

tom 57

zespół 1 rok 2006

ISSN 0031-9334

0031-9334 (0% VAT)

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Geometria a fizyka

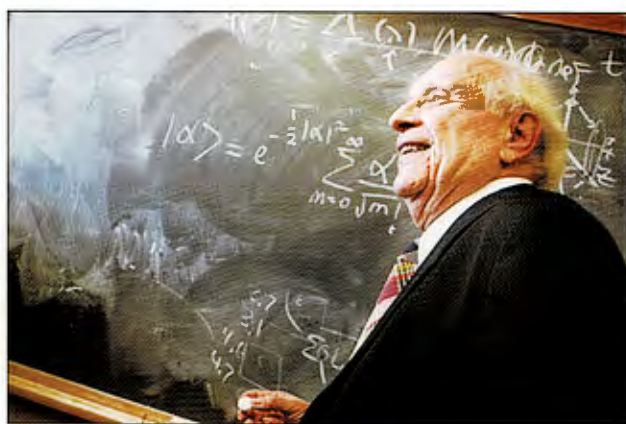
Dylemat nagradzania

Struktury boromejskie

Nobel z fizyki za teorię i praktykę w optyce

Nagroda Nobla z fizyki za rok 2005 została podzielona na dwie części. Połowę otrzymał Amerykanin Roy Jay Glauber, a drugą połowę – Amerykanin John Lewis Hall i Niemiec Theodor Hänsch.

ROY GLAUBER urodził się w 1925 r. w Nowym Jorku. Doktorat uzyskał na Uniwersytecie Harvarda w roku 1949. Od prawie 50 lat jest profesorem tego uniwersytetu. Jest autorem prac z kilku dziedzin fizyki: fizyki cząstek elementarnych, fizyki jądrowej, teorii wielu ciał oraz optyki kwantowej.



Roy Glauber przy tablicy, na której widnieje zapis stanu spójnego

Glauber otrzymał Nagrodę Nobla za „wkład w kwantową teorię spójności optycznej”. Jego prace na ten temat pochodzą z wczesnych lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku, są więc dość stare. Przypomnijmy, że właśnie wtedy powstały pierwsze lasery, co dało impuls do szybkiego rozwoju optyki, a w szczególności do badania zjawisk kwantowych występujących w oddziaływaniach światła z materią. Ich podstawy znane były od dawna – pierwsze efekty kwantowe (właściwości promieniowania ciała doskonale czarnego, zjawisko fotoelektryczne, zjawisko Comptona itp.) zaobserwowano właśnie dla fal elektromagnetycznych. Zakres zjawisk typowo kwantowych z udziałem pola elektromagnetycznego, zwłaszcza w części widzialnej widma, jest jednak znacznie szerszy. Glauber stworzył spójne podejście do ich opisu. Można więc stwierdzić, że jego prace stworzyły podstawy optyki kwantowej.

Jakie są zasadnicze elementy teorii wprowadzonych przez Glaubera?

Stany pola elektromagnetycznego opisuje się funkcjami korelacji. Podstawowa właściwość wiązki światła

to jej natężenie, dane jedną z takich funkcji. Ale – jak wskazują doświadczenia – istotne jest nie tylko natężenie wiązki światła. Ważną rolę odgrywają też korelacje pomiędzy fotonami tworzącymi wiązkę. To właśnie one stanowią istotę kwantowej teorii spójności optycznej z uzasadnienia ubiegłorocznej Nagrody Nobla. Teoria opisuje te korelacje w wiązkach pochodzących z klasycznych źródeł światła, czyli takich, gdzie światło emitowane jest przez rozgrzane ciała (np. włókno żarówki). Zupełnie inne korelacje między fotonami występują w przypadku światła pochodzącego z laserów.

Glauber stwierdził, że fotony tworzące wiązkę światła emitowaną przez idealny laser są w stanie spójnym. Stan taki nie ma określonej liczby fotonów, jest specyficzną superpozycją stanu bez fotonów (próżni), stanu o jednym fotonie, dwóch fotonach itd. Jak się okazało, stany spójne nie tylko dobrze opisują idealny laser, ale znalazły zastosowanie w wielu dziedzinach fizyki teoretycznej. Obecnie teorię Glaubera wykorzystuje się zatem także w opisie innych ważnych zjawisk, zarówno w optyce, jak i fizyce statystycznej.

Interesujące okazały się nie tylko stany pola elektromagnetycznego emitowanego przez źródła klasyczne czy idealne lasery. Istotne są też stany o niewielkiej liczbie fotonów. Dokładna analiza światła w stanie zawierającym jeden foton dała możliwość przeprowadzenia subtelnych testów fizyki kwantowej.

Doświadczenia, na podstawie których w pierwszej połowie XX wieku została sformułowana fizyka kwantowa, były nieliczne i niezbyt dokładne. Współczesne testy są znacznie bardziej precyzyjne. Niektóre z nich, chyba najbardziej dokładne, polegają na doświadczeniach z fotonami. Testowanie nierówności Bella i badania antygrupowania fotonów sprowadzają się do badania funkcji korelacji wprowadzonych przez Glaubera. To właśnie te doświadczenia potwierdziły zgodność teorii kwantów z rzeczywistością, a wykluczyły inne, konkurencyjne teorie.

W podsumowaniu warto podkreślić, że w nagrodzonych pracach Glauber nie odkrył nowego zjawiska fizycznego. Nagrodę przyznano mu za stworzenie nowej teorii fizycznej, która od ok. 40 lat jest powszechnie stosowana do opisu kwantowych zjawisk optycznych.

Warto też wspomnieć o licznych związkach i dobrych kontaktach Glaubera z polskim środowiskiem optyków kwantowych. Nasi fizycy nieraz gościli w zespole Glaubera na Harvardzie, a on był niemal stałym gościem i wykładowcą organizowanych w Polsce konferencji z serii „Quantum Optics”, które relacjonowane były kilkakrotnie w *Postępiech*.

(dokończenie na III s. okładki)

RADA REDAKCYJNA

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

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobieczewski

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

KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Marcin Ostrowski (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Słupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Jancewicz (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 Jancewicz i Ewa Kurek (członkowie)

Adres Zarządu:

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Michał Piasecki (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Słupsk), 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

Jerzy Prochorow – Acta Physica Polonica A, Andrzej Staszewski – Acta Physica Polonica B, Andrzej Jamiołkowski – Reports on Mathematical Physics, Marek Kordos – Delta, Zofia Gołąb-Meyer – Foton

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

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

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

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

NAGRODA NOBLA 2005: Nobel z fizyki za teorię i praktykę w optyce	II i III s. okładki
B. Jancewicz – Geometria a fizyka	2
D. Politzer – Dylemat nagradzania	10
H. Feldmeier, T. Neff – Powłoki, klastry, halo: współczesne aspekty struktury jądrowej	17
PTF	26
Granty KBN z fizyki: XXVIII i XXIX konkurs	27
RECENZJE	31
NOWI PROFESOROWIE	36
Złoty jubileusz Instytutu Fizyki Jądrowej	38
LISTY DO REDAKCJI	41
KRONIKA	43

Drodzy Czytelnicy,

Witamy w Nowym Roku, oby jak najlepszym dla Was (i nas) wszystkich.

Przedstawiamy Wam dziś dwa trudne, lecz ciekawe artykuły – naszego wieloletniego przyjaciela, Bernarda Jancewicza, o geometrycznych aspektach fizyki, oraz Hansa Feldmeiera i Thomasa Neffa o współczesnych badaniach struktury jąder. Ten drugi dał Autorom okazję do zaprezentowania pierścieni boromejskich, a my na okładce wykorzystaliśmy opartą na tym motywie grafikę komputerową, którą z wielkim zapałem był uprzejmy zaprojektować prof. Piotr Pierański – bardzo dziękujemy.

Reszta zeszytu – także ostatni z wykładów noblowskich z 2004 r. – jest już nieco swobodniejsza. David Politzer uznał, że Frank Wilczek i David Gross tyle już powiedzieli o głębokiej fizyce swobody asymptotycznej, że on sam może się skupić w swoim wykładzie na tym, jak dochodziło i w końcu doszło do nagrodzonych odkryć. Powstał bardzo ciekawy tekst, doskonale uzupełniający dwa poprzednie.

Zeszyt ten uwidacznia też, jak wielka jest aktywność naszej krakowskiej korespondentki, Małgorzaty Nowiny Konopki. Jej pióra są dwie notatki w Kronice oraz obszerny tekst o 50-leciu krakowskiego IFJ-u. W poprzednich zeszytach też jej notatek nie brakowało, a dalsze czekają na druk. Gdyby inne ośrodki i instytuty miały tak znakomitych rzeczników prasowych... (Kilka dużych instytutów obchodziło ostatnio okrągłe rocznice, ale jakoś nikt o nich nie chce dla naszych Czytelników napisać). Gratulujemy IFJ-owi, Krakowowi... i sobie takiego kronikarza. Małgorzato – tak trzymaj!

Mirek Łukaszewski

Na okładce:

Grafika komputerowa Piotra Pierańskiego z pierścieniami boromejskimi w roli głównej – patrz objaśnienie na s. 16.

Geometria a fizyka

Bernard Jancewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Wrocławski

Geometry and physics

Abstract: General relativity has taught us that the scalar product and the metric determined by it are dynamical quantities. Therefore, it is desirable to introduce physical quantities independently of the scalar product. This article describes 16 types of directed quantities introduced in 3-dimensional space. A system of mechano-electrical units is proposed such that the fundamental units correspond to as many scalar quantities as possible, allowing to recognize from the unit of a given physical quantity its type as a directed quantity.

1. Wstęp

Gdy wprowadzamy w szkole wielkości fizyczne, wymieniamy dwa ich typy: skalary i wektory. Dla wektora oprócz wartości wyrażonej w odpowiednich jednostkach trzeba jeszcze podać kierunek i zwrot. Dopiero studentom fizyki mówimy, że są jeszcze inne typy wielkości fizycznych, mianowicie tensory, i dodajemy, że poznane wcześniej wielkości też są tensorami, ale szczególnie prostymi. Przy tensorach innych niż wektory nie wspominamy już o kierunku, po prostu określamy je inaczej – poprzez sposób ich przekształcania przy zmianie bazy wektorowej.

