Zderzacza Liniowego opartą na technologii TESLA.

JAZ – Wiązki elektronów z akceleratora TTF użyto do wytwarzania promieniowania synchrotronowego w procesie laserowym. Uzyskano w ten sposób nowe, potężne źródło tego promieniowania, w postaci lasera na swobodnych elektronach (Free Electron Laser, FEL). Czy mógłbyś opisać w prosty sposób zasadę działania FEL? Jakie były ważne kroki na drodze do tego osiągnięcia?

AW – Weźmy wiązkę elektronów i przepuścimy ją przez układ trwałych magnesów ustawionych obok siebie biegunami skierowanymi naprzemiennie do góry i w dół. Układ taki nosi nazwę undulatora. Magnesy te wymuszają na elektronach oscylacje wokół ich pierwotnego kierunku ruchu. Elektrony emitują przy tym fotony. Ponieważ wysoce relatywistyczne elektrony i fotony lecą z podobną prędkością, podróżują one wspólnie. Elektrony znajdujące się w chmurze fotonów zaczynają ze sobą oddziaływać. Oddziaływanie to zmienia rozkład gęstości elektronów w każdej paczce. Proces ten prowadzi do wykładniczego wzrostu natężenia światła i do spójnej emisji charakterystycznej dla lasera. Długość fali promieniowania zależy od energii elektronów i może zejść do 0,1 nm, co odpowiada typowym rozmiarom atomowym.

Aby to osiągnąć, należy przygotować dokładnie równoległą wiązkę elektronów, przyspieszyć ją bez większego rozmycia i poprowadzić precyzyjnie wzdłuż osi undulatora. Wymaga to zupełnie nowych rozwiązań.

JAZ – 14 lipca 2005 r. przy użyciu wiązki elektronów z TTF uzyskano akcję laserową przy długości fali ok. 32 nm, tj. w zakresie fal nadfioletowych (VUV FEL, od ang. Vacuum Ultra Violet FEL). Było to niezmiernie ważne osiągnięcie, torujące drogę do XFEL (FEL w zakresie rentgenowskim). Czy od tego czasu zaszło coś nowego? Przy jakiej długości fali działa obecnie FEL? Jakie są plany na przyszłość?

AW – Akcja laserowa przy długości fali 32 nm i używane natężenie stanowią światowy rekord¹. Głównym celem w tym roku jest dostarczenie promieniowania dla pierwszych eksperymentów. Około 35% czasu wiązki będzie przekazane użytkownikom, 65% czasu poświęci się studiom nad XFEL i ILC oraz obsłudze technicznej. Jest to program bardzo ambitny, ale będziemy się starali go zrealizować.

W bardziej odległej przyszłości planujemy osiągnąć jeszcze mniejsze długości fali, ok. 6 nm. Wymaga to jednakże dodatkowej aparatury. Innym planowanym ulepsze-

¹ W kwietniu 2006 r. urządzenie pilotujące VUV-FEL, którego nazwę zmieniono na FLASH, poprawiło ten rekord – akcję laserową uzyskano przy 13,1 nm (przyp. JAZ).

niem jest wykorzystanie procesu zarodkowania (ang. seeding), zwięźającego sygnał lasera i zmniejszającego jego fluktuacje.

JAZ – Czy mógłbyś przy okazji wyjaśnić, czemu DESY pragnie skonstruować XFEL? Jakie kroki do tego prowadzą? Kiedy takie urządzenie byłoby gotowe do pracy?

AW – DESY zawsze prowadziła badania zarówno w zakresie fizyki cząstek elementarnych jak i fizyki fotonów. 40 lat temu w DESY jako jednym z pierwszych laboratoriów używano promieniowania synchrotronowego do badań naukowych. Oczekuje się, że XFEL będzie miał własności przewyższające najlepsze źródła tego promieniowania. Źródło to dostarczy promieniowania o natężeniu o dziewięć rzędów wielkości większym w impulsach 1000 razy krótszych niż z obecnych źródeł synchrotronowych. Pierwszym krokiem w kierunku konstrukcji XFEL jest właśnie VUV FEL.

XFEL będzie budowany jako projekt europejski ulokowany w Hamburgu. Niemiecki rząd federalny jest gotów pokryć 50% kosztów. Jesteśmy właśnie na etapie fazy wstępnej projektu, w sprawie którego rządy 9 państw (Francji, Grecji, Hiszpanii, Niemiec, Polski, Szwajcarii, Szwecji, Wlk. Brytanii i Włoch) podpisały 24 stycznia 2005 r. memorandum porozumienia (nieco później podpisały je także rządy Danii, Rosji i Węgier – JAZ). W tej fazie przygotowywane są wszystkie dokumenty dotyczące spraw naukowych, technicznych i organizacyjnych. Mamy nadzieję, że do końca roku 2006 wszystkie zainteresowane rządy podpiszą dokumenty założycielskie Europejskiego XFEL. Pozwoli to na oddanie tego urządzenia do użytku w zaplanowanym terminie (w roku 2012).

JAZ – Narzucają się tu ogólniejsze pytania związane z tym projektem. Dlaczego nowe źródło FEL, obejmujące zakres długości fal od podczerwieni do promieni X, miałoby być tak ważnym narzędziem badawczym w dziedzinie nauk przyrodniczych, od fizyki, chemii, biologii, nauk medycznych do geologii?

AW – Promieniowanie laserowe ze źródła XFEL umożliwi badanie dynamicznych własności materii, np. wewnętrznego funkcjonowania cząsteczek biologicznych i innych procesów fizycznych. XFEL pozwoli na kręcenie „filmu” o podstawowych reakcjach w materii z rozdzielczością atomową i w skali czasowej charakterystycznej dla tych procesów. Znajomość struktury materii zawsze stanowiła klucz do zrozumienia jej zachowania i własności. Jako przykład wspomnę strukturę DNA, którą wykryto przy użyciu dyfrakcji promieni X. Poznanie tej charakterystycznej struktury otworzyło drogę do zrozumienia genetyki.

XFEL da zatem nie tylko dostęp do statycznej struktury cząsteczek chemicznych czy biologicznych, lecz także do ich dynamicznej ewolucji.

JAZ – Jakiego rodzaju problemy stwarza używanie tak intensywnych wiązek promieniowania? Czy sądzisz, że intensywne, nanosekundowe wiązki z FEL mogą prowadzić do odkrycia nowych zjawisk?

AW – Wielkie natężenia wiązek elektronowych i fotonowych wymagają specjalnych zabiegów przy ich prowadzeniu i sterowaniu. Badania wykonane przez grupę z PAN pokazały na przykład, że ze zniszczeniami powierzchni przez wiązkę laserową można dać sobie radę. Impulsy były bardzo krótkie, 20-femtosekundowe.

Jak już wspominałem przed chwilą, kombinacja wielkiego natężenia i krótkich impulsów na pewno doprowadzi do nowych odkryć w różnych dziedzinach nauki.

JAZ – Wróćmy teraz do zderzacza liniowego typu TESLA. Jeśli dobrze rozumiem obecną sytuację, nie jest jasne, gdzie taki zderzacz, nazwany Międzynarodowym Zderzaczem Liniowym (ILC), zostanie ostatecznie zbudowany. Ze względu na ogromne koszty takiego projektu na pewno będzie realizowany w ramach wielkiej współpracy międzynarodowej. Jeśli zapadnie decyzja, by budowę zlokalizować w Stanach Zjednoczonych bądź w Azji, to jaka będzie w takim przypadku rola DESY? Jak sądzisz, który kraj azjatycki mógłby tu zostać wybrany?

AW – Kilka lat temu fizycy cząstek elementarnych w Azji, Europie i Ameryce Północnej opracowali swoją „mapę drogową” dla tej dziedziny fizyki na 10–20 lat. Doszli oni do tego samego wniosku: dla wszystkich trzech regionów ILC będzie następnym wielkim projektem fizyki cząstek elementarnych po zakończeniu budowy LHC. Strategia ta została zatwierdzona w 2004 r. przez ministrów nauki z krajów należących do OECD.

Agencje finansujące programy badawcze pilnie śledzą międzynarodowe dążenie do jednego, wspólnego projektu. Społeczność fizyków potrafiła podjąć bardzo trudną decyzję dotyczącą techniki akceleratorowej i w konsekwencji połączyć siły. Globalny projekt zapoczątkowało ostatnio powołanie dyrektora. W skrócie, podjęto wiele udanych decyzji, które zbliżają nas do celu, jakim jest budowa ILC. Istnieje pełna zgoda co do tego, że należy zbudować tylko jeden akcelerator i że wszystkie regiony muszą tu połączyć siły. Wielkie laboratoria zdecydowały się w pełni uczestniczyć w budowie, obsłudze i wykorzystaniu takiego urządzenia. Po raz pierwszy prace nad projektem akceleratora będą wzorowane na udanym przykładzie wielkich eksperymentów fizyki cząstek elementarnych. Choć byłoby bardzo przyjemnie gościć ILC w Hamburgu i wykorzystać w pełni rozwiązania wspólne z europejskim projektem XFEL, nie widzę żadnych przeszkód, by DESY uczestniczyła w projekcie zlokalizowanym w Azji czy Ameryce Północnej.

JAZ – Istnieje jeszcze jeden wielki projekt międzynarodowy: Globalna Sieć Akceleratorowa (GAN, Global Accelerator Network). Czy mógłbyś coś o nim powiedzieć?

AW – GAN nie jest w swej istocie projektem, lecz propozycją, jak realizować globalne projekty typu ILC. Zakłada się tu, że budowę akceleratora prowadzi się z podziałem odpowiedzialności za poszczególne części składowe między wielkie laboratoria na świecie. Za jego obsługę byłyby odpowiedzialne ośrodki akceleratorowe trzech regionów. Na mniejszą skalę w ten właśnie sposób obsługiwane jest urządzenie TTF, nadzorowane z Włoch i ze Stanów Zjednoczonych.

JAZ – Polska Akademia Nauk w ostatnich latach była partnerem DESY w ramach projektu TESLA. Czy można byłoby kontynuować taką partnerską współpracę w realizacji projektu ILC?

AW – Choć ILC jest projektem globalnym, przewidujemy istnienie silnych ośrodków regionalnych w nim uczestniczących. DESY pragnie stać się takim europejskim ośrodkiem w sieci ILC, podtrzymywać i rozwijać więzi z partnerami europejskimi, takimi jak PAN.

JAZ – I ostatnie pytanie. Polska jest obecnie członkiem Unii Europejskiej. Czy wpływa to w jakiś sposób na

naszą współpracę z DESY? Jaką przewidujesz przyszłość tej współpracy?

AW – Współpraca między ośrodkami polskimi a DESY jest stymulowana przez naukę i mam nadzieję, że będzie się nadal rozwijać. Dzięki przynależności Polski do UE łatwiejsza niż dawniej jest wymiana pomysłów, przepływ ludzi i aparatury. Pozwala to też na formułowanie wspólnych europejskich projektów badawczych. Jestem przekonany, że wszystko to jeszcze bardziej wzmocni naszą obecną ścisłą współpracę.

JAZ – Dziękuję za rozmowę.

PTF



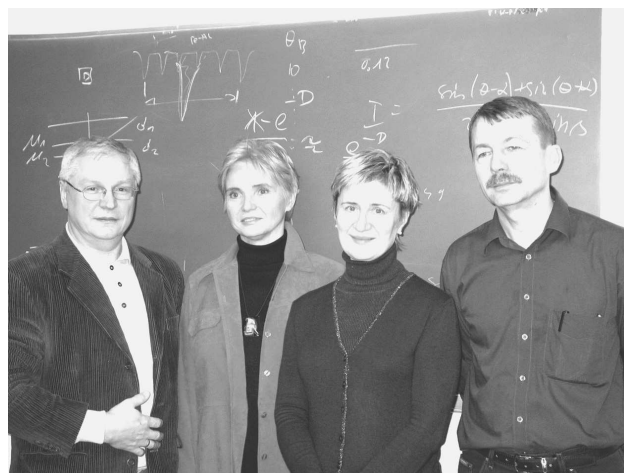
Oddział Białostocki

20 października 2006 r. członkowie Oddziału Białostockiego PTF wybrali władze na kadencję 2007–08. Przewodniczącym Oddziału ponownie został Eugeniusz Żukowski, sekretarzem Zarządu pozostał Ryszard Gieniusz, a skarbnikiem – Krystyna Perzyńska (wszyscy są pracownikami Uniwersytetu w Białymstoku). Skład Zarządu uzupełnili Krzysztof Szymański (UwB), Małgorzata Grądzka-Dahlke (Politechnika Białostocka) i Mirosława Żuber (I LO w Białymstoku).