Czy jest coś złego w tym podejściu? Od strony matematycznej – nie, ale warto się zastanowić, na ile jest ono płodne. Jeśli na przykład wektor określamy tylko jako zbiór trzech liczb (trzech współrzędnych wektora) z zadanymi własnościami transformacyjnymi, to nie przypisujemy mu jeszcze kierunku. Współrzędne (v^1, v^2, v^3) same w sobie nie określają odcinka skierowanego, dopiero po wskazaniu trzech wektorów bazowych e_1, e_2 oraz e_3 kombinacja liniowa

$$\mathbf{v} = v^1 \mathbf{e}_1 + v^2 \mathbf{e}_2 + v^3 \mathbf{e}_3 \quad (1)$$

jest takim odcinkiem. Jeśli taką kombinację zapisać w innej bazie:

$$\mathbf{v} = v^{1'} \mathbf{e}'_1 + v^{2'} \mathbf{e}'_2 + v^{3'} \mathbf{e}'_3, \quad (2)$$

to współrzędne się zmieniają, ale wektor \mathbf{v} pozostanie ten sam.

Inny problem polega na tym, że np. zarówno antysymetryczny tensor natężenia pola elektromagnetycznego F_{ij} , jak i symetryczny tensor metryczny g_{ij} są tensorami kowariantnymi drugiego rzędu, ale pierwszy odpowiada dwuformie zewnętrznej, a drugi iloczynowi skalarnemu. Pierwszemu z nich można przypisać

kierunek, a drugiemu nie. Warto bowiem wiedzieć, że wśród tensorów rzędu wyższego niż pierwszy też można wskazać wielkości skierowane. Otóż antysymetryczne tensory kontrawariantne (wskaźniki u góry) są wielowektorami, a antysymetryczne tensory kowariantne (wskaźniki u dołu) to formy zewnętrzne.

Przy rozważaniu zagadnień fizycznych w przestrzeni trójwymiarowej (jeszcze bez odwoływania się do tensorów wyższego rzędu) posługujemy się czterema typami wielkości fizycznych: skalarami, pseudoskalarami, wektorami i pseudowektorami. Jednakże do zdefiniowania niektórych z nich posługujemy się iloczynem skalarnym. Na przykład, w przypadku fali płaskiej wektor falowy \mathbf{k} określamy jako wektor prostopadły do płaszczyzn stałej fazy i przy tym taki, że daje następujący związek między wektorem przemieszczenia $\Delta \mathbf{r}$ a przyrostem fazy $\Delta \varphi$:

$$\Delta \varphi = \mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{r}. \quad (3)$$

We wzorze tym jawnie wykorzystywany jest iloczyn skalarny, zresztą to wykorzystanie tkwi już w samym słowie „prostopadły”. Jeśli zaś chodzi o tensory wyższego rzędu, to jesteśmy przyzwyczajeni do zamiany tensorów kontrawariantnych na kowariantne – jest to tzw. obniżanie wskaźników za pomocą tensora metrycznego, czyli iloczynu skalarnego – lub na odwrót – do podnoszenia wskaźników za pomocą odwrotności tensora metrycznego.

Niniejszy artykuł bierze się z rozważań nad tym, jaka część fizyki może być sformułowana bez użycia iloczynu skalarnego. Tu może pojawić się naturalne pytanie: po co tak komplikować sobie życie? Odpowiedź może być taka: po powstaniu ogólnej teorii względności dowiedzieliśmy się, że iloczyn skalarny (a więc i zadana przezeń miara odległości, czyli metryka) sam staje się wielkością dynamiczną, czyli podlega zmianom opisanym przez odpowiednie równania. Bezpośrednio po

opublikowaniu fundamentalnej pracy z 1915 r. o ogólnej teorii względności Einstein [1] zauważył, że równania Maxwella można zapisać w postaci ogólnie współzmienniczej przez wybranie odpowiednich zmiennych polowych. (W języku geometrii należy powiedzieć, że chodzi o formy różniczkowe E, D, B, H). W takiej sytuacji ważne staje się zdefiniowanie wielkości fizycznych niezależnie od iloczynu skalarnego i tego właśnie dotyczy niniejszy artykuł.

Można wskazać wielkości fizyczne, które da się zdefiniować bez wprowadzania iloczynu skalarnego. Trzeba jednak wprowadzić niezależnie wielkości kowariantne i kontrawariantne, a więc używać znacznie więcej typów wielkości skierowanych [2]. Do opisu w przestrzeni trójwymiarowej potrzeba antysymetrycznych tensorów rzędu od zerowego do trzeciego: kontrawariantnych (są to wielowektory) oraz kowariantnych (są to formy zewnętrzne). Daje to łącznie 8 typów wielkości skierowanych. Wielkości te można dzielić dalej według ich zachowania względem inwersji przestrzennych: tensory zwykłe (parzyste) oraz tensory skręcone (nieparzyste) – wśród nich są pseudowektory i pseudoskalary. Ten podział podwaja liczbę rodzajów wielkości skierowanych, jest więc ich łącznie 16.

Przy rozważaniu współzmienniczości równań fizycznych na ogół ograniczamy się do obrotów i inwersji, czyli do grupy ortogonalnej. W takim przypadku rozróżnienie między wektorami i formami nie jest istotne. Po dopuszczeniu przekształceń skalowania (dylatacji), czyli zamian jednostek długości, różnica ta staje się istotna, ponieważ współrzędne form przekształcają się przez czynnik odwrotny do czynnika przy współrzędnych wektorów. W tym kontekście pojawia się nowe pytanie: które wielkości uważane za skalary dla grupy ortogonalnej (np. masa, energia, działanie, ładunek elektryczny) pozostają skalarami, czyli niezmiennikami względem większej grupy przekształceń? Dla grupy konformnej (obejmującej dylatacje) przyjmuje się [3], że niezmiennikami są ładunek elektryczny i działanie, gdyż stałe fundamentalne – ładunek elektronu e oraz stała Plancka h – są takimi wielkościami.

W niniejszym artykule rozważana będzie też kwestia, jak poszczególne wielkości fizyczne zachowują się względem przekształceń i czy to ich zachowanie znajduje odzwierciedlenie w ich wymiarach fizycznych. Zależy to od przyjętego układu jednostek, a konkretnie od tego, które wielkości uznamy za podstawowe. W obowiązującym obecnie układzie SI wśród wielkości mechaniczno-elektrycznych podstawowymi są jednostki długości, czasu, masy i natężenia prądu. Taki

wyбір jednostek podstawowych nie zapewnia, niestety, wzajemnie jednoznacznej odpowiedniości między typem danej wielkości skierowanej a jej jednostką. Na przykład, jednostka SI pędu, $[p] = \text{kg} \cdot \text{m/s}$, sugeruje, że pęd jest (jedno)wektorem, podczas gdy jest on jednoformą. Jeśli natomiast za Schoutenem [2] wybierzemy inny zestaw czterech wielkości podstawowych: długość, czas, działanie, ładunek elektryczny, to dla n -wektorów w jednostce danej wielkości fizycznej metr występuje w potęgce n -tej, a dla n -form – w potęgce minus n -tej. Na przykład, pęd ma w tym układzie wymiar $(J \cdot s)/m$, który jawnie wskazuje, że jest on jednoformą. Taki układ jednostek nazywam przyjaznym wobec geometrii.

2. Wielkości skierowane

Jak wspomniano we Wstępie, wielkości fizyczne są tensorami, ale nie każdej z nich można przypisać kierunku, przy czym słowo „kierunek” należy rozumieć ogólniej niż kierunek wektora. Wektor to tensor kontrawariantny pierwszego rzędu; wielkością dualną¹ do wektora jest tzw. kowektor – jednoforma lub tensor kowariantny pierwszego rzędu. Aby to zilustrować, zastanówmy się, jaki kierunek można przypisać wielkości znanej pod nazwą wektora falowego. Wraz z wektorem położenia występuje on we wzorze na fazę fali płaskiej (3). Zobaczymy, jak zmieni się ten wzór przy zmianie jednostek długości. Wielkość stojąca po lewej stronie, $\Delta\varphi$, nie może się zmienić, gdyż różnica faz między dwoma ustalonymi punktami ma charakter obiektywny – jest liczbą rzeczywistą i wielkością niemianowaną. Po prawej stronie współrzędne przemieszczenia $\Delta\mathbf{r}$ zostaną pomnożone przez pewien czynnik λ – w takim razie współrzędne \mathbf{k} muszą być pomnożone przez czynnik λ^{-1} , aby całość nie uległa zmianie. Widać stąd, że dwie wielkości stojące po prawej stronie nie mogą być tej samej natury. Fizycy zauważyli to dość dawno i wprowadzili stosowne nazwy: jeśli $\Delta\mathbf{r}$ jest wektorem, to \mathbf{k} jest kowektorem. Ja zamiast „kowektora” wolę nazwę forma liniowa albo jednoforma².

Obrazem geometrycznym wektora jest odcinek skierowany. Wektor ma jako istotne cechy kierunek³ i wartość. Dla samej prostej (bez zwrotu) proponuję za Lounestem [5] nazwę nastawienie. Wektory równoległe to wektory o tym samym nastawieniu, a dla ustalonego nastawienia możliwe są dwa zwroty.

Jednoforma ma być wielkością skierowaną, jaki jest więc jej kierunek? Aby odpowiedzieć na to pytanie, odwołajmy się do pewnego twierdzenia z algebry.

¹ Wielkość dualna to wielkość będąca odwzorowaniem liniowym danej wielkości w liczby rzeczywiste (skalary).

² Jeśli wielkość fizyczna \mathbf{k} nie jest wektorem, to w jej nazwie nie powinno występować to słowo. Wobec tego dla „wektora falowego” proponuję nową nazwę „gęstość fal” lub „falistość”, po angielsku „wave density” lub „waviness”. Falistość – jak przystało na wielkość dualną – jest więc odwzorowaniem liniowym wektorów $\Delta\mathbf{r}$ w skalary $\Delta\varphi$.

³ W polskim szkolnictwie za kierunek wektora uznaje się prostą bez zwrotu. Uważam, że należy to zmienić: wolałbym kierunkiem nazywać prostą wraz ze zwrotem. Pisałem o tym ponad 20 lat temu [4].

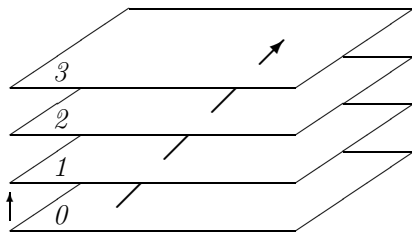
Twierdzenie. Niech V oraz W będą przestrzeniami liniowymi nad ciałem liczb rzeczywistych \mathbb{R} , natomiast $A: V \rightarrow W$ – odwzorowaniem liniowym. Wtedy (wzór Sylwestra [6])

$$\dim \text{Im}(A) + \dim \text{Ker}(A) = \dim V,$$

gdzie $\text{Im}(A)$ jest obrazem, zaś $\text{Ker}(A)$ jądrem odwzorowania A .