Zarząd podsumował działalność w ostatnich 2 latach. Zgodnie z wieloletnią tradycją, Towarzystwo organizuje wykłady popularnonaukowe z fizyki i nauk pokrewnych, adresowane przede wszystkim do uczniów szkół ponadpodstawowych z Podlasia. Od listopada 2004 r. odbyło się 11 takich wykładów (physics.uwb.edu.pl/ptf/wyklady.html), w których łącznie wzięło udział ok. 1200 uczniów z Białegostoku i okolic.

Białostockie środowisko fizyków współorganizuje Podlaski Festiwal Nauki i Sztuki, który w 2006 r. odbył się już po raz czwarty. W ramach Festiwalu proponujemy m.in. wykłady popularnonaukowe, pokazy doświadczeń z różnych działów fizyki, prezentacje komputerowych symulacji procesów fizycznych, warsztaty „zabawki fizyczne” i warsztaty w Obserwatorium Astronomicznym. Goście Festiwalu tradycyjnie już mogli obejrzyć doświadczenia sterowane za pomocą komputera, przygotowane w Regionalnym Laboratorium Nauczania Przedmiotów Przyrodniczych, oraz eksperyment sterowany przez internet „Explore magnetic domains” (physics.uwb.edu.pl/exp/domeny).

W roku 2005 Oddział przyłączył się do obchodów Światowego Roku Fizyki; imprezy ŚRF 2005 były propagowane podczas wykładów organizowanych przez Towarzystwo.



Od lewej: Eugeniusz Żukowski, Małgorzata Grądzka-Dahlke, Krystyna Perzyńska i Ryszard Gieniusz

Środowisko fizyków zwróciło uwagę na gwałtowny spadek liczby chętnych do studiowania fizyki. W roku 2006 do rekrutacji na UwB zgłosiło się tylko 15 osób, podczas gdy rok wcześniej kandydatów było 40, a w 2004 roku – 140. Aby przeciwdziałać tej niepokojącej tendencji, członkowie PTF postanowili aktywniej propagować fizykę w liceach i wspierać, w miarę swoich możliwości, wszystkie akcje promujące fizykę.

Maciej Piętka

Jan Mozrzyimas (1937–2006)

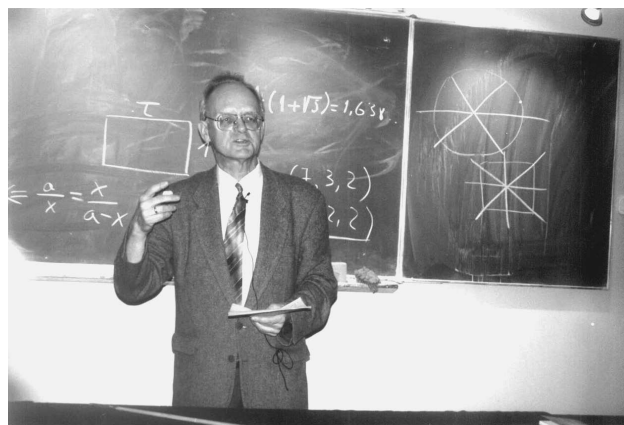
8 stycznia 2006 r. zmarł Jan Mozrzyimas, profesor Instytutu Fizyki Teoretycznej, w latach 1981–84 dziekan Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii, a w latach 1984–87 rektor Uniwersytetu Wrocławskiego. 7 kwietnia odbyła się uroczysta sesja dwóch Instytutów Fizyki (Doświadczalnej i Teoretycznej) UWr poświęcona jego pamięci. W jej trakcie dzielili się wspomnieniami jego współpracownicy i uczniowie.

W imieniu żony Zmarłego a swojej matki – prof. Ewy Dobierzewskiej-Mozrzyimas z Instytutu Fizyki PWr – i swego brata – prof. Jerzego Mozrzyimas z Akademii Medycznej we Wrocławiu – dr hab. Marek Mozrzyimas z IFT UWr przedstawił wybrane wydarzenia z życia swego ojca. Jan Mozrzyimas urodził się 6 stycznia 1937 r. w Poniewieżu na Litwie. Po wojnie wraz z rodzicami przeniósł się do Żar (dziś w województwie lubuskim). W roku 1959 odbył się w Toruniu Ogólnopolski Naukowy Zjazd Studentów Fizyki, podczas którego były również prezentowane prace magisterskie. Swoją pracę, wykonaną pod kierunkiem prof. Jana Rzewuskiego, przedstawił także Jan Mozrzyimas. Otrzymał za nią pierwszą nagrodę – szwajcarski zegarek – od ówczesnego marszałka Sejmu.

Pierwszy okres pracy naukowej Jana Mozrzyimas, początkowo w instytucie PAN, a następnie w Instytucie Fizyki Teoretycznej UWr, obejmował zastosowania ciągłych grup symetrii do badania własności czasoprzestrzeni i atomów. Napisał wówczas dwie monografie: *Zastosowanie teorii grup w fizyce współczesnej* oraz *Wstęp do współczesnej teorii grup krystalograficznych i ich reprezentacji*. W roku 1972 został zaproszony do renomowanego międzynarodowego Instytutu Wyższych Studiów Naukowych (IHES) w Bures-sur-Yvette pod Paryżem. Pracował tam wspólnie z prof. Louisem Michele, wybitnym fizykiem, członkiem Akademii Francuskiej. Z tego okresu pochodzą prace, w których sformułowano nowe topologiczne reguły wyboru dla zmian symetrii kryształów w przejściach fazowych drugiego rodzaju. W monografiach są one cytowane jako modele Michela–Mozrzyimas. Określono również aksjomatyczne podstawy krystalografii wielowymiarowej. Prace te uważane są w literaturze naukowej za jedno z ważniejszych osiągnięć w krystalografii matematycznej. Wyniki osiągnięte we francuskim instytucie były publikowane i przedstawiane na wielu międzynarodowych konferencjach oraz seminariach.

Oprócz tej bardzo specjalistycznej działalności naukowej z dziedziny fizyki Jan Mozrzyimas starał się zgłębiać inne dziedziny wiedzy. Szukał pomostów pomiędzy nimi, uniwersalnych praw pozwalających poznać i zrozumieć otaczający nas świat. Uważał, że kluczem do tego jest idea symetrii w jej najbardziej ogólnym ujęciu. Problemy te były dla niego fascynujące i – jak się zwierzał – zaczęły go bardziej interesować niż wąskie, specjalistyczne badania. Ta ewolucja zainteresowań nasunęła

myśl o stworzeniu interdyscyplinarnego studium, które pozwoliłoby ukazać szersze horyzonty poznania, stanowiłoby forum dyskusji i wymiany poglądów naukowych przedstawicieli różnych dziedzin wiedzy. Te zamierzenia spełnił, prowadząc od 1991 r. wraz ze współorganizatorami: profesorami Janiną Gajdą-Krynicką, Adamem Jezińskim, Antonim Ogorzałkiem i Adamem Nobisem, Studium Generale, w którego ramach wygłaszane były referaty i wykłady interdyscyplinarne. Materiały tych seminariów zostały opublikowane w dziesięciu tomach w Wydawnictwie Uniwersytetu Wrocławskiego i w Leopoldinum. Wszystkie prace organizacyjne i redakcyjne były wykonywane społecznie. W okresie tym napisał również dwie książki: *Ewolucja idei symetrii* oraz *Harmonia sfer niebieskich i muzyka abstrakcyjnych symetrii* (drugą wspólnie z Andrzejem Wolańskim).



Jan Mozrzyimas

Przy podejmowaniu ważnych decyzji zawsze kierował się dobrem wynikającym z przyjętej przez siebie hierarchii wartości. Nie brał pod uwagę osobistych racji czy ambicji. W roku 1984 wyraził zgodę, by pełnić funkcję rektora. Po wyborze, podczas kadencji w latach 1984–87, kierował Uniwersytetem Wrocławskim, starając się w tak trudnym okresie służyć uczelni i jej pracownikom. Rodzina była świadkiem, jak wielkiego wysiłku i poświęcenia wymagało od niego wywiązywanie się z podjętych obowiązków rektora.

Marek Mozrzyimas wspominał o jeszcze jednym wymiarze postawy i osobowości swego ojca. Był on żarliwym polskim patriotą, bardzo wysoko ceniącym dziedzictwo kulturowe i tradycję naszego narodu. Jego patriotyzm nie był jednak werbalny. Nie manifestował go w różnego rodzaju dysputach i nie mówił o nim często. Czasami tylko to jego przywiązanie do kultury i tradycji narodowych oraz troska o ich zachowanie była wypowiedziana poprzez cytowanie ulubionego wieszczka – Cypriana Kamila Nor-

wida. Choć poglądy Profesora ulegały pewnej ewolucji, w miarę jak na naszych oczach rozwijała się, często burzliwie, historia najnowsza, to dzisiaj możemy z dumą stwierdzić, że jego poglądy zawsze miały ten sam „kręgosłup”. Było to dla nas ważne przesłanie, zwłaszcza że przyszło nam kształtować się i żyć w czasach, gdy relatywizacja wartości przybiera na sile. Na zakończenie dr Mozrzymas podzielił się jeszcze jedną refleksją. Wspominając drogę naukową ojca, często mówi się o teorii grup, o symetrii, którą dostrzegał i opisywał w coraz szerszym kontekście. Korzystając z tych narzędzi, z niezwykłym zaangażowaniem poszukiwał i pragnął opisywać harmonię otaczającego nas świata. Nawiązując do wspomnianych wcześniej wątków, można stwierdzić, że poprzez umiejętność połączenia swojego naukowego powołania z niezwykle absorbującą służbą dla środowiska akademickiego ukazał jeszcze jeden piękny, a zarazem praktyczny wymiar słowa „harmonia”.

Prof. Henryk Konwent z IF PWr zaczął swe wspomnienia od lat młodości Profesora. Jan Mozrzymas uczęszczał do Liceum Ogólnokształcącego w Żarach. Fizyki w tym czasie nauczał Józef Kraśnicki, wykładający starannie i rzeczowo, choć bez emocji i fajerwerków (w szkole nie było pracowni). Ambicją uczniów było rozwiązanie największej liczby zadań ze zbioru Zillingera. Janek Mozrzymas rozwiązał chyba wszystkie. Matematyki uczył Józef Szczepański, doktor filozofii, ale nie zawodowy matematyk. Jego lekcje były starannie przygotowane – zwracał uwagę na ścisłość oraz prostotę sformułowań i tego wymagał od młodzieży. Obaj nauczyciele starali się zachęcić uczniów do samodzielnej pracy. Ta metoda nauczania okazała się skuteczna. W latach 1950–55 kilku absolwentów żarskiego liceum dostało się na studia fizyczne, a później trzech lub czterech uzyskało tytuły profesorskie. Henryk ukończył liceum wcześniej, a jako student fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim spotykał się z Jankiem; często dyskutowali o fizyce i matematyce. Rozmowy te miały pewien wpływ na wybór kierunku studiów młodszego kolegi. Jan Mozrzymas zdał maturę w roku 1954 i został studentem fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim. Studia ukończył w 1959 r. i rozpoczął pracę nad doktoratem pod kierunkiem prof. Jana Rzewuskiego.

Obydwaj koledzy swoje rozprawy doktorskie obronili w odstępie jednego dnia (18 i 19 czerwca 1964 r.). W latach 1964–70 Jan Mozrzymas zajmował się teorią grup i jej zastosowaniami w fizyce. Na II Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej w Karpaczu w 1965 r. przedstawił wykład poświęcony tym zagadnieniom. W następnych latach wykład ten rozrósł się do trzytomowego skryptu, który w końcu stał się podręcznikiem *Zastosowanie teorii grup w fizyce*. Henryk Konwent skorzystał z wiedzy przyjaciela – prowadził wykład z zastosowań teorii grup w fizyce ciała stałego i jest współautorem pracy o wewnętrznej symetrii równania Schrödingera z potencjałem o podwójnym minimum, opisaną przez grupę SU(2).

Prof. Andrzej Pękalski z IFT UWr podzielił się osobistymi wspomnieniami z czasów, gdy z Jankiem Mozrzy-masem byli na jednym roku studiów. Kiedyś narysował go

i pokazał rysunek swemu ojcu, który zwrócił uwagę, że ludzie nie są tak chudzi. Spozobegła to także koleżanka Ewa Dobierzewska, późniejsza pani profesor Mozrzy-masowa, i zajęła się Jasiem. Po pewnym czasie Jaś wyglądał jak reszta roku, ale też i stopnie zaczął dostawać takie jak koledzy. Do poprzedniej chudości już nie wrócił, natomiast jego indeks znów zaczął się zapełniać najwyższymi ocenami. Nic więc dziwnego, że po studiach szybko zrobił doktorat i został zatrudniony w naszym Instytucie. Gdy Andrzej Pękalski wrócił do Instytutu na studia doktoranckie, Jan Mozrzymas był już autorytetem w dziedzinie teorii grup, a Andrzej musiał zdawać u niego egzamin. Był to jeden z trudniejszych egzaminów. Janek od razu zapowiedział, że nie będzie taryfy ulgowej, i słowa dotrzymał. Nie zwracali się do siebie per „pan”, ale niewiele do tego brakowało.

W kadencji 1981–84 Jan Mozrzymas został dziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii, a Andrzejowi Pękalskiemu zaproponował, aby był prodziekanem. Czasy, gdy dziekani wspólnie z rektorem dyskutowali nad przyszłością Uniwersytetu i zastanawiali się, co jeden wydział ma do zaproponowania innemu, wydają się dziś opowieścią z bardzo odległej przeszłości. W tym zacnym gronie prof. Mozrzymas odgrywał bardzo ważną rolę i to nie dlatego, że reprezentował największy wydział. Następnie, w trudnych latach 1984–87, został rektorem. Kadencja ta była oceniana bardzo wysoko przez pracowników akademickich naszego Uniwersytetu o zróżnicowanej proweniencji politycznej. Cechowała się ona dużym umiarem decyzji i stanowczością w sprawach pryncypialnych. Jednym z osiągnięć, którymi prof. Mozrzymas mógł się pochwycić, był fakt, iż za jego kadencji żaden student nie został decyzją władz rektorskich relegowany z uczelni. Do końca swego życia pozostał dużym autorytetem moralnym zarówno na terenie Uniwersytetu, jak i w macierzystym Instytucie Fizyki Teoretycznej. Jego niespodziewana śmierć została przyjęta jako wielka strata.

Wszyscy chyba pamiętają, jak Jan wysłuchiwał osoby, z którą rozmawiał – kiwał spokojnie głową, mówił „tak, tak” i sprawiał wrażenie, że myślimi jest gdzie indziej. Po chwili wypowiadał swoje zdanie, z reguły spokojnie i celnie. Długo próbował Andrzeja Pękalskiego nauczyć owej trudnej sztuki przemyślenia odpowiedzi i wypowiedzenia się spokojnym tonem. Jest on mu za to i za wiele innych spraw bardzo wdzięczny.

Prof. Zbigniew Haba z IFT UWr omówił działalność naukową Profesora. Badania Jana Mozrzy-masa dotyczyły różnorodności analitycznych i teorii grup. Tematyka ta była treścią jego rozprawy doktorskiej „Interpretacja fizyczna różnorodności analitycznych” obronionej w 1964 r. Jej kontynuacją była praca habilitacyjna „Zastosowanie metod topologii algebraicznej w teorii grup tranzytywnych do łączenia symetrii i wyznaczania reprezentacji grup symetrii”, napisana w 1968 r. Jednak najbardziej owocny okres badań rozpoczął się na początku lat siedemdziesiątych cyklem prac o klasyfikacji i reprezentacjach grup punktowych oraz grup krystalograficznych. Pracami tymi zainteresował się Louis Michel, zapraszając Jana do IHES

w Bures-sur-Yvette w 1973 oraz w 1978 r. Wyniki ich badań, wykorzystujące wcześniejsze rezultaty Jana Mozrzymsa dotyczące grup punktowych, zostały opublikowane w dwóch wspólnych pracach. Dotyczyły one klasyfikacji przejść fazowych drugiego rodzaju (nazywanej w literaturze klasyfikacją Michela–Mozrzymsa) w teorii Ginzburga–Landaua na podstawie teorii reprezentacji grup punktowych. Prace Jana Mozrzymsa omawiane są w klasycznych monografiach dotyczących grup krystalograficznych (np. w monografii Engela i Zassenhausa ze współautorami) i pozostaną trwałym elementem wykształcenia akademickiego.

Prof. Jerzy Lukierski z IFT UW r. nawiązał do lat sześćdziesiątych, gdy wraz z mgr. Mozrzymsą stanowił parę młodych asystentów najbliższej współpracujących z prof. Rzewuskim. Okazało się, że style pracy naukowej Jana Rzewuskiego i Jana Mozrzymsa były bardzo podobne – dogłębne, wieloletnie drążenie jednego tematu. Takim tematem był wtedy opis czasoprzestrzeni we współrzędnych spinorowych. W latach 60. oraz 70. Rzewuski i Mozrzymsa uzyskali ciekawe wyniki w ramach geometrii spinorowej, lecz nie uzyskały one szerokiego rozgłosu, gdyż w połowie lat sześćdziesiątych podobną ideę rozwinął pod nazwą rachunku twistorów Roger Penrose z Uniwersytetu Oksfordzkiego. Spinorowy opis czasoprzestrzeni łączy się teraz głównie z jego nazwiskiem.

Prof. Tadeusz Lulek z Katedry Fizyki Politechniki Rzeszowskiej wyznał, że prof. Jan Mozrzymsa był jednym z jego naukowych mistrzów na odległość, poprzez wykłady na szkołach fizyki teoretycznej oraz swoje monografie i artykuły. Zaczęło się od szkół w Karpaczu, które w latach sześćdziesiątych były dla Tadeusza Lulka i jego kolegów z Poznania źródłem – właściwie jedynym – kontaktów międzynarodowych, jak też stwarzały możliwość poznania nowych kierunków w fizyce oraz przedstawienia własnych badań. Tam miał możliwość wysłuchania czterogodzinnego cyklu wykładów prof. Mozrzymsa o teorii grup. Były one wysoce specjalistyczne. O ile pierwszy wykład mógł zrozumieć i przyswoić niemal w całości „z marszu”, o tyle dalej było już trudniej, a czwarty wykład dał w wyniku jedynie luźne notatki, z silną motywacją do szczegółowego przestudiowania omawianych zagadnień. Owo studiowanie przeciągało się przez lata i dekady, kolejne szkoły w Karpaczu (organizowane przez ośrodek wrocławski), w Szczyrku (ośrodek katowicki), a później również przez prof. Lulka i współpracowników z Poznania (Zajączkowo) oraz Rzeszowa (Myczkowce pod Soliną) – serię ośmiu szkół pod wspólnym tytułem „Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter”. Prof. Mozrzymsa był stałym uczestnikiem, wykładowcą, a także inspiratorem tych szkół; to dzięki niemu do grona stałych uczestników dołączył prof. Michel. Tadeusz Lulek miał możliwość obserwować też działalność społeczną Jana Mozrzymsa, który – jako rektor UW r. w trudnym okresie schyłkowego PRL – zdecydowanie i ofiarnie, a przy tym taktownie chronił środowisko akademickie przed atakami ówczesnych władz państwowych, jak też starał się powstrzymać desperackie niekiedy kroki radykalnych uczestników

protestów obywatelskich. Wzruszającym przykładem międzynarodowej solidarności uczonych był fakt, że rolę gospodarza-organizatora kolejnej szkoły w Karpaczu przejął prof. Michel, który – jako gość zagraniczny, a jednocześnie partner naukowy rektora – zastąpił go w merytorycznym przewodniczeniu Szkole, gdy ten musiał w Ministerstwie Nauki i Szkolnictwa Wyższego bronić swego Uniwersytetu.

Dr Witold Urbanik z Akademii Ekonomicznej we Wrocławiu, występując jako najmłodszy z czterech wypromowanych doktorantów Profesora, zwrócił uwagę na styl jego kontaktów z bliźnimi. W trakcie rozmowy czy dyskusji nie przerywał rozmówcy, nie kończył rozmowy, usprawiedliwiając się brakiem czasu. W pracy naukowej cenił zaś i szukał takiego rodzaju regularności, która nie jest prymitywną symetrią, lecz innym jej rodzajem, jaki podziwiamy w dziele sztuki, a zwiemy harmonią. Często widać było jego radość, gdy mówił o wynikach, które pozwalały wprowadzić element owej harmonii do krajobrazu dziedziny, którą się zajmował. W okresie współpracy z Witoldem Urbanikiem Mozrzymsa zajmował się grupami krystalograficznymi w trzech i czterech wymiarach, a także reprezentacjami rzutowymi. W od dawna badanych grupach skończonych potrafił odkrywać prawidłowości i harmonie. Na koniec dr Urbanik wspominał o zainteresowaniach Profesora myślą Pierre’a Teilharda de Chardin, co wiązało się zapewne z poszukiwaniem harmonii. Mogło to nieco dziwić, gdyż przedstawiciele nauk przyrodniczych raczej sceptycznie patrzyli na koncepcje Ojca Piotra. Jego myśli mogły być dla Mozrzymsa przykładem tego, że refleksje nad światem materii i światem ducha nie muszą biec po nieprzecinających się drogach.

Dr Janusz Dąbrowski, fizyk i jednocześnie muzyk zatrudniony w Filharmonii Sudeckiej w Wałbrzychu, opowiedział o ostatnim temacie naukowym Jana Mozrzymsa, mianowicie o ograniczonym zagadnieniu trzech ciał, w którym z wykorzystaniem całki Jacobiego udało mu się utworzyć równania parametryczne krzywych zerowej prędkości w płaszczyźnie ruchu dwóch cięższych ciał. Równania parametryczne spotykane w dotychczasowej literaturze naukowej dają jedynie przybliżony obraz wspomnianych linii. Równania te nie przewidują tak ważnych dla astronomii punktów osobliwych, jak punkty libracji. Przez rozwiązanie odpowiedniego równania algebraicznego trzeciego stopnia Jan Mozrzymsa uzyskał parametryzację dającą dokładny kształt badanych krzywych. Są one obrazem przecięcia wymienionej płaszczyzny z powierzchnią zerowej prędkości. Dzięki metodzie opracowanej i zastosowanej przez Jana Mozrzymsa w celu otrzymania omawianych linii Januszowi Dąbrowskiemu udało się przez rozwiązanie odpowiednich równań algebraicznych czwartego stopnia uzyskać powierzchnie zerowej prędkości. Wyniki tej współpracy można zastosować m.in. do badania stabilności orbit księżyców Jowisza.

Prof. Adam Jezierski z Wydziału Chemii UW r. opowiedział o seminariach interdyscyplinarnych prowadzonych w latach dziewięćdziesiątych przez Profesora. 17 lutego 1993 r. działania te zostały zinstytucjonalizowane –

Senat powołał Studium Generale, na którego czele stanął prof. Jan Mozrzyk. Początkowo wątkiem przewodnim były symetrie w naukach przyrodniczych i humanistycznych, potem systemy, idee porządku i chaosu, ewolucji, prawdy w nauce i w naszych działaniach. Pomysł seminarium i jego przebieg były autorskim dziełem Profesora. To on usilnie starał się o logikę ich porządku i treść, dbał o staranne opracowanie tekstów i wydanie kolejnych książek związanych ze Studium, a ukazało się kilkanaście tomów! Zamysł połączenia osiągnięć nauk matematyczno-przyrodniczych i humanistycznych zawsze przyświecał działaniom Profesora, który starał się, aby przedstawiciele różnych dyscyplin naukowych rozumieli się nawzajem. Po jakimś czasie do tematyki seminaryjnej włączył różne dziedziny sztuki, aby uczestnicy seminariów

docenili rolę harmonii w różnych obszarach działalności człowieka.