Dla formy liniowej k obrazem jest zbiór \mathbb{R} , stąd $\dim \text{Im}(k) = 1$. Jeśli więc $\dim V = n$, to $\dim \text{Ker}(k) = n - 1$. W ten sposób forma liniowa wyróżnia pewną hiperpłaszczyznę (podprzestrzeń o jeden wymiar mniejszą od całej przestrzeni) jako swoje jądro. W przestrzeni trójwymiarowej owym jądrem jest więc jakaś płaszczyzna (np. dla formy falistości jest to płaszczyzna zerowej różnicy faz). I tak doszliśmy do wniosku, że kierunek formy liniowej musi być związany z płaszczyzną. Jeśli mamy płaszczyznę zerowania się danej formy, to łatwo możemy znaleźć płaszczyzny, na których forma przyjmuje wartości całkowite – są one równoległe do płaszczyzny zerowej.

Na rysunku 1 pokazano przykładowo, jak przedstawić geometrycznie jednoformę jako nieskończoną rodzinę równoległych i równoodległych płaszczyzn ze strzałką między płaszczyznami. Przedstawienie to pozwala łatwo odtworzyć odwzorowanie liniowe, jakie ta forma zadaje – wartość jednoformy na danym wektorze to liczba warstw między płaszczyznami przeciętych przez ten wektor.



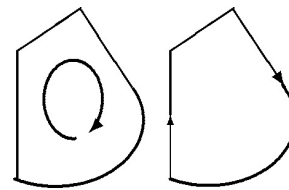
Rys. 1. Obraz geometryczny jednoformy

W ten sposób dochodzimy do następującej listy cech formy liniowej: 1) odpowiednikiem nastawienia jest płaszczyzna, 2) zwrot to strzałka nierównoległa do płaszczyzny, 3) wartość to gęstość liniowa. Odpowiednią jednostką miary formy liniowej jest więc odwrotność metra. Przy ustalonym nastawieniu formy możliwe są dwa przeciwne zwroty, bo forma może rosnać w dwie strony od płaszczyzny zerowej.

Te same płaszczyzny można oczywiście zdefiniować, podając wektor k prostopadły do jądra jednoformy. Takie przedstawienie jednoformy nie ma jednak sensu fizycznego. Na przykład, w ośrodkach anizotropowych wektor falowy k nie wskazuje kierunku rozchodzenia się energii płaskich fal elektromagnetycznych, więc jego jednowymiarowy kierunek nie ma sensu

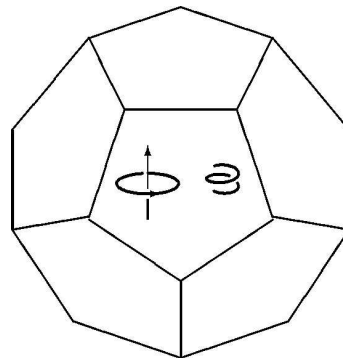
fizycznego. Niemniej także w tym wypadku płaszczyzny jednoformy k są zbiorami („miejscami geometrycznymi”) punktów o stałej fazie drgań.

Następnym typem wielkości skierowanej jest dwuwektor. Obrazem geometrycznym dwuwektora prostego (antysymetrycznego tensora zwykłego kontrawariantnego drugiego rzędu) jest figura płaska z zaznaczonym zwrotem dwuwymiarowym (rys. 2). Dwuwektor ma następujące cechy: 1) nastawienie to płaszczyzna, 2) zwrot to zakrzywiona strzałka na płaszczyźnie albo strzałka na brzegu figury, 3) wartość to pole powierzchni.



Rys. 2. Obraz geometryczny dwuwektora

Teraz już widać, jak należy postępować dalej. Obrazem geometrycznym trójwektora prostego jest bryła z zaznaczonym zwrotem trójwymiarowym (rys. 3). Oto cechy trójwektora: 1) nastawienie to przestrzeń trójwymiarowa, 2) zwrot to skrętność śruby albo połączenie ruchu obrotowego z ruchem postępowym nierównoległym do płaszczyzny obrotu, 3) wartość to objętość.

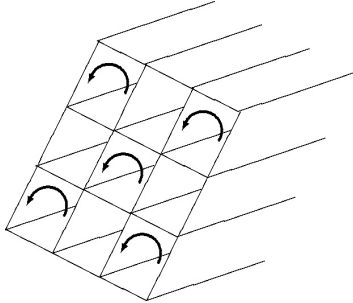


Rys. 3. Obraz geometryczny trójwektora

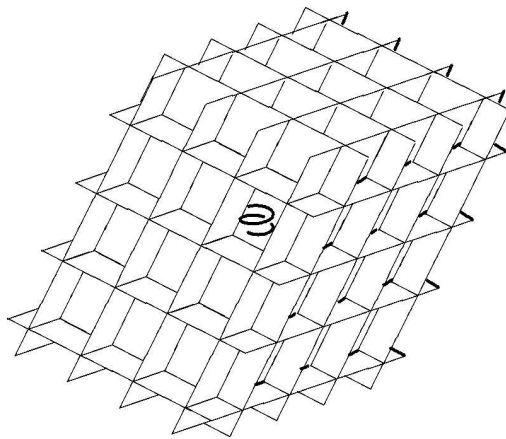
Obrazem geometrycznym dwuformy (antysymetrycznego tensora kowariantnego drugiego rzędu) jest układ równoległych nieskończonych graniastosłupów o jednakowych przekrojach, szczelnie wypełniających przestrzeń. Ponadto każdy graniastosłup ma zakrzywioną strzałkę otaczającą jego oś (rys. 4). Dwuforma ma następujące cechy: 1) nastawienie to linia prosta równoległa do osi graniastosłupów, 2) zwrot to zakrzywiona strzałka wokół tej prostej, 3) wartość to gęstość powierzchniowa. Obrazem geometrycznym trójformy jest rodzina komórek o równej objętości, szczelnie wypełniających przestrzeń (rys. 5). Oto cechy trójformy:

1) nastawienie to punkt, 2) zwrot to skrętność linii śrubowej, 3) wartość to gęstość objętościowa.

Oprócz normalnych tensorów trzeba jeszcze wprowadzić pseudotensory, które we wzorach transformacyjnych mają dodatkowo znak wyznacznika macierzy



Rys. 4. Obraz geometryczny dwuformy

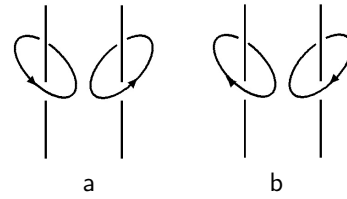


Rys. 5. Obraz geometryczny trójformy

przekształcenia. Normalne tensory proponuję nazywać wielkościami swoistymi, natomiast pseudotensory – wielkościami nieswoistymi⁴. Wobec tego w przestrzeni trójwymiarowej występuje 16 typów wielkości skierowanych (cztery typy wielowektorów swoistych rzędu od zerowego do trzeciego, cztery typy form swoistych i tyle samo odpowiedników nieswoistych)⁵. Każdy typ ma inaczej określoną wartość, nastawienie i zwrot. Dla zwykłego wektora (czyli wektora swoistego) nastawieniem jest prosta, a zwrotem – strzałka na prostej. Dla pseudowektora (czyli wektora nieswoistego) nastawieniem również jest prosta, ale zwrotem – pierścień ze strzałką otaczający tę prostą (rys. 6).

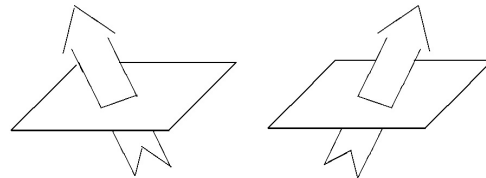
⁴ W literaturze angielskojęzycznej nie ma w tym względzie ustalonej terminologii. Niektórzy zwykłych form nie obdarzają żadnymi przydawkami, a pozostałe nazywają „pseudoforms”, inni piszą „even forms” i „odd forms”, jeszcze inni – „simple forms” i „twisted forms”. Podział na formy parzyste i nieparzyste jest niefortunny, bo sugeruje związek z przekształceniem inwersji przestrzennej, a tu go nie ma. Nazywanie form „skręconymi” też nie jest trafne, bo np. dwuforma drugiego typu nie ma żadnego skręcenia, ma je natomiast zwykła dwuforma.

⁵ W przestrzeni czterowymiarowej jest 20 typów wielkości skierowanych, bo dochodzą jeszcze czwórwektory (nie mylić z czterowektorem, czyli wektorem o 4 współrzędnych) i czteroformy swoiste oraz nieswoiste. Poza tym w czasoprzestrzeni czas i energia przestają być skalarami.



Rys. 6. a) Dwa obrazy tego samego wektora nieswoistego, b) dwa obrazy innego wektora nieswoistego o zwrocie przeciwnym

W przypadku dwuwektora nieswoistego nastawienie to płaszczyzna, a zwrot – strzałka nierównoległa do płaszczyzny; wartością jest pole powierzchni. Jego obrazem geometrycznym jest figura płaska ze strzałką przebijającą ją z jednej strony na drugą (rys. 7).



Rys. 7. Obraz geometryczny dwuwektora nieswoistego

W podobny sposób można geometrycznie przedstawić pozostałe wielkości. Odpowiednie ilustracje pokazujące kierunki każdego z 16 typów wielkości skierowanych można znaleźć w artykułach [7,8] i książce [9]. W ślad za Schoutenem [5] takie przedstawienie wielkości fizycznych pojawiło się w książkach [10–12]. Cechy wielowektorów i form zewnętrznych zestawione są w tabelach 1 i 2.

3. Geometryczny charakter wielkości fizycznych

Omówimy teraz kilka wielkości elektromagnetycznych pod kątem ich prawdziwej natury geometrycznej jako wielkości skierowanych. Przykładem jednoformy swoistej jest natężenie pola elektrycznego \mathbf{E} , jako że uważamy je za odwzorowanie liniowe nieskończonego wektora $d\mathbf{r}$ w nieskończoną różnicę potencjałów dV . Miara w układzie SI, czyli $[\mathbf{E}] = \text{V/m}$, odpowiada tej interpretacji.

Naturalną dwuwektorową swoistą wielkość skierowaną zadaje płaski obwód z prądem elektrycznym – ma on konkretną płaszczyznę, więc wyznacza nastawienie dwuwektora, ma pole objętej sobą powierzchni,

więc określa wartość, a kierunek płynącego prądu zadaje zwrot; wielkość tę nazwijmy powierzchnią skierowaną obwodu i oznaczmy s . Związany z nią jest inny dwuwektor swoisty – moment magnetyczny obwodu $m = Is$, gdzie I oznacza natężenie prądu elektrycznego (wielkość skalarną). W układzie SI wymiar momentu magnetycznego $[m] = A \cdot m^2$ odpowiada tej interpretacji, bo zawiera jednostkę pola powierzchni.