Jan Mozrzyk był zwolennikiem poglądu Teilharda de Chardin o ewolucji kosmicznej od punktu alfa do punktu omega. Życie Profesora – dobro, jakie nam dawał, jego ciepły głos, jego głębokie przekonanie, że kosmiczna harmonia, prawda, piękno i świat wartości istnieją realnie, są dla nas przesłaniem. Jak pisał: „W naszym życiu obok Tendencji Głównej spełniającej ewolucję Wszechświata działają Tendencje Jednoczące i Wysokowymiarowe; jeśli przestaną działać, odczujemy rozdarcie i zubożenie wewnętrzne”.

Bernard Jancewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

RECENZJE

Obserwacje i pomiary astronomiczne

Andrzej Branicki: *Obserwacje i pomiary astronomiczne dla studentów, uczniów i miłośników astronomii*, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2006, s. 328.

Książka jest owocem ponaddwudziestoletniej pracy Autora, nauczyciela akademickiego Uniwersytetu w Białymstoku, prowadzącego zajęcia z astronomii m.in. dla przyszłych nauczycieli fizyki i astronomii. Powstała na podstawie ćwiczeń praktycznych prowadzonych przez Autora do własnych wykładów astronomii i astrofizyki dla studentów fizyki na różnych poziomach kształcenia. Składa się z dwóch objętościowo prawie równych części. W części pierwszej Autor przedstawia podstawowe obserwacje astronomiczne, możliwe do wykonania przez szerokie grono miłośników astronomii, a w części drugiej proponuje i omawia pomiary astronomiczne przeznaczone dla studentów bardziej zaawansowanych w tajnikach astronomii i matematyki. Obie części mają też dodatki. Dodatki do cz. I zawierają porady, jak wykonać elementarne pomoce, które ułatwią obserwacje, radzą, czym i jak fotografować niebo i jak posługiwać się mapami nieba. Dodatki w cz. II zawierają praktyczne porady, jak zmierzyć odległości kątowe między obiektami i ich pozycję na niebie, jak wyznaczyć skalę obrazów nieba oraz bardzo cenne, ze względu na rosnącą popularność cyfrowych aparatów fotograficznych, omówienie działania kamer CCD i wyznaczania jasności obiektów z obrazów nieba wykonanych kamerą cyfrową. Bardzo użyteczne dla wielu czytelników bardziej zaawansowanych w tajnikach astronomii i informatyki będą kody komputerowe niektórych programów obliczeniowych (do wyznaczania gęstości gwiazd w gromadach i do zliczeń gwiazd). Nie zabrakło tablic podstawowych wielkości fizycznych i astronomicznych. Praktyczne znaczenie mają też objaśnienia używanych symboli oraz skorowidz nazw i pojęć, zamykające książkę.

Zgodnie z intencją Autora wyrażoną we wstępie, książka jest adresowana głównie do studentów fizyki, jako zbiór ćwiczeń do kursu astronomii ogólnej i pomoc dla przyszłych nauczycieli fizyki oraz astronomii w przeprowadzaniu interesujących lekcji i inspirowaniu uczniów do własnych dociekań naukowych. Jak mało innych przedmiotów nauczania, astronomia doskonale nadaje się do takiej inspiracji. Kopuła niebios rozpościera się nad nami wszyskimi. Wygląd nieba zmienia się nieustannie. Co pewien czas pojawiają się na nim jakieś dziwne obiekty i zjawiska. Jak na to patrzeć? Jak rozumieć to, co widzimy? Dlaczego tak się dzieje? W zrozumieniu tych zjawisk recenzowana książka może znakomicie pomóc. Proponowane w niej obserwacje przeprowadzać można wszędzie, gdzie się znajdujemy. W zasadzie nie potrzebujemy do nich żadnych specjalnych przyrządów. Możemy je wykonywać i w słoneczny dzień, i o zmierzchu, o wschodzie i zachodzie Słońca, w czasie gwiazdzistej nocy. O zmierzchu możemy się pokusić o wyznaczenie rozmiarów ziemskiego globu, powtarzając w nieco zmodyfikowanej formie doświadczenie Eratostenesa sprzed 24 wieków; możemy obserwować zmieniające się barwy nieba czy zniekształcenia zachodzących tarcz Księżyca lub Słońca. Gdy już pokażą się gwiazdy, zwróćmy uwagę na to, jak zmienia się ich położenie względem horyzontu. Czy tak samo zmienia się położenie Słońca? A czy tak samo zmienia się położenie gwiazd w różnych porach roku? A jak rozpoznać różne układy gwiazd (gwiazdozbiory) na niebie? Jak czytać mapy nieba? Jak znajdować określone gwiazdy, gromady gwiazdowe, mgławice, planety?

Naszą najbliższą gwiazdą jest Słońce. Jego obserwacje znakomicie ułatwiły astronomom zrozumienie natury gwiazd. A czego uczeń, student czy tzw. szary człowiek może się dowiedzieć, obserwując Słońce? Czy wszyscy zdają sobie sprawę z tego, że z prostych obserwacji cienia i półcienia rzucanego przez np. krawędź budynku wyzna-

czyć możemy średnicę kątową naszej dziennej gwiazdy i jej zmiany, co prowadzi do wyznaczenia kształtu orbity Ziemi? A dynamiczny świat plam słonecznych? To przecież z jednej strony wskaźnik aktywności słonecznej i tzw. pogody kosmicznej, a z drugiej znakomita okazja do przekonania się, że Słońce obraca się wokół swej osi i że różne jego obszary obracają się z różną prędkością. A jak Słońce wędruje wśród gwiazd? Dlaczego co miesiąc nie spotyka się z Księżycem i nie mamy zjawiska zaćmienia Słońca?

Księżyc jest bardzo wdzięcznym przedmiotem nocnych obserwacji. Możemy studiować topografię różnych obszarów Srebrnego Globu, śledzić widoczność i pojawiające się kształty w zależności od fazy Księżyca, sprawdzać, czy podczas kolejnych obserwacji widoczna jest dokładnie ta sama strona naszego satelity. A czy wielkość jego tarczy jest zawsze taka sama? Jak wyznaczyć odległość i rozmiary Księżyca? A jak on się porusza między gwiazdami? A gwiazdy, jak one się poruszają? Dlaczego niektóre spadają? Czy na pewno są to gwiazdy? Dlaczego gwiazdy do nas mrugają? Czy wszystkie zawsze mają taki sam blask? Czy mają taką samą barwę? Czy spędzają swe „życie” pojedynczo, w samotności, czy może zawierają „związki”, tworząc układy podwójne, a może nawet wielokrotne? Jak je przeprowadzić „badania”, aby się o tym wszystkim przekonać? Czy gwiazdy możemy policzyć? A jak się poruszają planety? Czy odmieniają swój wygląd podobnie jak Księżyc? Czy możemy zmierzyć ich rozmiary i wyznaczyć odległości do nich bez specjalistycznego sprzętu?

Recenzowana książka podpowiada, jak szukać odpowiedzi na te i wiele innych pytań. Jest dobrym przewodnikiem po niebie i występujących na nim zjawiskach. Dostarcza też podstawowych informacji o Drozde Mlecznej i całym Wszechświecie.

Jak już wspomnieliśmy, książka dzieli się na dwie części: jedna to „Podstawowe obserwacje astronomiczne”, a druga – „Pomiary astronomiczne”. Jest to podział dość niefortunny, bo sugeruje, że astronomowie przeprowadzają oddzielnie „obserwacje” i oddzielnie „pomiar”. W istocie obserwacje astronomiczne polegają na pomiarach parametrów docierającego do nas promieniowania elektromagnetycznego (jego kierunku, długości fali, natężenia oraz rozkładu natężenia w funkcji długości fali itp.) i innych rodzajów promieniowania (np. korpuskularnego promieniowania kosmicznego). Do wyjątków należą jakościowe opisy obserwowanych zjawisk. To właśnie na pomiarach kierunków promieniowania oparta była astronomia aż do początku XX w. Odkrycia Kopernika, Newtona, Keplera i innych oraz cała mechanika newtonowska wywodzą się z tych pomiarów. Poznanie natury promieniowania (np. prawa Maxwella, prawa Plancka i jego pochodnych) doprowadziło do powstania astrofizyki, której badania ukierunkowane są na poznanie natury fizycznej ciał niebieskich. Pewnym usprawiedliwieniem dla Autora jest fakt, że zadania pomiarowe i ich opisy zawarte w II części książki były opracowane z myślą o studentach III roku fizyki studiów dziennych jako praktyczny element dopełniający ich wiedzę teoretyczną zdobytą podczas wykładów i miały rangę „pracowni astronomicznej” porównywalną do II pracowni fizycznej. Stu-

denci mieli wykonać samodzielnie pomiary (obserwacje), zwykle parogodzinne, oraz opracować ich wyniki, stosując odpowiednie procedury. Dla każdego ćwiczenia podane jest obszernie wprowadzenie, uwzględniające historyczne tło badań i praktyczne wskazówki do jego realizacji. Wiele procedur i porad praktycznych dotyczących realizacji proponowanych zadań opisano w dodatkach D–K drugiej części książki. Uważam, że Autor dokonał trafnego i urozmaiconego wyboru proponowanych ćwiczeń, które potrafią zadowolić różne gusta i stopnie wtajemniczenia w arkanach wiedzy astronomicznej – od początkujących uczniów i miłośników astronomii po studentów starszych lat studiów fizycznych i astronomicznych, a nawet młodych astronomów.

Podzielam zdanie Autora, że książka jest przeznaczona dla studentów, uczniów i miłośników astronomii. Dodabym jeszcze, że nauczyciele fizyki i astronomii, a nawet nauczyciele przyrody w niższych klasach mogą z niej zaczerpnąć wiele pomysłów, by zainteresować swych uczniów funkcjonowaniem otaczającego nas świata. Są w niej bowiem zadania, które dobrze mogą posłużyć do pobudzenia zaciekawienia spotykanymi zjawiskami i zainspirować do samodzielnych dociekań, dostarczając wiele satysfakcji ze zrozumienia dokonanych spostrzeżeń. Studenci astronomii natomiast powinni obowiązkowo wszystkie te ćwiczenia „przerobić”, zwłaszcza w obecnych czasach, kiedy prawdy, również naukowej, poszukuje się w internecie, a nie w otaczającej nas przyrodzie.

Książka Andrzeja Branickiego jest bardzo dobrą pomocą dydaktyczną. Napisana jest pięknym i poprawnym językiem. Wydana jest starannie i estetycznie. Powinna się znaleźć w bibliotekach wszystkich rodzajów szkół – od podstawowych po wyższe. Nie powinno jej też zabraknąć w podręcznych bibliotekach nauczycieli przedmiotu „fizyka i astronomia” oraz każdego, kto uważa się za miłośnika astronomii.

Andrzej Woszczyk

Centrum Astronomii UMK
Toruń

Rozszerzający się Wszechświat

Arthur S. Eddington: *Czy wszechświat się rozszerza?*, tłum. Aleksander Wundheiler, Wydawnictwo Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2006, s. 158.

Po Albercie Einsteinie i Galileuszu w serii klasyków nauki WUW otrzymaliśmy tekst Arthura Eddingtona o rodzącej się w latach 1917–30 teorii rozszerzającego się Wszechświata. Jest to wznowienie, po 70 latach, przejrzanego i uwspółcześionego przez Jarosława Włodarczyka przekładu Aleksandra Wundheilera (pokrętne losy tego polskiego fizyka przedstawiono w Dodatku). Został on pierwotnie udostępniony polskiemu czytelnikowi zaledwie trzy lata po ukazaniu się angielskiego oryginału – tempo godne także współczesnych standardów wydawniczych. (Swoją drogą ciekawe, jak szerokie mogło być wtedy grono polskich adresatów dzieła i jakie były rela-

cje koszt–cena–zysk, które dałyby Wydawnictwu J. Przeworskiego szansę na uniknięcie podejrzenia o uprawianie – skądinąd zbożnej – filantropii). Dodajmy, że niedawne wznowienie anglojęzyczne *The Expanding Universe* Eddingtona (zauważmy znaczący brak pytań) nosi tytuł: *Astronomy's 'Great Debate', 1900–1931*.

Historia astronomii i kosmologii jest tematem tysięcy szybko dezaktualizujących się i aktualizowanych opracowań. Dlaczego więc w ogóle warto sięgać po dzieła, nawet popularyzatorskie, klasyków myśli naukowej, gdy typowy czas życia – „rynkowej” egzystencji – współczesnej publikacji naukowej nie przekracza pięciu lat, a słowo „ancient” (dosłownie „starodawny, starożytny”, potocznie zaś „przestarzały”) bywa chętnie stosowane i względem młodszych wiekiem prac? Eddington tłumaczy się sam: „W awanturkowej powieści nauki może czytelnika zainteresować nie tylko schwywanie i ukaranie przestępcy, lecz również poszukiwanie śladów i ich splatanie się”. Tradycja innego Arthura, Conan Doyle’a, jest zatem wiecznie żywa w przewrotnym potraktowaniu teorii nie jako poszukiwanego przestępcy, lecz jako tropu. Ściganą w tym spektaklu („błędzimy po scenie życia, aktorzy sztuki granej dla kosmicznego widza”) jest „piękna nieznaną”, niekoniernie o wyłącznie przestępczych skłonnościach. W tej kanonicznej roli została obsadzona stała kosmologiczna, przedmiot licznych rozterek Einsteina i kolejnych pokoleń uczonych. Mamy więc do czynienia z nieco teatralną, lecz skuteczną metodą badawczą, która z powodzeniem jest nadal stosowana zarówno w pracy naukowej, jak i popularyzacji osiągnięć nauki. Ów teatr naukowy (zbliżony do *commedia dell'arte*?) mamy skądinąd w poetyce tytułów współczesnych książek – określeniach, których zgrabny przekład na język polski może być sztuką samą w sobie: *Wrinkles in Time* (George Smoot, Keay Davidson), *The Fabric of the Cosmos: Space, Time, and the Texture of Reality* oraz *The Elegant Universe: Superstrings, Hidden Dimensions, and the Quest for the Ultimate Theory* (Brian Greene), *Im Anfang war (k)ein Gott* (praca zbiorowa pod red. Tobiasa Wabbela), *Warped Passages: Unravelling the Mysteries of the Universe's Hidden Dimensions* (Lisa Randall). Trzy pierwsze z tych książek wyszły już także w języku polskim (pod tytułami: *Narodziny galaktyk*, *Struktura kosmosu. Przestrzeń, czas i struktura rzeczywistości* oraz *Piękno Wszechświata. Superstruny, ukryte wymiary i poszukiwanie teorii ostatecznej*).

Eddington przedstawia aktualny w jego epoce stan wiedzy doświadczalnej (obserwacje astronomiczne) i teorii, której zasadniczym składnikiem są liczne, nie do końca spójne hipotezy – scenariusze rozszerzania się Wszechświata, tworzone z nadzieją na „zdemaskowanie (...) planu budowy Natury”. Barwny język Autora nie szkodzi precyzji dyskursu, a gdy jest ku temu okazja, opowieść o Wszechświecie staje się traktatem o metodzie: „Wróćmy teraz do teorii. Uczony twierdzi zazwyczaj, że opiera swoje poglądy nie na teoriach, lecz obserwacjach. Mówi się, że teorie są bardzo pożyteczne jako źródło nowych idei oraz nowych pomysłów dla eksperymentatora; ale jedyną właściwą podstawą dla wnioskowania mają być »surowe

fakty«. Niestety nie spotkałem jeszcze nikogo, komu stanowisko to udało się zrealizować w praktyce; w każdym razie nie czyni tego zatwardziały eksperymentator, który tym łatwiej staje się igraszką swych teorii, że nie jest zaprawiony do ich krytyki. Obserwacje to za mało. Nie wierzymy własnym oczom, dopóki nie jesteśmy przekonani, że ukazują rzeczy wiarygodne”. Dziś coraz bardziej potrzeba nam sędziów wiarygodności obserwacji i wiarygodności teorii, których osnową stają się te obserwacje.

„Wszechświat przed i po Eddingtonie” to tytuł wprowadzenia napisanego przez Marka Demiańskiego. Jest to trafny skrót myślowy dla niemal ciągłego procesu akumulacji wiedzy w minionym półwieczu, który umożliwił zaproponowanie scenariuszy przebiegu Wielkiego Wybuchu na podstawie dedukcji z danych dostępnych długo po jego zajściu. Uwalniając promieniowanie reliktowe, Wszechświat był w wieku niemowlęcym, szacowanym na 380 tysięcy lat, jakże odległym od pierwszych trzech minut Stevena Weinberga, o pierwszej sekundzie nie wspominając. Brak uniwersalnego zegara i „boskiego zegarmistrza” nie przeszkodził w stworzeniu np. modelu inflacyjnego. Koncepcja rozszerzającego się Wszechświata, a w konsekwencji teoria(e) Wielkiego Wybuchu wydają się niesprzeczne z dostępnymi danymi obserwacyjnymi (Nagrody Nobla z lat 1978 i 2006 za odkrycie promieniowania relikтового i jego odchylenia od izotropowości). Odżegnuję się tutaj od słowa „doświadczenie”, ponieważ w istocie jesteśmy uczestnikami wciąż trwającego, jedynego w swoim rodzaju „doświadczenia” – Wszechświata, w jakim żyjemy i który próbujemy zrozumieć.

Górnolotnych pytań o „początek czasu” nie brakuje, chociaż bardziej „przyziemny” – mimo że brzmi równie górnolotnie – wydaje się nowy święty Graal współczesnej fizyki i kosmologii: ciemna materia, ciemna energia oraz (wszech)świat pogranicza teorii grawitacji i teorii kwantów. Kwantowym (?) fluktuacjom w rozkładzie ciemnej materii przypisuje się niejednorodność pól grawitacyjnych wzmocnioną w fazie inflacji. Pod ich wpływem „zwykła” (?) materia kondensowała w gwiazdy i galaktyki. Ciemnej energii przypisuje się napędzanie i przyspieszanie ekspansji Wszechświata. Osobiście wątpię, czy kosmologowie poprzestaną na tych koncepcjach. Na razie polecam Państwu lekturę książki Eddingtona, w której jako problem badawczy zostało zasygnalizowane też kwantowo-grawitacyjne pogranicze.

Z recenzenckiego obowiązku chciałbym się pożalić na pominięcie w przedsięwzięciu naukowej redakcji tekstu. Samo omówienie stanu wiedzy „po Eddingtonie”, z konieczności zwięzłe, nie może zastąpić redakcyjnych komentarzy do niektórych tez bądź hipotez, np. do zdezaktualizowanej eddingtonowskiej „numerologii”. Przydatne byłoby też wzmianki o równoległe prowadzonych badaniach, których ważność dla teorii rozszerzającego się Wszechświata nie została dostrzeżona przez Eddingtona.

Piotr Garbaczewski
Instytut Fizyki
Uniwersytet Opolski

■ Ryszard Stolarski

Urodził się w Warszawie w 1951 r. Studia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego ukończył w 1975 r., specjalizując się w biofizyce molekularnej. Opiekunem jego pracy magisterskiej i promotorem obronionej w 1982 r. pracy doktorskiej „Badanie konformacji i oddziaływań wewnątrzcząsteczkowych w nukleozydach i nukleotydach metodami magnetycznego rezonansu jądrowego” był prof. David Shugar. Habilitację uzyskał w roku 1992 w Instytucie Biochemii i Biofizyki PAN, a tytuł naukowy otrzymał 8 czerwca 2006 r.

Jest współautorem ponad 100 publikacji w recenzowanych czasopismach anglojęzycznych i licznych komunikatów konferencyjnych. Od 1993 r. kieruje Zakładem Biofizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW.

W latach 1983–85 przebywał (jako stypendysta Fundacji im. Alexandra von Humboldta) w Instytucie Chemii Biofizycznej we Frankfurcie nad Menem (u prof. Heinricha Rüterjansa), a w latach 1989–90 na Wydziale Chemii Farmaceutycznej Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Francisco (u prof. Thomasa L. Jamesa). W tym okresie prowadził badania struktur i dynamiki fragmentów helikalnego kwasu dezoksyrybonukleinowego (DNA) metodami spektroskopii magnetycznego rezonansu jądrowego i komputerowych symulacji dynamiki molekularnej.



Aktualne i przyszłe jego zainteresowania naukowe to biofizyka specyficznych oddziaływań białek i kwasów rybonukleinowych (RNA). Badanymi obiektami są czynniki białkowe uczestniczące w procesach ekspresji genu w eukariotach. Kierowana przez niego grupa badawcza ściśle współpracuje w tym zakresie z grupą chemiczną prof. Edwarda Darżynkiewicza w Zakładzie Biofizyki IFD UW oraz z grupami o profilu biologicznym: prof. Roberta E. Rhoadsa (LSUHSC, Shreveport), prof. Stephena Cusacka (EMBL, Grenoble) i prof. Richarda E. Davisa (University of Colorado, Aurora).

Życie małżeńskie i naukowe dzieli z żoną, Anną Niedźwiecką. Ma dwoje dzieci: córeczkę Dobromiłę (2 lata) i syna Benedykta (11 lat). Interesuje się filozofią i literaturą, lubi bieganie.

■ Piotr Bizoń

Urodził się w 1956 r. w Krakowie. Jego kariera zawodowa związana jest z Uniwersytetem Jagiellońskim. Tu ukończył studia z fizyki w 1980 r., tu uzyskał stopień doktora w roku 1985 (promotor prof. Andrzej Staruszkiewicz) i habilitację w roku 1995. Tytuł naukowy otrzymał 20 czerwca 2006 r.

Główną dziedziną jego badań jest ogólna teoria względności. Zajmował się strukturą rozwiązań stacjonarnych i ich stabilnością, dynamiką kolapsu grawitacyjnego, powstawaniem czarnych dziur i osobliwości, zjawiskami krytycznymi. Ostatnio zajmuje się także prostymi nieliniowymi równaniami ewolucyjnymi, które modelują pewne własności równań Einsteina. Jego najbardziej znana praca dotyczy nieabelowych czarnych dziur w teorii Einsteina–Yanga–Millsa. Był to pierwszy w literaturze kontrprzykład wobec tzw. hipotezy o braku włosów dla czarnych dziur. Inne jego ważniejsze prace dotyczą odwzorowań harmonicznych między hipersferami, przejść fazowych w kolapsie grawitacyjnym, powstawania osobliwości dla równań Yanga–Millsa i odwzorowań falowych oraz roli rozwiązań samopodobnych w dynamice. Za odkrycie przejścia fazowego w kolapsie grawitacyjnym pól nieabelowych w 1999 r. otrzymał – wspólnie ze swoim najbliższym współpracownikiem Tadeuszem Chmajem – Nagrodę im. Mariana Mięśowicza Polskiej Akademii Umiejętności. Ostatnio zainteresował się równaniami Einsteina w wyższych wymiarach, w szczególności sformułował nowy model kolapsu grawitacyjnego w próżni. Prace grupy badawczej, którą kieruje od kilkunastu lat, kilkakrotnie wyznaczały nowe kierunki badań. Spędził wiele lat za granicą (Wiedeń, Cork, Ann Arbor).



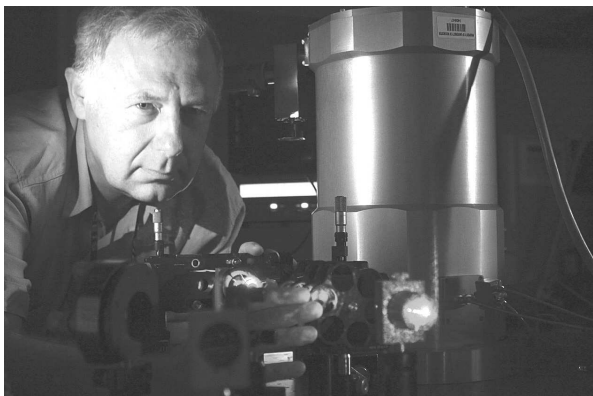
O międzynarodowym uznaniu tych badań może świadczyć fakt, że na ostatnich dwóch Międzynarodowych Kongresach Fizyki Matematycznej (Londyn 2000 i Lizbona 2003) ich wyniki były wybrane do prezentacji na sesji poświęconej klasycznej ogólnej teorii względności (w każdej dziedzinie fizyki matematycznej wyróżnienie to spotyka co 3 lata tylko 2 prelegentów).