Tabela 1. Cechy wielowektorów swoistych i nieswoistych

Cecha	Wielowektor:			
	skalar	wektor	dwuwektor	trójwektor
Nastawienie punkt		prosta	płaszczyzna	przestrzeń
Zwrot	swoisty			
	znak	strzałka prosta	strzałka zakrzywiona	skrętność
	nieswoisty			
	skrętność	strzałka otaczająca	strzałka prosta	znak
Wartość	moduł	długość	pole powierzchni	objętość

Tabela 2. Cechy form zewnętrznych swoistych i nieswoistych

Cecha	Forma:			
	zeroforma	jednoforma	dwuforma	trójforma
Nastawienie przestrzeń		płaszczyzna	prosta	punkt
Zwrot	swoista			
	znak	strzałka prosta	strzałka otaczająca	skrętność
	nieswoista			
	skrętność	strzałka otaczająca	strzałka prosta	znak
Wartość	moduł	gęstość liniowa	gęstość powierzch.	gęstość objęt.

Indukcja magnetyczna B jest przykładem dwuformy swoistej, gdyż można ją uważać za odwzorowanie liniowe swoistego dwuwektora powierzchni skierowanej obwodu ds w strumień magnetyczny $d\Phi = B \cdot ds$, traktowany jak skalar swoisty. Przypisanie to zgadza się z wymiarem w układzie SI: $[B] = Wb/m^2$.

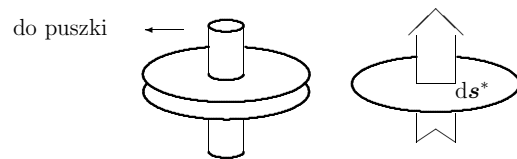
Teraz kilka przykładów wielkości nieswoistych. Pierwszym z nich jest pole s^* powierzchni, przez którą mierzy się przepływ pewnej wielkości fizycznej (energii, ładunku itp.). Ważna jest strona powierzchni, z której wielkość ta jest odbierana, więc zwrot s^* należy

zaznaczać jako strzałkę przebijającą właśnie tę powierzchnię. Jest to sytuacja ukazana na rys. 7, więc s^* jest dwuwektorem nieswoistym. Wobec tego gęstość strumienia j (albo gęstość prądu w przypadku prądu elektrycznego) musi być dwuformą nieswoistą. Odpowiada ona odwzorowaniu liniowemu elementu powierzchni ds^* w natężenie prądu elektrycznego. Wymiar fizyczny gęstości prądu $[j] = A/m^2$ zgadza się z tą interpretacją.

Podobną naturę ma indukcja elektryczna D . Posłużmy się teraz cytatem ze s. 68 książki Weysenhoffa [13], opisującym sposób pomiaru D . Można to nazwać definicją operacyjną tej wielkości fizycznej.

Do tych pomiarów używamy krążków próbnych. Są to dwa przystające „dostatecznie małe” krążki wycięte z niezmiernie cienkiej blachy i opatrzone, każdy z osobna, w izolujące trzonki. Połóżmy je jeden na drugi, trzymając je za trzonki, i rozbiorwszy uprzednio ten podwójny krążek, wprowadźmy go w dowolne miejsce pola. Gdy w tym położeniu odejmiemy jeden krążek od drugiego, rozdzielimy przez to samo indukowane na nich ładunki, jeden dodatni, drugi taki sam ujemny, które będziemy mogli następnie zmierzyć przy pomocy puszki Faradaya połączonej z elektroskopem. (...) Doświadczenie wykaże, że ładunek indukowany na wybranym krążku będzie proporcjonalny do jego pola powierzchni.

Powierzchnia skierowana ds^* krążka jest dwuwektorem nieswoistym, bo jej wartością jest pole powierzchni, nastawieniem – płaszczyzna, a zwrot jest dany przez strzałkę pokazującą, który krążek ma być połączony z puszką Faradaya (rys. 8). Z powodu proporcjonalności $dQ = D \cdot ds^*$ stwierdzamy, że indukcja elektryczna jest odwzorowaniem liniowym dwuwektorów nieswoistych, czyli dwuformą nieswoistą. Jednostki układu SI, $[D] = C/m^2$, odpowiadają tej interpretacji. Zauważmy, że D ma tę samą naturę kierunkową, co gęstość prądu elektrycznego. Odzwierciedla się to w fakcie, iż $\partial D/\partial t$ nazywa się także prądem przesunięcia.



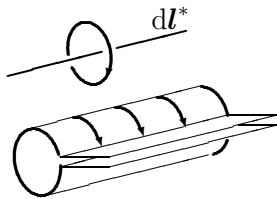
Rys. 8. Pomiar indukcji elektrycznej (po lewej) i interpretacja pola powierzchni użytego krążka jako dwuformy nieswoistej (po prawej)

W innym miejscu tej samej książki [13], na s. 348, można znaleźć operacyjną definicję natężenia pola magnetycznego.

Posługujemy się „nadprzewodzącym solenoidem próbnym”. Umieszczamy go najprzód w miejscu, w którym pole magnetyczne znika, tam zamykamy jego obwód i następnie wprowadzamy go do tego miejsca w polu, w którym chcemy zmierzyć H . Według prawa, o którym była mowa wcześniej, strumień magnetyczny przepływający przez solenoid, który równał się zeru w chwili zamykania obwodu,

pozostaje stale równy zeru, a przeto również odpowiednia składowa pola wewnętrznego jest równa zero. (...) Prąd nastawia się automatycznie w ten sposób, aby ta składowa pola zerowała się.

Następnie autor opisuje, że natężenie prądu dI przepływającego przez solenoid jest proporcjonalne do jego długości, jeśli ta długość $d\mathbf{l}^*$ jest dostatecznie mała. Długość skierowana $d\mathbf{l}^*$ solenoidu (rys. 9) jest oczywiście wektorem nieswoistym, więc natężenie pola magnetycznego \mathbf{H} uznajemy za jednoformę nieswoistą. Jednostka SI, czyli $[\mathbf{H}] = \text{A/m}$, potwierdza tę interpretację.



Rys. 9. Operacyjna definicja natężenia pola magnetycznego (u dołu) i interpretacja długości użytego solenoidu jako jednoformy nieswoistej (u góry)

W podobny sposób można określić typ skierowany wielu innych wielkości. Trzeba jednak zaznaczyć, że istnieją wielkości fizyczne, które nie należą do żadnego z 16 wymienionych typów – są to operatory, czyli odwzorowania liniowe między wielkościami skierowanymi. Na przykład, przenikalność elektryczna ϵ jest operatorem liniowym między jednoformą nieswoistą \mathbf{E} a dwuformą nieswoistą \mathbf{D} . Takim wielkościom nie można przypisać jakiegось konkretnego kierunku. Podobnie jest z tensorami symetrycznymi, np. z tensorem metrycznym.

Okazuje się jednak, że klasyfikacja masy, pędu i siły ze względu na skalowanie jest sprzeczna ze szkolną intuicją. Jesteśmy przyzwyczajeni traktować masę jako skalar, a siłę (będącą iloczynem masy i przyspieszenia, $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$) jako wektor. Przyjrzyjmy się jednak wzorowi wyrażającemu energię kinetyczną

$$\mathcal{E}_k = \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2. \quad (4)$$

Energia jest skalar, a prędkość wektorem, zatem masa jest odwzorowaniem dwuliniowym wektorów w skalary. Prawa strona w tym wzorze ma być równa $\frac{1}{2}m\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}$, a iloczynem skalarnym rządzi tensor metryczny, masa jest więc wielkością proporcjonalną do tensora metrycznego, który także jest odwzorowaniem dwuliniowym wektorów w skalary. Ważkim argumentem za nieskalarną naturą masy jest również fakt, iż w fizyce ciała stałego tzw. masa efektywna zależy od kierunku w kryształach.

⁶ Gdyby istniały ładunki magnetyczne, to magnetyczne prawo Gaussa przyjęłoby postać $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = Q_m$. Świadczy to o tym, że jednostka strumienia magnetycznego jest taka sama jak „ładunku magnetycznego”.

Jeśli chodzi o siłę, to istnieje jej związek z energią potencjalną:

$$dU = -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}. \quad (5)$$

Widać zeń, że siła jest liniowym odwzorowaniem wektora przesunięcia $d\mathbf{r}$ w skalar dU , więc aby równanie to było współmiennicze, siła musi być jednoformą. Ponieważ natężenie pola elektrycznego \mathbf{E} jest jednoformą, a ładunek elektryczny q – skalar, to związek $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ również nakazuje, aby siła była jednoformą.

Podobnie, jednoformą musi też być pęd, ze względu na związek

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}. \quad (6)$$

Rolę pędu jako jednoformy odwzorowującej wektory w skalary widać we wzorze na przyrost energii kinetycznej $d\mathcal{E}_k = \mathbf{p} \cdot d\mathbf{v}$ wyrażonym przez przyrost prędkości $d\mathbf{v}$. Wzory $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$ oraz $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ również są zgodne z klasyfikacją siły i pędu jako jednoform, a masy jako operatora przeprowadzającego wektory w jednoformy. Taka też jest rola tensora metrycznego, gdy się go używa do obniżania wskaźników.

4. Jednostki miar: przyjazne czy nieprzyjazne wobec geometrii?

Warto podzielić jednostki na dwie klasy: jednostki skalarne, niezawierające metra w żadnej potędze, oraz jednostki rozmiarowe, które zawierają potęgę metra. Jednostki rozmiarowe można dzielić dalej; metr można nazwać jednostką wektorową, metr kwadratowy – dwuwektorową itd. Łatwo wtedy po jednostce poznać, jaki jest typ skierowany danej wielkości fizycznej, np. $\text{C} \cdot \text{m}$ jest iloczynem jednostki skalarnej i wektorowej, więc odpowiada wektorowi – i faktycznie, jest to jednostka elektrycznego momentu dipolowego, który naturalnie jest wektorem. Skoro wartością jednoformy jest gęstość liniowa, to w jednostkach miar wielkości jednoformowych metr powinien być w potędze -1 , a poza tym powinny występować tylko jednostki skalarne. Oto przykłady z układu SI: $[k] = \text{m}^{-1}$, $[E] = \text{V/m}$, $[H] = \text{A/m}$. Podobnie, dwuformy są gęstościami powierzchniowymi, w zgodności z jednostkami odpowiednich wielkości fizycznych: $[j] = \text{A/m}^2$, $[D] = \text{C/m}^2$, $[B] = \text{V} \cdot \text{s/m}^2$. Warto dodać, że $\text{V} \cdot \text{s}$ to weber (Wb), który jest jednostką strumienia magnetycznego, a zarazem byłby jednostką ładunku magnetycznego, gdyby taki ładunek istniał⁶. Gęstość ładunku elektrycznego jest trójformą nieswoistą, co znajduje swoje odbicie w jednostkach: $[\rho] = \text{C/m}^3$.

Natomiast jednostki pędu i siły, $[p] = \text{kg} \cdot \text{m/s}$, $[F] = \text{kg} \cdot \text{m/s}^2$, sugerują, że są to wektory tylko pod warunkiem, że masę uznamy za skalar. Jednostka, w jakiej wyrażamy energię, $[E] = \text{J} = \text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2$, wcale nie

wskazuje, że energia jest skalarem – gdyby masa była skalarem, to energia powinna być raczej dwuwektorem.

Skoro już wyraziliśmy wątpliwości, czy masa jest skalarem, to zrezygnujmy z przyjmowania jednostki masy za jednostkę podstawową i wybierzmy do takiej roli raczej jednostkę działania, gdyż ono jest skalarem i to nie tylko przestrzennym, lecz także czasoprzestrzennym. Naturalną jednostką działania jest stała Plancka h , ale w fizyce kwantowej częściej występuje stała 2π razy mniejsza, \hbar , zwana przez niektórych stałą Diraca. Nie rozstrzygając już teraz tego, która z tych stałych jest lepsza, wprowadźmy oznaczenie P i nazwę „plank” na podstawową jednostkę działania, którą może być h , \hbar albo nawet jednostka $J \cdot s$ z układu SI.

Jeśli zależy nam na wprowadzeniu jak największej liczby skalarnych jednostek podstawowych, to zauważmy, że natężenie prądu nie jest skalarem czasoprzestrzennym, więc w tym sensie amper nie jest jednostką skalarną. Wobec tego w miejsce ampera za jednostkę podstawową uznajmy kulomb. W ten sposób zamiast czterech podstawowych jednostek mechaniczno-elektrycznych układu SI:

metr, sekunda, kilogram, amper,

wprowadźmy cztery inne jednostki podstawowe:

metr (m), sekunda (s), plank (P), kulomb (C),

z których w formalizmie trójwymiarowym pierwsza jest jednostką rozmiarową, a trzy pozostałe – skalarnymi. W sformułowaniu czterowymiarowej czasoprzestrzeni dwie pierwsze jednostki należy nazwać rozmiarowymi, bo odpowiadają cechom czasoprzestrzennym danej wielkości fizycznej, a dwie ostatnie są jednostkami skalarnymi.

W zaproponowanym układzie energię należy wyrażać w jednostkach $[\mathcal{E}] = P/s$, skąd widać, że jest to

skalar przestrzenny, a jednostki pędu i siły są następujące: $[p] = P/m$, $[F] = P/(m \cdot s)$, co potwierdza, że są to jednoformy. Poza tym w takim układzie jednostek naturalnie wyglądają związki $\mathcal{E} = h\nu$, $p = \hbar k$.

W tabeli 3 podane są przykłady wielkości fizycznych i ich jednostek w proponowanym układzie.

Trzeba też jednak wspomnieć o wielkościach, których jednostki nie pasują do ich typu wielkości skierowanej. Pierwszą z nich jest kąt płaski, który w naturalny sposób jest dwuwektorem, bo można wskazać jego kierunek jako płaszczyznę z zakrzywioną strzałką o zwrocie w stronę obracania. Niestety, jego wartości nie mierzymy w metrach kwadratowych, lecz w radianach, uważanych za jednostki niemianowane. To niedopasowanie występuje zarówno w układzie SI, jak i układzie przyjaznym wobec geometrii. Drugą z takich wielkości jest moment pędu, który też powinien być traktowany jako dwuwektor. Jego jednostką w układzie SI jest $kg \cdot m^2/s$, co byłoby dobrze, ale w układzie przyjaznym jego jednostką jest plank, co pasuje do skalara. Wydaje się, że odmienny charakter dwóch wymienionych wielkości bierze się stąd, że do ich określenia jest potrzebny iloczyn skalarny.

Literatura

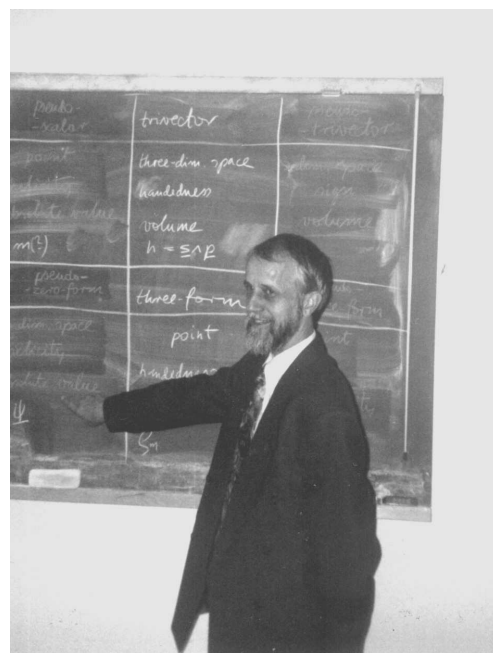
- [1] A. Einstein, *Sitzungsber. Königl. Preuss. Akad. Wiss.*, Berlin 1916, s. 184–188; zob. też *The collected papers of Albert Einstein*, t. 6, red. A.J. Knox i in. (1966), s. 263–269.
- [2] J.A. Schouten, *Tensor Analysis for Physicists* (Dover Publ., New York 1989) (wyd. I: Clarendon Press, Oxford 1951).
- [3] T. Fulton, F. Rohrlich, L. Witten, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 442 (1962).
- [4] B. Jancewicz, *Postępy Fizyki* **35**, 63 (1984).
- [5] P. Lounesto, R. Mikkola, V. Vierros, *J. Comp. Math. Sci. Teach.* **9**, 93 (1989).

Tabela 3. Niektóre wielkości skierowane wraz z jednostkami w układzie przyjaznym wobec geometrii

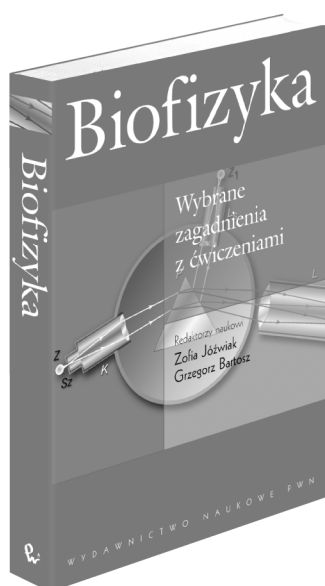
	Wielkości swoiste	Wielkości nieswoiste
Skalary	czas (s), działanie (P), ładunek elektryczny (C), natężenie prądu (C/s)	„ładunek magnetyczny” (P/C)
Wektory	położenie (m), prędkość (m/s), przyspieszenie (m/s ²)	długość skierowana solenoidu (m)
Dwuwektory	powierzchnia skierowana obwodu elektrycznego (m ²), moment magnetyczny (C · m ² /s)	powierzchnia skierowana przekroju przepływu (m ²)
Trójwektory	spiralność toru (m ³ /s ⁶)	objętość (m ³)
Zeroformy	energia (P/s), potencjał elektryczny (P/(C · s))	–
Jednoformy	falistość (m ⁻¹), pęd (P/m), siła (P/(s · m)), natężenie pola elektrycznego (P/(C · s · m))	natężenie pola magnetycznego (C/(s · m))
Dwuformy	indukcja magnetyczna (P/(C · m ²))	indukcja elektryczna (C/m ²), gęstość prądu (C/(s · m ²)), forma Poyntinga (P/(s ² · m ²))
Trójformy	gęstość „ładunku magnetycznego” (P/(C · m ³))	gęstość ładunku elektrycznego (C/m ³)

- [6] A. Mostowski, M. Stark, *Algebra liniowa* (PWN, Warszawa 1976), s. 34.
- [7] B. Jancewicz, *Ann. Phys.* **245**, 227 (1996).
- [8] B. Jancewicz, w: *Clifford (Geometric) Algebras*, red. W.E. Baylis (Birkhäuser, Boston 1996), s. 389.
- [9] B. Jancewicz, *Wielkości skierowane w elektrodynamice* (Wyd. Uniwersytetu Wrocławskiego, Wrocław 2000).
- [10] C. Misner, K. Thorne, J.A. Wheeler, *Gravitation* (Freeman and Co., San Francisco 1973), sec. 2.5.
- [11] W.L. Burke, *Spacetime, Geometry, Cosmology* (University Science Books, Mill Valley 1980).
- [12] W.L. Burke, *Applied Differential Geometry* (Cambridge University Press, Cambridge 1985).
- [13] J. Weysenhoff, *Zasady elektromagnetyki klasycznej i optyki* (PWN, Warszawa 1956).

BERNARD JANCEWICZ jest profesorem w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, z którym związał się po ukończeniu studiów fizyki w 1966 r. Jego zainteresowania naukowe zmieniały się od aksjomatycznej kwantowej teorii pola przez zagadnienia lokalizacji cząstek w relatywistycznej teorii kwantowej po zastosowania algebr Clifforda i form różniczkowych w elektrodynamice klasycznej. Odbył roczny staż w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu w Getyndze oraz półroczny – w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Windsorze (Kanada). Interesuje się językoznawstwem – jest przewodniczącym Komisji Nazewnictwa Fizycznego PTF, a także przewodniczącym Komisji Nazewnictwa Ulic Towarzystwa Miłośników Wrocławia.



 WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN



Biofizyka w praktyce!

Biofizyka. Wybrane zagadnienia wraz z ćwiczeniami
Red. nauk. Zofia Józwiak i Grzegorz Bartosz

Jedyny, uniwersalny podręcznik obejmujący podstawy biofizyki, a także metody stosowane w badaniach układów biologicznych. Książka zawiera podstawowy kurs biofizyki oraz omówienia i zastosowania:

- spektrofotometrii
- spektrofotometrii i innych metod spektroskopowych
- cytometrii przepływowej
- promieniowania laserowego
- chromatografii
- spektrometrii elektronowego rezonansu paramagnetycznego
- metod fluorescencyjnych w badaniach apoptozy.

cena 49,90 zł

Zamów przez telefon: 0 801 33 33 88 (tylko 0,35 zł za 3 minuty) Zamów przez Internet: www.pwn.pl

Dylemat nagradzania*

David Politzer

Caltech Particle Theory Group, California Institute of Technology, Pasadena, USA

The Dilemma of Attribution

Nobel Lecture, 8 December 2004, Stockholm

Podejrzewam, że nie wszyscy słuchacze mego wykładu byli zachwyceni perspektywą wysłuchania tych porannych wykładów z fizyki: zapowiadało się, że trzech facetów będzie opowiadać o jednym znaku minus. Gdyby mówców było dwóch i chodziło o znak plus, to jeden mógłby opowiadać o kresce pionowej, a drugi – poziomej. Jednakże moim zdaniem tegoroczne nagrody nie honorują tylko znaku minus, lecz całe bogactwo istotnych postępów naszego rozumienia podstaw fizyki, i rzecz dotyczy wkładu nie trzech, ale wielkiej liczby uczonych, pracujących przez wiele lat w wielu krajach. To naprawdę nagroda dla całej tej społeczności.