Jest żonaty – jego żona jest dziennikarką. Ma dwoje dzieci. Jego hobby to brydż.

■ Roman Sobolewski

Urodził się w 1952 r. w Zabrzu. Studia na Wydziale Elektroniki Politechniki Warszawskiej ukończył w 1975 r., specjalizując się w technologii ciała stałego. Jeszcze przed ukończeniem studiów został zatrudniony w Instytucie Fizyki PAN, w którym pracował przez wiele lat i z którym jest naukowo związany do dziś. Pracę doktorską (promotor prof. Adam Kujawski) obronił w 1983 r., a w roku 1992 habilitował się na podstawie rozprawy „Zjawiska stacjonarne i zależne od czasu w oddziaływaniach między polem mikrofalowym i nadprzewodnikami”. Tytuł profesora nauk fizycznych otrzymał 8 czerwca 2006 r.

Od 1980 r. pozostaje związany z University of Rochester (stan Nowy Jork), gdzie przebywał na stażach w latach 1980–81 oraz 1984–87 i gdzie od 1990 r. jest zatrudniony, obecnie jako profesor inżynierii elektrycznej i cyfrowej, będąc jednocześnie profesorem na wydziałach: Fizyki i Nauk Materiałowych.



Jego zainteresowania naukowe koncentrują się na doświadczalnym badaniu zjawisk ultraszybkich w materii skondensowanej, ze szczególnym uwzględnieniem nanostruktur oraz nowych materiałów elektro- i magnetooptycznych. Kontynuuje również swe wieloletnie zainteresowania fizyką nadprzewodnictwa, własnościami optycznymi materiałów nadprzewodzących oraz ich zastosowaniami w elektronice i optoelektronice. W ostatnim okresie coraz więcej czasu i energii badawczej poświęca kwantowym technikom informacyjnym, ze szczególnym uwzględnieniem optyki pojedynczych fotonów i zjawisk kwantowej spójności optycznej. Jest kierownikiem Pracowni Ultraszybkich Zjawisk Kwantowych w Laboratorium Energii Laserowej Uniwersytetu Rochesterskiego.

Wypromował 12 doktorantów (2 w Warszawie i 10 w Rochester) oraz był opiekunem 5 magistrantów. Jest współautorem 4 prac monograficznych, 3 patentów i jednego zgłoszenia patentowego, ponad 300 publikacji w czasopiśmie naukowych oraz ponad 100 prac w materiałach konferencyjnych.

Ma żonę Bożenę, synów Piotra i Adama oraz psa Maura (owczarek belgijski). Lubi długie wycieczki górskie i zwiedzanie świata przy okazji różnych konferencji międzynarodowych. Jego hobby to zbieranie starej porcelany z Europy Środkowej.

■ Wiesława Sikora

Urodziła się w Krakowie w 1945 r. Dyplom magistra fizyki uzyskała na Uniwersytecie Jagiellońskim w 1968 r. Przez rok pracowała jako nauczycielka fizyki w liceum, po czym podjęła studia doktoranckie na UJ. Pracę doktorską „Opis symetrii struktur magnetycznych za pomocą reprezentacji grup przestrzennych” (promotor prof. Jerzy Rayski) obroniła w 1974 r., habilitowała się na podstawie rozprawy „Zastosowanie analizy symetrycznej do badania przejść fazowych i wzbudzeń w kryształach” w roku 1991, a tytuł profesora otrzymała 20 czerwca 2006 r.



Od 1973 r. pracuje w Zakładzie Fizyki Fazy Skondensowanej Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH, w latach 2002–05 była kierownikiem tego Zakładu. Jest członkiem Zarządu Polskiego Towarzystwa Dyfrakcji Neutronów i członkiem Komitetu Krystalografii PAN na kadencję 2003–06.

W 1979 r. została oddelegowana do pracy w Laboratorium Fizyki Teoretycznej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, gdzie wraz z rodziną przebywała do roku 1983. W tym okresie, współpracując z grupą prof. Jurija Izjumowa ze Swierdłowska, rozpoczęła pracę nad zastosowaniem metody analizy symetrycznej, opartej na teorii grup i reprezentacji, do badania przejść fazowych w kryształach. Rozwijanie tej metody i stosowanie jej do badania różnego rodzaju przejść fazowych w kryształach wielu związków, we współpracy z wieloma grupami eksperymentatorów w Polsce i za granicą, stanowiło główny nurt jej pracy naukowej. Współautorstwo udostępnionego w internecie programu komputerowego MODY, pozwalającego na upowszechnienie realizacji opracowanej metody, uważa za jedno ze swoich ważniejszych osiągnięć.

Ma wspaniałą rodzinę: męża, trzech dorosłych już synów i czworo wnucząt. Rodzina była dla niej zawsze bardzo ważna i przez wiele lat zajmowała miejsce tuż przed fizyką. Ma poczucie wielkiego szczęścia, że udawało jej się realizować z powodzeniem obie swoje pasje.

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych na mocy postanowienia Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej z 14 listopada 2006 r. otrzymali: Michał Giersig (Centre of Advanced European Study and Research, Bonn), Grzegorz Witold Gładyszewski (Politechnika Lubelska) i Andrzej Ślęzak (Politechnika Częstochowska).

Min. Nauki i Szkolnictwa Wyższego

■ Nagrody FNP

W roku 2006 Fundacja na rzecz Nauki Polskiej przyznała po raz piętnasty coroczne nagrody za wybitne osiągnięcia i odkrycia, które stanowią istotny wkład w życie duchowe i postęp cywilizacyjny naszego kraju oraz zapewniają Polsce miejsce w nauce światowej. Przedmiotem nagrody mogą być tylko indywidualne osiągnięcia uzyskane lub potwierdzone w okresie czterech lat poprzedzających datę zgłoszenia do konkursu. Nagroda FNP jest najwyższym wyróżnieniem naukowym w Polsce.

Laureatami w roku 2006 zostali:

- w dziedzinie nauk humanistycznych i społecznych – prof. Piotr Sztompka (Instytut Socjologii UJ) za oryginalne opracowanie idei współczesnej socjologii;
- w dziedzinie nauk przyrodniczych i medycznych – prof. Mariusz Z. Ratajczak (Zakład Fizjologii Pomorskiej AM w Szczecinie oraz Uniwersytet w Louisville, USA) za odkrycie w szpiku kostnym oraz krwi pępowinowej komórek funkcjonalnie przypominających macierzyste komórki zarodkowe;
- w dziedzinie nauk technicznych – prof. Leon Gradoń (Wydział Inżynierii Chemicznej i Procesowej PW) za opracowanie teorii procesów powstawania i transportu aerozoli i mikrocząsteczek w gazach i cieczach oraz jej wykorzystanie w urządzeniach technicznych i medycznych;
- w dziedzinie nauk ścisłych – prof. Tomasz Dietl (Instytut Fizyki PAN) za opracowanie potwierdzonej w ostatnich latach teorii rozcieńczonych półprzewodników ferromagnetycznych oraz zademonstrowanie nowych metod sterowania namagnesowaniem. (O tej nagrodzie obszerniej napiszemy wkrótce).

Wysokość każdej z Nagród wynosi 150 tys. złotych. Każdy z laureatów otrzymał też pamiątkową imienną statuetkę autorstwa rzeźbiarza Ryszarda Kozłowskiego. Uroczystość wręczenia odbyła się zgodnie z tradycją w Sali Wielkiej Zamku Królewskiego w Warszawie 6 grudnia 2006 r.

B. W.

■ Laur Jagielloński dla Andrzeja Szytuły

Uniwersytet Jagielloński z okazji swego Święta przyznaje corocznie nagrodę „Laur Jagielloński” za wybitne osiągnięcia w zakresie nauk medycznych, humanistycznych oraz ścisłych i przyrodniczych. W tym roku laureatem w tej ostatniej kategorii został prof. Andrzej Szytuła z Instytutu Fizyki UJ. Nagrodę przyznano mu za cykl ponad

100 prac opublikowanych w czasopismach o światowym zasięgu w latach 2001–06, poświęconych badaniu własności magnetycznych, uporządkowania momentów magnetycznych oraz struktury elektronowej międzymetalicznych związków ziem rzadkich. Wręczenie dyplomu odbyło się na uroczystym posiedzeniu Senatu 12 maja 2006 r.



Uroczystość wręczenia Laurów; od lewej profesorowie: Wacław Uruszczak (historia państwa i prawa), Andrzej Szytuła, Jerzy Datka (chemia), Alfred Zejc (nauki farmaceutyczne)

Andrzej Szytuła jest pracownikiem Instytutu Fizyki UJ od 1 października 1965 r. Doktorat uzyskał w 1970, habilitację w 1972 r., a tytuł profesora w roku 1984. Od początku swojej kariery naukowej specjalizował się w badaniach strukturalnych, głównie z zastosowaniem dyfrakcji neutronów.

Jest kierownikiem Zakładu Fizyki Ciała Stałego UJ, autorem lub współautorem ponad 400 prac opublikowanych w czasopismach i materiałach konferencyjnych. Prace te zyskały ponad 2200 cytowań, co dobitnie świadczy o wkładzie, jaki wniosły do badań fazy skondensowanej. Aktywnie uczestniczy w kształceniu młodej kadry. Był opiekunem 49 prac magisterskich i promotorem 17 przewodów doktorskich oraz recenzentem 71 prac doktorskich, 21 prac habilitacyjnych oraz 12 wniosków o tytuł profesora. Za działalność naukową otrzymał liczne wyróżnienia i nagrody.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Czy powstanie Niemiecka Akademia Nauk?

Sprawę powołania akademii obejmującej całą niemiecką naukę dyskutuje się już od roku 1990. W zasadzie zarządy głównych niemieckich zrzeszeń naukowych odnoszą się do tego projektu przychylnie, tym bardziej że akademia mogłaby rzetelną radą służyć politykom. Końcowe rozmowy między ministrami nauki w 16 krajach związkowych a rządem federalnym napotkały jednak ostatnio na sprzeciw prezesa Towarzystwa Maksa Plancka, który obawia się, że w razie utworzenia akademii straci ono swą po-

zycję na forum międzynarodowym. Ministrowie przewidują również trudności przy podziale kosztów funkcjonowania akademii między poszczególne landy. Decyzję w sprawie utworzenia tej organizacji odłożono do wiosny 2007 r.

Nature 444, nr 7115 (2006)

B. W.

■ Antyprotony w terapii raka

Do niszczenia tkanek nowotworowych już od kilkunastu lat używa się wiązek protonów. Metoda ta ma tę zaletę w stosunku do naświetlania promieniowaniem γ czy rentgenowskim, że protony oddają gros energii przy końcu swego zasięgu, który przez dobranie odpowiedniej energii cząstek można dopasować do głębokości, na której znajduje się nowotwór. Dzięki temu zdrowa tkanka „po drodze” do guza i w jego okolicy ulega tylko niewielkim uszkodzeniom. Wadą metody jest konieczność dysponowania odpowiednim akceleratorem i znacznie większy koszt terapii niż przy stosowaniu klasycznych źródeł promieniowania.

Użycie antyprotonów zapewniałoby taką samą precyzję trafienia w cel, a dodatkową korzyścią byłoby zwiększenie dawki efektywnej – antyproton w zderzeniu z neutronem lub protonem jest w wyniku anihilacji źródłem dodatkowej energii przekazywanej w obszarze nowotworu. Zastosowaniem terapeutycznym antyprotonów zajmuje się obecnie w CERN-ie grupa Antiproton Cell Experiment. Na przykładzie tkanki chomika bada stosunek liczby komórek, które przeżyły bombardowanie antyprotonami, do liczby nieuszkodzonych zdrowych komórek w otoczeniu guza. Według przedstawionych wyników antyprotony są 4 razy skuteczniejsze w niszczeniu komórek nowotworowych niż protony. Są to dopiero pierwsze, laboratoryjne kroki ku nowej terapii, do prób klinicznych jeszcze daleko.