Mój ukochany nauczyciel ze studiów doktoranckich, Sidney Coleman, nazywał tę społeczność „i fratelli fisici”, czyli bractwem fizyków. Wszyscy liźnęliśmy nieco języka włoskiego, dzięki wspaniałym i niezwykle opiniotwórczym szkołom letnim, organizowanym przez Nino Zichichiego w Erice na Sycylii. Jednym z najcenniejszych doznań w mej karierze fizyka cząstek była świadomość, że mogę przyjechać na dworzec kolejowy prawie dowolnego miasta świata, a powita mnie tam nieznamy, który od razu potraktuje mnie jak przyjaciela.

Z radością opowiedziałbym wszystkie historie fizyków, których spotkałem w życiu, ale oczywiście nie znam ich wszystkich, a nawet na te, które poznałem, nie starczy mi miejsca ani czasu. Wybrałem zatem kilku ludzi oraz kilka ich opowieści i na nich się skupię. Sami na końcu ocenicie, jak mi się to udało. Będę opowiadał głównie o teoretykach, ponieważ ich znam najlepiej. Muszę jednak wyznaczyć, że właściwie traktuję fizykę teoretyczną zasadniczo jak pasożyta, żyjącego z ciężkiej pracy „prawdziwych fizyków”.

Chciałbym tu się odnieść do jednego szczególnego aspektu znaczenia Nagród Nobla. Symbolizują one dziś w znacznej mierze kamienie milowe postępu w nauce. To, jak ważne stały się te nagrody, świadczy o staranności i mądrości procedur selekcyjnych. Wśród szerszej

publiczności podtrzymują one zainteresowanie najważniejszymi osiągnięciami nauki, ale nawet w świecie ekspertów służą za wyznaczniki postępu. Przyczynia się do tego sposób wykorzystywania historii nauki w edukacji. Ucząc naszych naukowych następców, staramy się zawsze możliwie skrócić i uprościć opis drogi do stanu obecnego. Chcemy jak najszybciej doprowadzić naszych uczniów do współczesnych granic poznania. Z tego punktu widzenia prawdziwa historia nauki, zawierająca wiele wariantów i wiele błędnych koncepcji, jest tylko zawalidrogą. Tymczasem czysta i prosta linia nieustannego postępu nauki, wyznaczana klejnotami Nagród Nobla, to – wprawdzie pożyteczna – ale tylko fikcja. Prawda jest często znacznie bardziej skomplikowana. Oczywiście, wiele słyszy się o zażartych kłótniach o to, komu przypisać autorstwo poszczególnych idei, choć sprawy te są często nie tylko nierozstrzygalne, ale też pozbawione większego znaczenia. Prawdziwie niezależne odkrycia nie tylko są możliwe, ale ciągle się dokonują. Niekiedy najtrudniejszym problemem w procesie wyłaniania kandydatów do nagrody jest określenie, co w szerszym kontekście stanowi zasadniczą, najważniejszą ideę. Nie jest to tylko pytanie „kto tego dokonał”, a więc komu zawdzięczamy daną pracę, ale czym jest owo znaczące „to”, które powinno stać się symbolem jakiegoś szczególnie przełomowego postępu.

Nie zamierzam streszczać tu historii mego życia, ani nawet mojej kariery jako fizyka. Chciałbym raczej skoncentrować się na kontekście prac, za które przyznano tegoroczne nagrody. Sagę tę rozpocznę od wyprawy którą odbyłem z kolegą-doktorantem (przyjacielem, a po trosze i mentorem, jako że był o rok wyżej), Erickiem Weinbergiem. Jechaliśmy z Cambridge w stanie Massachusetts do Hoboken w stanie New Jersey (a rok był chyba 1970), aby wysłuchać wykładu naszego nauczyciela Sidneya Colemana pod tytułem „Dlaczego generatory dylatacji nie generują dylatacji”. Przeczytaliśmy uprzednio tekst wykładu, ale mieliśmy nadzieję, że jego wysłuchanie pomoże nam

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

lepiej go zrozumieć. Droga zajęła nam parę godzin. Poprosiłem Erica, by wytłumaczył mi trochę teorie zwane teoriami z cechowaniem nieabelowym albo teoriami Yanga–Millsa. Nic o nich nie wiedziałem, znałem tylko ich nazwę. Teorie te, wprowadzone w roku 1954, były ostatnim i najśląbiej zrozumianym punktem na liście koncepcji, o których sądzono, że jako jedyne nadają się do opisu fundamentalnych oddziaływań cząstek. Erick wyjaśniał mi podstawy teorii, nadmieniając, że ich konsekwencje pozostawały wciąż nieznanne, a wielu sławnych guru teorii cząstek (m.in. Dick Feynman, Shelly Glashow, Abdus Salam i Steve Weinberg) miało względem nich dość mieszane odczucia. Wydawało się, że teraz też żaden z uznanych autorytetów nie zamierzał o nich mówić – poczucie własnej niekompetencji i zagubienia w tym temacie było dla nich zbyt krępujące.

(Wygłaszając tę mowę w Sztokholmie, doszedłem do wniosku, że przydałoby mi się światełko lub dzwonek, włączające się przy wymienianiu nazwisk noblistów – dla mego wywodu istotne jest bowiem, kto nim jest, a kto nie. Nazwiska te znane są już tym słuchaczom, którzy należą do społeczności fizyków. Dla szerszej publiczności podnosiłem po prostu dyskretnie palec w odpowiednim miejscu. W spisany tekście posłużył się znacznikiem \mathcal{N} . Tak więc dotąd podniosłem już palec przy Chien Ning Yangu \mathcal{N} , Feynmanie \mathcal{N} , Glashowie \mathcal{N} , Salamie \mathcal{N} , Steve'ie Weinbergu \mathcal{N} , ale nie przy Colemanie czy Ericku Weinbergu).

Znalazł się jednak bohater, Tini Veltman \mathcal{N} , który nie przestraszył się teorii Yanga–Millsa i wraz ze swoim najlepszym doktorantem, Gerardem 't Hooftem \mathcal{N} , rozpracował sprawę w roku 1971. Chciałbym tu zauważyć, że osobiście nie znam nikogo, kto by twierdził, że rozumiał w szczegółach pracę 't Hoofta. Nas wszystkich zapoznał z nią Ben Lee. On sam dzięki własnemu doświadczeniu w tej dziedzinie (wykazał, że stałe renormalizacyjne nie zależą w tych teoriach od wyboru stanu podstawowego), zgłębieniu niedostrzeganych wówczas jeszcze prac rosyjskich (Ludwiga D. Faddejewy i Wiktora N. Popowa o kwantyzacji oraz regułach Feynmana) i zachęcony pracą 't Hoofta doszedł do wniosku, że zagadnienie daje się rozwiązać. (Zadziwiająco doprawdy, o ile łatwiej jest rozwiązać jakieś zadanie, gdy już wiemy, że rozwiązanie istnieje!).

Z całej konferencji w Hoboken najlepiej pamiętam referat Tsung Dao Lee \mathcal{N} , który nas przekonywał, że oddziaływania słabe są przenoszone przez ciężki bozon, i podał nawet jego masę. (Kilka lat później okazało się, że miał rację). Najbardziej przejrzystą wersję tej teorii podał Steve Weinberg \mathcal{N} w roku 1967. Nikt jednak wówczas nie powoływał się na pracę Weinberga. Nie sądzę, by wpłynęła ona np. na rozumowanie T.D. Lee. Gdy przyznano Nagrodę Nobla za teorię zwaną dziś teorią Weinberga–Salama, Sidney Coleman opublikował w 1979 r. w *Science* wykaz cytowań, z którego wynikało, że nikt nie zwrócił uwagi na noblowską pracę Weinberga przed ukazaniem się pracy 't Hoofta \mathcal{N}

(objaśnionej przez Bena Lee). Zainteresowanie pracą Weinberga wybuchło dopiero w roku 1971. Ja sam przeszedłem podobną drogę. W roku 1970 uczęszczałem na roczny wykład o słabych oddziaływaniach, prowadzony przez Shelly'ego Glashowa \mathcal{N} . Wykładowca nigdy nawet nie wspominał o modelu Weinberga–Salama, ani też o swoim własnym wkładzie do tej teorii (za którą otrzymali potem we trójkę Nagrodę Nobla; nawiasem mówiąc, wkładem Glashowa do tej słynnej teorii była w znacznej mierze jego rozprawa doktorska, opracowana pod kierunkiem Juliana Schwingera \mathcal{N} , który już w połowie lat sześćdziesiątych opublikował prace na temat nieabelowych bozonów cechowania jako nośników oddziaływań słabych). Zaznaczam też, że nie znam nikogo, kto przeczytałby prace Salama na ten temat, z wyjątkiem Johna Warda, ich współautora. John Ward nie jest laureatem Nagrody Nobla.

Jeszcze parę uwag na temat prac 't Hoofta \mathcal{N} i Veltmana \mathcal{N} , których wkład był niezwykle głęboki i wpływowy, ale bardzo trudny do przedstawienia niefachowemu audytorium. Jednym z wielu ich osiągnięć było stworzenie niezwykle skutecznego narzędzia (zwanego w naszym żargonie regularyzacją wymiarową) ułatwiającego zarówno rozstrzyganie problemów natury zasadniczej, jak i wykonywanie konkretnych obliczeń. Regularyzacja wymiarowa została wynaleziona niezależnie (i w tym samym celu) przez Carlosa Bolliniego oraz Juana Giambiaggiego i opublikowana w ich wcześniejszej pracy (dziś raczej zapomnianej).