Phys. World 19, nr 12 (2006)

B. W.

■ Nadprzewodzący krzem

Grupa francuskich fizyków donosi, że udało im się wytworzyć, dzięki opracowanej nowej technice domieszkowania, krzem o tak wielkiej koncentracji domieszki boru, że pod normalnym ciśnieniem staje się nadprzewodzący poniżej temperatury 0,35 K. Metodami konwencjonalnymi nie udaje się uzyskać tak wysokiej koncentracji domieszki boru ze względu na jej ograniczoną rozpuszczalność równowagową w krzemie. Sposób, jaki zastosowała grupa francuska, polega na pokryciu cienkiej warstwy krzemu warstwą boru i naświetlaniu silnymi impulsami z lasera. Atomy boru wchodzą w obszar krzemu i przy ochładzaniu próbki nie są już z tego materiału wypychane. Przy dostatecznie silnym domieszkowaniu (100 ppm) Si staje się metalem. Z pomiarów rozproszenia ramanowskiego i obliczeń *ab initio* wynika, że zachodzi tu domieszkowanie podstawieniowe.

Metoda wykorzystująca tak silne wiązki promieniowania lasera i prowadząca do nadprzewodnictwa w tak niskiej temperaturze może wydawać się w tej chwili mało obiecująca z praktycznego punktu widzenia, otwiera jednak nowe perspektywy badawcze.

Nature 444, nr 7118 (2006)

B. W.

■ Krakowski jarmark

VI Jarmark Fizyki odbył się w dniach 28–30 września 2006 r. i podobnie jak poprzednie był zorganizowany przez Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Miał na celu popularyzację fizyki wśród młodzieży szkolnej oraz nauczycieli fizyki miasta Krakowa i całego regionu małopolskiego. Od kilku lat do organizacji tego przedsięwzięcia włączały się kolejne instytucje naukowe i akademickie. VI edycję Jarmarku współorganizowały wydziały fizyki wszystkich wyższych uczelni krakowskich oraz Instytut Fizyki Jądrowej PAN.

W pierwszym dniu Jarmarku odbywały się równocześnie dwie imprezy: Dzień Otwarty w IFJ PAN oraz Finał VI Ogólnopolskiego Konkursu na Doświadczenie Pokazowe z Fizyki na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej.

Dzień Otwarty jest imprezą o charakterze popularnonaukowym, adresowaną do uczniów szkół ponadgimnazjalnych. Ma dłuższą niż Jarmark tradycję – odbył się już po raz dziewiąty. Gdy Oddział Krakowski PTF zaczął organizować Jarmarki Fizyki, obie imprezy połączono. Oznacza to, że Dzień Otwarty IFJ odbywa się w terminie Jarmarku Fizyki i chociaż z powodu lokalizacji jest odrębny, stanowi jego ważną część.

Podczas Dnia Otwartego młodzież dowiadyuje się o aktualnych badaniach prowadzonych w IFJ, o zagadnieniach współczesnej fizyki rozwiązywanych przez krakowskich fizyków na miejscu oraz w największych laboratoriach świata, z którymi ma współpracę. Przygotowano też sesję popularnonaukową złożoną z 7 wykładów, które wygłosili pracownicy IFJ: dr hab. Jerzy Wojciech Mielicki – „Energetyka jądrowa w Polsce – pomimo Czarnobyla?”, dr inż. Janusz Swakoń – „Radioterapia protonowa nowotworów oka”, dr Piotr Urban – „Fundamentalne składniki materii i oddziaływania”, dr Paweł Oświęcimka – „Fraktale finansowe: współczesna fizyka na Wall Street”, dr Witold Męczyński – „Spektroskopia jądrowa, czyli o czym mówi nam jądro atomowe”, dr hab. Kvetoslava Burda – „W poszukiwaniu nowych źródeł energii” i prof. Henryk Wilczyński – „Promienie kosmiczne – posłańcy z głębi Wszechświata”. Zainteresowanie przeszło oczekiwania: już w pierwszych tygodniach grafik zwiedzania wypełnił się w 75 procentach. Dopisały zwłaszcza grupy spoza Krakowa. Przychodzili także goście indywidualni, którzy nie musieli się wcześniej rejestrować.

W tym roku szczególnie bogato była reprezentowana fizyka wysokich energii i astrofizyka. Podczas multimedialnych prezentacji można było np. usłyszeć o oscylujących neutrinach, zobaczyć i wziąć do ręki detektory krzemowe budowane w IFJ dla największych na świecie eksperymentów fizycznych prowadzonych w CERN-ie. Można było samodzielnie sterować pracą zasilaczy HV dla detektora ATLAS i w ten sposób poczuć się operatorem eksperymentu, dowiedzieć się, jak będzie połączonych 100 tysięcy komputerów na pięciu kontynentach, a także na czym polega dyżur przy eksperymencie ZEUS w sąsiednich Niemczech czy przy eksperymencie Belle w dalekiej Japonii.

W tym roku w Dniu Otwartym IFJ uczestniczyło ponad 1360 osób w grupach szkolnych, a także indywidualnie, była nawet grupa hinduska.

Drugą imprezą Jarmarku był Finał Ogólnopolskiego Konkursu na Doświadczenia Pokazowe z Fizyki. Konkurs jest organizowany na wszystkich krakowskich Jarmarkach Fizyki, głównie przez prof. Andrzeja Ziębę z WFiS AGH. Może w nim uczestniczyć każdy, od ucznia gimnazjum do profesora wyższej uczelni, i to z całej Polski. W tym roku zgłoszono wyjątkowo dużo, bo aż 39 prac. W skład jury konkursu, powołanego przez PTF, wchodził, jak w poprzednich edycjach, przedstawiciel różnych polskich ośrodków fizyki. Jury przewodniczył prof. Wojciech Gawlik z UJ. Do finału zakwalifikowano 14 prac.

Pokazy doświadczeń finałowych odbyły się w sali wykładowej WFiS AGH im. L. Jurkiewicza. Publiczność z Krakowa, Katowic, Warszawy, Tarnowa i Brzeska zajęła nie tylko wszystkie miejsca siedzące, ale i przejścia między nimi. W jawnych głosowaniach jury wyłoniło laureatów. Oficjalne ogłoszenie wyników Konkursu odbyło się w czasie specjalnego konwersatorium Oddziału Krakowskiego PTF, na którym laureaci jeszcze raz prezentowali swoje prace.

Pierwszą nagrodę zdobyli Marek Gołąb i Sławomir Oksiutowicz z IF UJ za dwa pokazy. Pierwszy umożliwił obserwację anizotropii rozpraszania światła oraz skrócenie płaszczyzny polaryzacji w ośrodku optycznie czynnym, drugi pokazuje odwracalność przepływu laminarnego cieczy w przestrzeni między dwoma cylindrami.

Drugą nagrodę przyznano Markowi Gabrysiowi z Dobczyc za magnetyczny akcelerator oraz trzy rodzaje magnetycznych lewitronów, w których można obserwować swobodne unoszenie się magnesu neodymowego nad obracającą się tarczą aluminiową. Zjawisko to, powodowane przez prądy wirowe, jest podstawą konstrukcji szybkich pociągów na poduszce magnetycznej.

Przyznano dwie trzecie nagrody; jedną otrzymał Karol Sikora z Koszalina za lewitoskop umożliwiający zawieszenie w powietrzu klucza do zamka Yale, drugą – Bartosz Krajnik, student UMCS, przy współpracy z Januszem Strzeleckim – weteranem Konkursu – obecnie doktorantem tej uczelni. Dwaj ostatni pokazali, że zawieszona u wylotu rurki kropla wody jak soczewka skupia światło laserowe. Na dwumetrowym ekranie otrzymali ostry obraz wnętrza kropli mętnej, zielonej wody ze stawu, co pozwoliło obserwować *in vivo* zaskakująco szybkie ruchy żywych organizmów jednokomórkowych.

Fundatorami nagród Konkursu byli: rektor AGH, dyrektor IFJ PAN, dziekan WFAiS UJ i dziekan WFiS AGH. Pełna informacja na temat konkursu, obejmująca również opisy i fotografie nagrodzonych doświadczeń w konkursach z 2004 i 2006 r., znajduje się na stronie www.ptf.agh.edu.pl. Czytelników zachęcamy do udziału w konkursie w 2008 r.

Drugi dzień Jarmarku Fizyki zdominowały sesje wykładowe. Rektor UJ udostępnił młodzieży Auditorium Maximum – salę amfiteatralną dla 1200 słuchaczy, z pełnym wyposażeniem audiowizualnym, nie wyłączając fortepianu koncertowego. Wygłoszone tam cztery referaty przyciągnęły uwagę blisko tysiąca osób. Atrakcją stanowiło

nie tylko miejsce, ale też znane nazwiska wykładowców. Prof. Michał Heller (WSD Tarnów i PAT Kraków) mówił o „Początku kosmosu i kosmologii”, dr Bartosz Such (IF UJ) – o „Materii widzianej z bliska”, prof. Marek Urbanik (OA UJ) – o tym, „Czy między gwiazdami jest pusto”, a doc. Piotr Zieliński (IFJ PAN i PK) – o „Symetrii w dziełach plastycznych i muzycznych”.

Odbywały się również prezentacje interaktywne z fizyki i informatyki stosowanej w czterech namiotach przy budynku IF UJ, a w holu budynku Wydawnictwo ZAMKOR przedstawiło szeroką gamę najnowszych podręczników fizyki przeznaczonych zarówno dla uczniów szkół gimnazjalnych, jak i ponadgimnazjalnych.

Trzeci dzień Jarmarku wypełniła sesja wykładów adresowanych do nauczycieli.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Kwestia nazwy

Indyjska Organizacja Badań Przestrzeni Kosmicznej (Indian Space Research Organization – ISRO) zamierza wystać na Księżyc w 2008 r. pierwszą indyjską misję bezzałogową, najpóźniej w 2014 r. doprowadzić do lotu załogowego na orbicie okołozemskiej, a w roku 2020 wystać ludzi na Księżyc.

Obecnie ISRO zastanawia się, jak nazwać w sanskrycie uczestników takich lotów. W Stanach Zjednoczonych są to astronauta, w Rosji – kosmonauta, w Chinach – taikonauta. Propozycja tłumaczenia na język staroindyjski to „antariksyatri”, inna, łatwiejsza w użyciu, to „gaganauci” (*gagan* w sanskrycie znaczy niebo). ISRO ma jeszcze kilka lat na decyzję.

Phys. World 19, nr 12 (2006)

B. W.

■ Liczba członków PTF i prenumeratorów PF

Podajemy stan członkostwa PTF i prenumeraty *Postępy Fizyki* w poszczególnych oddziałach w grudniu 2006 r.

Oddział PTF	L. członków	Prenumeraty	Odsetek
Białostocki	31	3	9,7
Bydgoski	64	10	15,6
Częstochowski	65	10	15,4
Gdański	115	13	11,3
Gliwicki	52	7	13,5
Katowicki	110	20	18,2
Kielecki	50	5	10,0
Krakowski	219	81	37,0
Lubelski	125	29	23,2
Łódzki	100	9	9,0
Opolski	50	20	40,0
Poznański	138	43	31,2
Rzeszowski	103	8	7,8
Słupski		brak danych	
Szczeciński	56	20	35,7
Toruński	100	19	19,0
Warszawski	386	26	6,7
Wrocławski	176	35	19,9
Zielonogórski	91	10	11,0
Łącznie	2031	368	18,1



XXXIX ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

Szczecin, 9–14 września 2007 r.



W imieniu Komitetu Organizacyjnego serdecznie zapraszam do wzięcia udziału w XXXIX Zjeździe Fizyków Polskich, który w tym roku odbędzie się w Szczecinie.

Planujemy bogaty i interesujący program Zjazdu, który będzie zawierał sesje plenarne, sesje specjalistyczne i plakatowe, a także imprezy towarzyszące.

Wykłady plenarne, wygłaszane przez wybitnych fizyków polskich i zagranicznych, poświęcone będą najnowszym osiągnięciom fizyki światowej, natomiast na sesjach specjalistycznych prezentowane będą najnowsze osiągnięcia w danej specjalności. Wierzymy, że uda się nam spełnić zamiar, by zarówno wykłady na sesjach plenarnych jak i specjalistycznych były interesujące dla szerokiego grona fizyków, a nie tylko dla specjalistów. Główną ideą przyświecającą organizatorom Zjazdu jest popularyzacja fizyki na poziomie uniwersyteckim z ukłonem w stronę szeroko rozumianej popularyzacji.