Referat Colemana w Hoboken dotyczył ówczesnego stanu rozumienia tego, co dziś jest zwane grupą renormalizacji. Istotny wpływ na rozumowanie Coleman wywarły prace Kurta Symanzika i Curta Callana. Ale powszechnie uznanym czempionem grupy renormalizacji, za którą dostał w 1982 r. Nagrodę Nobla, był Ken Wilson \mathcal{N} (jeden z moich absolutnych idoli wszech czasów). Fakt że nagrodę tę przyznano właśnie Wilsonowi \mathcal{N} i tylko Wilsonowi \mathcal{N} , wiąże się chyba z jego głębokim zrozumieniem zagadnienia, precyzją podanych przez niego przewidywań fizycznych, no i z jego iście misjonarskim zapałem. Powinniśmy wszakże pamiętać, że wszystkie wymienione w uzasadnieniu przyznania mu Nagrody prace dotyczące grupy renormalizacji, które doprowadziły do doświadczalnie sprawdzonych przewidywań w dziedzinie przemian fazowych, powstały we współpracy z Michaeliem Fisherem; że podstawowa praca formalna została niezależnie wykonana oraz opublikowana wcześniej przez Franza Wegnera i Anthony'ego Houghtona; oraz że podstawowe idee fizyczne sformułował uprzednio niezależnie Leo Kadanoff. Właściwie to grupę renormalizacji wymyślili w 1954 r. Murray Gell-Mann \mathcal{N} i Francis Low. Ale nawet ich sformułowanie grupy renormalizacji pojawiło się niezależnie już wcześniej w pracy Ernsta Stückelberga i André Petermanna.

Wkrótce po tryumfie modelu Weinberga–Salama, Glashow \mathcal{N} zadał Colemanowi pewne techniczne pytanie, związane z jego własną pracą. (Pytanie brzmiało:

– Co się dzieje, gdy cała teoria ma mniej symetrii niż traktowany klasycznie jej sektor skalarny pól o zerowym spinie?). Coleman udzielił odpowiedzi, lecz przy tym sobie uświadomił, że sprawa wymaga dalszego, głębszego wyjaśnienia. Rozpoczął więc jej badanie, w możliwie prostym kontekście, wspólnie z moim kolegą Erickiem Weinbergiem. Dołączyłem się do ich pracy i od czasu do czasu dorzucałem jakiś własny wkład.

(Muszę tu przytoczyć anegdotę o moim pierwszym spotkaniu z Nicolą Cabbibo, uroczym człowiekiem, który wniósł monumentalny wkład do naszego zrozumienia oddziaływań słabych i ich związku z oddziaływaniami silnymi, wkład często dziś niedoceniany w naszym uproszczonym spojrzeniu na historię, którą traktujemy tylko jako krótki wstęp do teraźniejszości. Przyjechalśmy właśnie na Uniwersytet w Chicago i mieszkaliśmy obaj w hotelu Windemere. Gawędziliśmy przy kolacji i potem jeszcze, a między naszymi butami biegały szczury. Niccolo jest jedynym człowiekiem, który mi powiedział, że zauważył moje nazwisko w podziękowaniach zamieszczonych w klasycznej pracy Colemana i Weinberga).

W czasie owej wspólnej pracy z Colemanem i Weinbergiem coś mnie pewnego dnia tknęło i zapytałem Colemana: – A jeśli w ogóle nie ma pól skalarnych (częstek o zerowym spinie)? – Było to naiwne pytanie, ale okazało się niezwykle głębokie i pracowaliśmy nad nim przez następnych parę miesięcy. Nadzwyczaj wiele się przy tym nauczyłem. Coleman aktywnie ze mną współpracował przy rozwiązywaniu tego problemu i dzięki tym kontaktom – ściślejszym i częstszym niż w przypadku innych doktorantów – także wiele skorzystałem. Zdaniem Colemana nie osiągnąłem jednak nigdy postępu wystarczającego według jego standardów. Dziś widzę, że wiele z tego, co wtedy zrobiłem, nadawało się do publikacji. I tak, byłem np. bardzo dumny z wynalezienia pewnego triku (dopóki mi nie powiedziano, że wymyślił go już Heisenberg^N), pomocnego do rozwiązania (przynajmniej w najprostszym przybliżeniu, zwanym $1/N$) tego, co dziś nazywa się modelem Grossa–Neveu.

Coleman wziął urlop akademicki i wyjechał na rok z Harvardu do Princeton. Uznałem wtedy, że czas znaleźć sobie własny program badawczy, w którym mógłbym być samodzielny i mieć szansę na jakiś sukces – choć nie na miarę standardów Colemana. Postanowiłem zbadać, czy grupa renormalizacji coś wnosi do zrozumienia niskoenergetycznego zachowania (tj. właściwości stanu podstawowego) teorii Yanga–Millsa. Podobna analiza w przypadku elektrodynamiki pojawiła się w klasycznym podręczniku Bogolubowa i Szirkowa, choć Coleman określił rozdział na ten temat jako „tajemniczy”. Było to jedno z możliwych podejść do sformułowanego przeze mnie pytania o to, co się dzieje,

gdy brak pól skalarnych, i uznałem, że potrafię kierować się rozumowaniem Bogolubowa i Szirkowa jako wskazówką.

Pierwszym kluczowym krokiem na tej drodze było wyznaczenie funkcji β w teorii Yanga–Millsa. (Przygotowując wykład, założyłem – słusznie – że pojęcie to zostanie zdefiniowane we wcześniejszych mowach moich współlaureatów¹, chodzi o ten znak minus, o którym wspomniałem na początku). Nawiasem mówiąc, Erick Weinberg miał obliczyć funkcję β w uzupełnieniu swej rozprawy doktorskiej, aby uogólnić rozważania wykorzystujące grupę renormalizacji, zawarte w jego pracy z Colemanem, na przypadek realistycznych nieabelowych teorii oddziaływań słabych. Ale chyba w końcu doszedł do wniosku, że i tak ma dość materiału na doktorat, więc czas zająć się czymś innym. Liczyłem na to, że porównamy nasze rachunki, ale on ich nigdy nie przeprowadził.

Kilkakrotnie odwiedziłem Colemana w Princeton. Opisaawszy mu swój nowy program badawczy, zapytałem, czy nie wie, czy ktoś już obliczył funkcję β . Sądził, że nie, ale poradził mi zapytać Davida Grossa, który pracował parę pokoi dalej. David stwierdził, że nie, nikt jej nie obliczył, i po krótkiej dyskusji uznaliśmy że choć konieczne rachunki mogły się niektórym wydawać uciążliwe, to w gruncie rzeczy powinny być proste.

Na szczęście dla nas obu – ale też i dla Franka – David chyba nie miał racji, lecz epizod ten wciąż jest pełen niejasności. Według mego rozeznania nie ma pisemnej dokumentacji zasadniczych elementów tej całej historii, krążącej dziś niczym folklor w wielu wersjach.

Rok wcześniej na wielkiej konferencji fizyki częstokroć w Marsylii, na której było wielu luminarzy tej dziedziny, Symanzik wygłosił właśnie referat na temat określanej dziś jako asymptotyczna swoboda. Opisał, w jaki sposób mogła ona wyjaśnić tajemnicze wyniki ze SLAC-u dotyczące rozpraszania elektron–proton. Symanzik wiedział, że funkcja β we wszystkich innych teoriach jest dodatnia. Wielu mądrych ludzi sądziło nawet, że istnieją ogólne, niezależne od modeli argumenty za jej dodatniością. Na przykład Schwinger^N zapytał mnie później, po moim referacie na ten temat: – A co z dodatnim znakiem funkcji spektralnej? – Chodzi o to, że fizyczne stany pośrednie występują z dodatnim prawdopodobieństwem; argument ten rzeczywiście jest istotny w innych teoriach. Symanzik powiedział, że ciekawe byłoby poznać odpowiedź w przypadku teorii Yanga–Millsa, a wówczas 't Hooft^N stwierdził, że tam funkcja ta jest ujemna. Według niektórych wersji tej historii 't Hooft^N wypowiedział się w czasie dyskusji po referacie Symanzika. Są też i tacy uczestnicy konferencji, którzy nie przypominają sobie tej wymiany zdań. Istnieje wreszcie wer-

¹ Przekłady wykładów noblowskich Franka Wilczka i Davida Grossa zamieszczone są w poprzednich zeszytach *Postępów* (PF 56, 154 i 195 (2005)); patrz także omówienie Nagrody Nobla 2004 przez Piotra H. Chankowskiego: PF 56, 4 (2005) – red.

sja, że miało to miejsce w trakcie prywatnej dyskusji między 't Hooftem^N i Symanzikiem.

Nie będę tu powtarzał licznych wieści z pierwszej, drugiej i trzeciej ręki, dlaczego nic już więcej nie usłyszano od 't Hoofta^N na ten temat². Chciałbym jednak przedstawić swoje własne domysły, dlaczego nikt na tej konferencji nie wyczuł pisma nosem czy w ogóle nie zwrócił na sprawę uwagi. (Przyznaję, że mnie tam nie było, więc to czysta spekulacja). W owym czasie większość teoretyków interesowała się głównie oddziaływaniami słabymi, a sprawa, o której mowa, dotyczy oddziaływań silnych. Nie jest to jednak wystarczające usprawiedliwienie. W końcu wiele wówczas mówiono o skalowaniu obserwowanym w stanfordzkich eksperymentach ze zderzeniami elektron–proton. Sądzę, że zadecydował tu styl wykładu Symanzika. Był on naprawdę uroczym, słodkim i błyskotliwym człowiekiem. Jednakże jego styl wygłaszania referatów pozostawiał wiele do życzenia. Pamiętam inny jego referat na podobny temat. Posługiwał się ręcznie wypisanymi foliami do rzutnika pisma (taki był wówczas standard prezentacji). Widać było wyraźnie, że przy pisaniu posługiwał się podłożonym pod folię liniowanym papierem. I wykorzystywał każdą linię. W rezultacie miał dwadzieścia pięć wierszy równań i tekstu na jednej stronie. Miał bardzo niemiecki, „gotycki” charakter pisma, wyglądający jak niekończąca się wędrówka w górę, w dół, w górę, i zupełnie nieczytelny dla Amerykanów. A już nie daj Boże, gdy wzór z jednej strony odnosił się do wzoru z innej strony. Wtedy nakładał jedną folię na drugą, przesuwał je względem siebie o pół wiersza i odnosił się do obu naraz.

Pracując powoli i starannie, zakończyłem obliczenia funkcji β w teorii Yanga–Millsa. Z natury jestem dwuręczny i nieco dyslektyczny. Mam kłopoty z „lewo–prawo”, „w środku–na zewnątrz”, „przód–tył” itp. Każdy częściowy wynik wyprowadzałem więc od podstaw, zwracając szczególną uwagę na znaki i konwencje. Długo nie trwało, nim od zniechęcenia otrzymanym końcowym minusem (istotnie bezużytecznym dla badania zjawisk niskoenergetycznych) przeszedłem do wielkiego podniecenia na temat możliwych konsekwencji takiego znaku. Zadzwońłem do Sidneya Colemana. Wysłuchał mnie cierpliwie i powiedział, że to ciekawa sprawa, ale jego zdaniem, popełniłem błąd, ponieważ David Gross i jego student wykonali te same rachunki i znak wyszedł im dodatni. Coleman bardziej ufał zespołowi dwóch badaczy – z których jeden był już dojrzałym teoretykiem – niż młodemu doktorantowi, pracującemu w pojedynkę. Powiedziałem, że wobec tego jeszcze raz sprawdzę moje obliczenia. Ja-

kiś tydzień później zadzwoniłem znowu do Colemana i powiedziałem, że nie znalazłem błędu w swoich pierwotnych obliczeniach. Coleman odrzekł, że wie o tym, bo zespół z Princeton znalazł już błąd, poprawił go – i właśnie wysłał pracę do *Physical Review Letters*.