Przygotowujemy atrakcyjny program imprez towarzyszących, a wśród nich koncert w sali Opery na Zamku Książąt Pomorskich, w trakcie którego wykonany zostanie przez orkiestrę „Akademia” pod batutą prof. Bohdana Boguszeńskiego utwór Piotra Klimka „Ventus Solaris”. Utwór został skomponowany z okazji forum astronomicznego poświęconego pogodzie kosmicznej, które odbyło się w Szczecinie w listopadzie 2002 roku.

Uczestnicy Zjazdu będą mogli obejrzeć replikę doświadczenia Cavendisha, jak również obejrzeć atrakcyjny film popularnonaukowy „Solarmax”.

Zjazd będzie się odbywał w nowoczesnym Centrum Konferencyjnym Uniwersytetu Szczecińskiego, które mieści się w gmachu Wydziału Humanistycznego przy ul. Krakowskiej 71-79. Przyjezdni uczestnicy Zjazdu zostaną zakwaterowani w domach studenckich, będzie także możliwość zakwaterowania na korzystnych warunkach w hotelach. Organizatorzy Zjazdu zapewnią transport z miejsc zakwaterowania do Centrum.

Informacje o Zjeździe będą się ukazywały na stronie internetowej zjazdptf.ps.pl, dostępnej także bezpośrednio ze strony głównej Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Z serdecznymi pozdrowieniami,
Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego
Dr hab. Adam Bechler

ORGANIZATORZY ZJAZDU	Oddział Szczeciński PTF, Uniwersytet Szczeciński, Politechnika Szczecińska, Akademia Morska w Szczecinie Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego: dr hab. Adam Bechler Instytut Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego, Wielkopolska 15, 70-451 Szczecin tel: (91) 444 12 28, 444 12 52, fax: (91) 444 12 26, adamb@sus.univ.szczecin.pl
TEMATYKA ZJAZDU	Fizyka atomowa, molekularna i optyczna, fizyka fazy skondensowanej, kosmologia i grawitacja, biofizyka, fizyka jądra i cząstek elementarnych, fizyka środowiska, nauczanie i popularyzacja fizyki
KOSZT UCZESTNICTWA	Przewidywany pełny koszt uczestnictwa wynosi 900 zł. Na koszt ten składa się opłata konferencyjna oraz koszty zakwaterowania i wyżywienia. Wysokość opłaty konferencyjnej: pełna 450 zł, członkowie PTF z opłaconymi składkami 350 zł, nauczyciele i studenci 150 zł. Dla uczestników uprawnionych do jednej z opłat ulgowych całkowity koszt uczestnictwa będzie odpowiednio niższy.
REJESTRACJA	Rejestracja on-line wkrótce na stronie Zjazdu
WAŻNE TERMINY	Streszczenia wykładów – 31 maja 2007 r. Rejestracja i opłata konferencyjna – 30 czerwca 2007 r. Po tym terminie opłata konferencyjna będzie o 150 zł wyższa.
KONTO BANKOWE	ING Bank Śląski S.A. konto nr 46 1050 1559 1000 0022 8790 4474 W tytule zapłaty należy koniecznie podać: subkonto 0024.

NOWE KSIĄŻKI

- Andrzej K. Wróblewski, *Historia fizyki*, PWN, Warszawa 2006, s. 620.
- Jarosław Włodarczyk, *Sherlock Holmes i kod Wszechświata*, Świat Książki, Warszawa 2006, s. 312.
- Johannes Kepler, *Noworoczny podarek albo o sześciokątnych płatkach śniegu*, wstęp: Zdzisław Pogoda, z jęz. łacińskiego tłum. Dorota Sutkowska; Wyd. Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2006, s. 88.
- Iwo Białynicki-Birula, Iwona Białynicka-Birula, *Modelowanie rzeczywistości – jak w komputerze przegląda się świat*, z jęz. angielskiego tłum. Zofia Białynicka-Birula; WNT, Warszawa 2007, s. 191.
- Andrzej Pierzchała, *Listy o rzeczywistości*, Stowarzyszenie Twórcze Artystyczno-Literackie, Kraków 2006, s. 114.
- Andrzej Dobrucki, *Przetworniki elektroakustyczne*, WNT, Warszawa 2007, s. 670.

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

- *Wykłady noblowskie Johna Halla i Theodora Hänscha*
- *Jacek Wojtkiewicz o modelu Hubbarda*
- *Marek Trippenbach i Eryk Infeld o nieliniowej optyce atomów*
- *Granty MNiSzW z fizyki: XXX i XXXI konkurs*
- *Jan Gaj o Nagrodzie FNP dla Tomasza Dietla*
- *Wspomnienie o Ziemiowidzie Sujkowskim*
- *Krzysztof Byczuk o nadpłynnych kryształach*

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2007 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

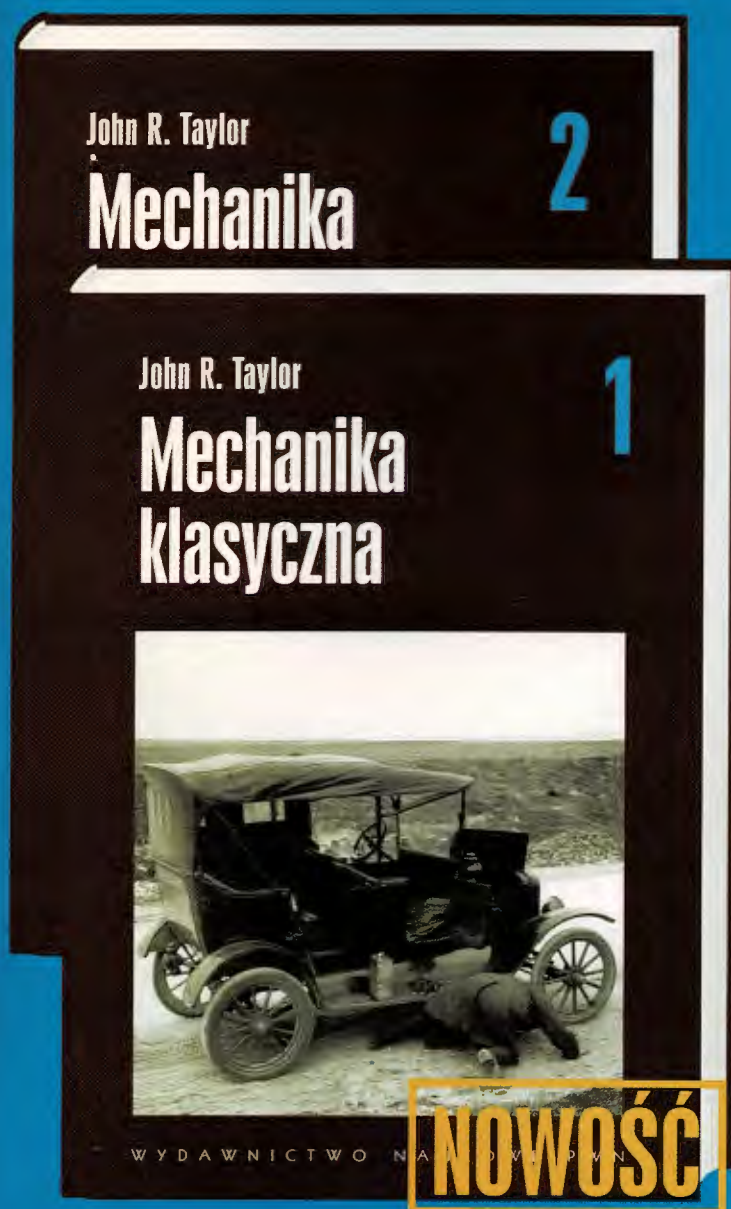
Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularnonaukowych – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postępach Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których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

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCEŚ 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>).



Nowoczesny podręcznik na miarę XXI wieku!

John R. Taylor

Mechanika klasyczna, t. 1-2

Książka doskonałego dydaktyka J.R.Taylor'a prezentuje mechanikę klasyczną w kontekście współczesnej fizyki. To nowoczesny podręcznik na miarę XXI w. z uwagi na wybór tematów, formalizmu, zadań i przykładów – przystępny i wyjątkowo przyjazny dla Czytelnika. Pryswajanie i systematyzowanie wiedzy ułatwiają:

- proste i jasne definicje wprowadzanych pojęć
- duża liczba dobrze dobranych przykładów, często z „życia wziętych”
- liczne zadania o różnym stopniu trudności, umożliwiające sprawdzenie i utrwalenie nabytej wiedzy
- zadania do rozwiązywania przy użyciu komputera.

Tom 1 obejmuje zagadnienia podstawowe mechaniki klasycznej. Autor omawia m.in. prawa ruchu, różne rodzaje energii, pęd i moment pędu, oscylatory oraz równania Lagrange'a.

Tom 2 koncentruje się wokół zagadnień bardziej zaawansowanych, wśród których można wymienić teorię zderzeń, szczególną teorię względności, mechanikę ośrodków ciągłych. Tematy prezentowane w tym tomie mogą być omawiane niezależnie od siebie.

„... Autor wykazuje niezwykły talent pisania przejrzyste, uprzedza ewentualne wątpliwości i trudności, jakie może mieć student. Rzadko spotyka się podręczniki napisane z takim stopniem dydaktycznej doskonałości. Podręcznik jest tak bardzo, jak tylko to możliwe, przystosowany do samodzielnej nauki. ...”

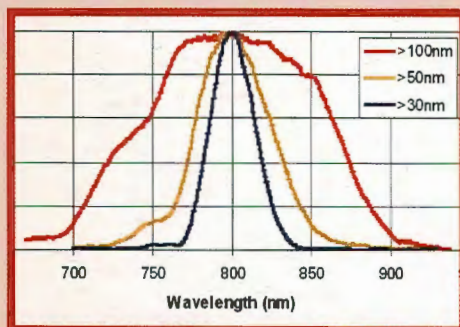
prof. dr hab. Andrzej Szymacha, Uniwersytet Warszawski



Micra™

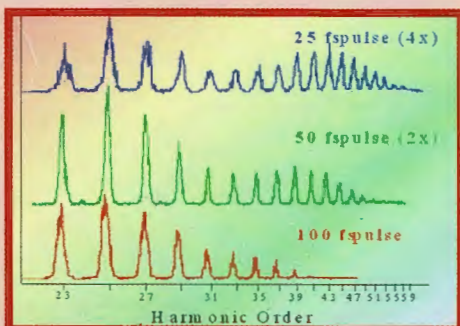
rodzina szerokopasmowych oscylatorów $Ti:Al_2O_3$

- wbudowany laser pompujący Verdi™
- szerokość widmowa regulowana od <30 nm do >100 nm
- strojenie długości fali od 750 nm do 860 nm
- regulowana częstość repetycji



Cechy wyróżniające

- prosta generacja ultrakrótkich (9 fs) impulsów strojonych w szerokim zakresie
- stabilna praca - PowerTrack™
- łatwa zmiana pasma / szerokości impulsu (patrz rysunek)



Zastosowania

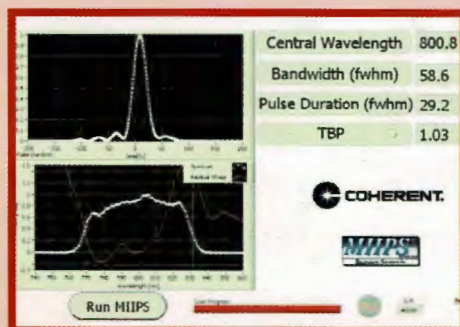
- posiew wzmacniaczy i OPO
- generacja wysokich harmonicznych (patrz rysunek)
- tomografia spójności optycznej
- wizualizacja terahercowa



Silhouette™

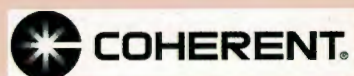
układ formowania ultrakrótkich impulsów światła

- pomiar i korekcja fazy i amplitudy impulsu
- niskostratny układ dla oscylatorów i wzmacniaczy
- pozwala na otrzymywanie granicznie krótkich impulsów



Zastosowania

- zawężanie impulsów (zwłaszcza wzmacniaczy - patrz rysunek)
- selektywna generacja wysokich harmonicznych
- spektroskopia z kontrolowaną spójnością
- kompensacja zniekształceń fazy przez układy optyczne



022 843 70 40
inbox@eurotek.com.pl

Eurotek International Sp. z o. o.