Gdy Ken Wilson^N dowiedział się o wyniku Grossa–Wilczka–Politzera (on też mógł uprzednio uważać taki wynik za niemożliwy na podstawie podobnego rozumowania jak to, które przypisałem Schwingerowi^N), wiedział dobrze, z kim się w tej sprawie skonsultować. Zorientował się, że na świecie jest zapewne wielu teoretyków, którzy potrzebne obliczenia wykonali niejako *en passant*, w ramach pracy nad poprawkami radiacyjnymi do oddziaływań słabych we właśnie uzyskującym popularność modelu Weinberga–Salama. Teoretycy ci po prostu nigdy nie pomyśleli o tym, by skupić się na właśnie tym aspekcie swych obliczeń. Ale mogli zajrzeć do swoich rachunków i potwierdzić Wilsonowi^N, że wynik jest poprawny.

Steve Weinberg^N i Murray Gell-Mann^N byli jednymi z pierwszych, którzy natychmiast zaakceptowali teorię z cechowaniem nieabelowym i kolorową symetrią SU(3) jako teorię silnych oddziaływań. W przypadku Gell-Manna^N trudno się temu dziwić – przecież sam ją wcześniej wymyślił (!) wraz z Haraldem Fritzschem i ochrzcił chromodynamiką kwantową (QCD). Podał już wtedy trzy ważne argumenty za przyjęciem tej właśnie teorii. (Dla fizyków: te trzy argumenty to statystyka barionów, rozpad $\pi \rightarrow 2\gamma$ i przekrój czynny na anihilację elektron–pozyton). Czynnikiem decydującym okazała się właśnie swoboda asymptotyczna, czyli ujemny znak funkcji β . O pracach Gell-Manna^N i Fritzscha tylko słyszałem od Shelly’ego Glashowa^N, on zaś sprawiał wrażenie, że nie jest za ich traktowaniem serio. Dopiero później sobie uświadomiłem, że był to raczej jego styl wyrażania opinii niż poważna ocena merytoryczna sprawy. W każdym razie w ogóle przestałem śledzić rozwój QCD Gell-Manna^N i Fritzscha.

Po moim pierwszym seminarium na ten temat w MIT podeszli do mnie Ken Johnson (autor pionierskich prac na temat grupy renormalizacji opublikowanych kilka lat wcześniej) i Vicki Weisskopf. – Bardzo piękny wynik – powiedzieli. – Szkoda że rażąco sprzeczny z wynikami co najmniej dwóch ważnych typów eksperymentów. – Chodziło im o przekroje czynne na zderzenia elektron–pozyton (problem zastryżił się od czasu zaproponowania QCD przez Gell-Manna^N i Fritzscha) oraz o produkcję cząstek pod dużymi kątami w zderzeniach proton–proton. Powstawało w nich znacznie więcej cząstek o wysokich energiach, niż można byłoby naiwnie oczeki-

² Do tej listy dodam jeszcze jedną hipotezę, choć nigdy jej nie zweryfikowałem u 't Hoofta^N. Być może w owym czasie 't Hooft^N wiedział już, jaki jest znak funkcji β , ale nie znał współczynnika. W swoich rachunkach stosował metodę regularyzacji wymiarowej i minimalnego odjęcia. Na tej podstawie mógł poznać znak stałych renormalizacyjnych. Jednakże podstawowa definicja funkcji β odwołuje się do właściwości teorii względem transformacji skali. Regularyzacja wymiarowa wprowadza skalę w subtelny sposób, gdy dokonuje się przedłużenia analitycznego z liczby wymiarów, w której teoria jest pozornie niezmiennicza względem skalowania, do innej liczby wymiarów. Problem, jak ta procedura ma się do tradycyjnej grupy renormalizacji, rozwiązano dopiero kilka lat później.

wać na podstawie QCD. Ten drugi problem zwrócił zresztą uwagę Dicka Feynmana^N. Dopiero jednak kilka lat później, po wykonaniu przezeń szczegółowej analizy wraz z Rickiem Fieldem, udało się pogodzić wyniki tych eksperymentów z QCD. Dopiero wtedy Feynman^N dołączył do szeregów jej wyznawców.

Z pomiarów wynikało, że przekroje czynne na zderzenia elektron–pozyton przybierały stałą wartość przy odpowiednio dużej energii – zamiast szybko maleć, co, jak sądzono, przewidywała QCD. Latem 1974 r. w Aspen w stanie Colorado spotkałem Kena Wilsona^N, który z właściwą sobie zwięzłością powiedział: – To powab, a nie małe odległości. – Razem z Tomem Appelquistem postawiliśmy sobie za cel zrozumienie orzeczenia tej wyroczeni i wyciągnięcie z niego konkretnych wniosków. Pod koniec lata mieliśmy już jasną wizję, jak pogodzić QCD z wynikami doświadczeń. Tom podróżował po Stanach, wyjaśniając nasze wyniki. W swoich seminariach pokazywał szkic tego, jak naprawdę wyglądały przekroje czynne w porównaniu z tym, co podawali doświadczalnicy, i przedstawiał oszacowanie zadziwiająco długiego czasu życia (ściślej – jego ograniczenia od góry) cząstki, której powstawanie i rozpad postulowaliśmy, choć jej jeszcze nie obserwowano. Wielu słuchaczy dziś jeszcze pamięta te seminaria, znam też co najmniej jeden obiektywny zapis świadczący o ich istnieniu – Sid Drell opisał je w artykule o powabie, napisanym dla *Scientific American*. W owym czasie pojawiło się wiele prac, jak się później okazało – błędnych, usiłujących zinterpretować wyniki eksperymentów ze zderzeniami elektron–pozyton. Burt Richter^N, kierownik eksperymentu w SLAC-u, też objeżdżał Stany, przekonując, że dokonał fundamentalnego odkrycia: elektron okazał się jakoby małym hadronem, czyli cząstką silnie oddziałującą, podobnie jak proton, tyle że znacznie mniejszą. (Parę lat wcześniej dokonano tego samego „odkrycia”, a przynajmniej zaobserwowano takie same efekty w doświadczeniu przy Cambridge Electron Accelerator będącym wspólnym przedsięwzięciem Harvardu i MIT. Nikt w to jednak nie uwierzył, a akcelerator wkrótce zamknięto). Tymczasem wraz z Tomem Appelquistem spisywaliśmy pracę. Z nas dwóch ja byłem bardziej konserwatywny, być może – jak to dziś widzę – pod nadmiernym wpływem wysłuchanego referatu Steve’a Adlera o tym, jak znaczna musi być rozbieżność między naiwnymi rachunkami QCD i wynikami pomiarów, zanim stwierdzimy, że QCD nie działa. Skupiłem się na najbardziej wiarygodnych rachunkach i nie doceniłem słuszności ogólniejszych argumentów Toma.

W listopadzie tegoż roku ogłoszono nowe wyniki doświadczeń. W SLAC-u zaobserwowano nową cząstkę (nazwaną potem ψ) i zmierzono całkowity przekrój czynny, całkowicie zgodny z przewidywaniami Appelquista. Jednocześnie Sam Ting^N ogłosił odkrycie w swoim eksperymencie niewielkiego maksimum, które nazwano „pryszczem na ramieniu Ledermana”, aby zaznaczyć, że podobny eksperyment

pierwszy wykonał właśnie Leon Lederman^N. Eksperyment Ledermana^N miał słabszą zdolność rozdzielczą, ale przy tej właśnie energii wyraźnie było widać anomalie. Ting^N nazwał ten sygnał „ \mathcal{J} ”, bo przypominał odpowiedni chiński znak.

Błyskawicznie wysłałem wraz z Appelquistem skróconą wersję naszej pracy do *Physical Review Letters*, gdzie została natychmiast stanowczo odrzucona przez ich redaktora, Sy Pasternaka. Powiedziano nam, że wprowadzanie przez autorów nowej, wręcz frywolnej terminologii jest sprzeczne z polityką redakcyjną. W tym wypadku chodziło o termin „charmonium”, który ukuł nasz kolega i przyjaciel Álvaro de Rújula, posłyszawszy o naszej pracy. Termin ten w jednym słowie przekazywał podstawową nową ideę naszej pracy. W końcu Shelly Glashow^N wynegocjował z Pasternakiem kompromis. Pozwolono nam użyć nazwy „charmonium” w tekście, ale nie w tytule. Negocjacje spowodowały parotygodniowe opóźnienie – całkiem spore jak na owe gorące czasy. W rezultacie publikacja pojawiła się razem z wieloma innymi, dziś już od dawna zapomnianymi pracami, zamiast nastąpić tuż w ślad za odkryciem eksperymentalnym.

Wkrótce powszechnie uznano, że nasze wyjaśnienie efektu było poprawne, co przekonało o słuszności teorii QCD niemal wszystkich sceptyków. Przypuszczam, że właśnie ta powszechna opinia była istotnym czynnikiem decydującym o przyznaniu przez Szwedzką Akademię Królewską Nagrody dla Richtera^N i Tinga^N parę lat później.

Mam nadzieję, że teraz wszyscy zrozumieli, dlaczego winien jestem Tomowi Appelquistowi wielkie, głębokie i publiczne przeprosiny. Z pewnością mogliśmy być już we wrześniu wysłać do publikacji zasadniczo tę samą pracę, którą w końcu napisaliśmy dwa miesiące później.

Wyłamując się teraz nieco z porządku chronologicznego, chciałbym wyrazić podziękowania memu przyjacielowi i współpracownikowi, Howardowi Georgiemu. Po obliczeniu funkcji β było jasne, co trzeba zrobić dalej. Trzeba było powtórzyć niektóre rachunki wykonane uprzednio przez Normana Christa, Brosla Hasslachera i Ala Muellera, ale w kontekście teraz już najwyraźniej poprawnej teorii. Chciałbym tu też wspomnieć o znacznej roli, jaką odegrał niewymieniony wśród uczestników tej współpracy Giorgio Parisi. No więc Howard Georgi interesował się od czasu do czasu moimi postęпами, a ja mu wyznałem, że mam pewne techniczne kłopoty. Zaoferował mi wtedy pomoc i razem dokonaliśmy wielu mądrych rzeczy.

A propos mądrych pomysłów: są sytuacje, w których postęp wymaga umysłowych walk wewnętrznych i długiego toku rozumowania, a później okazuje się, że problemy znikają – z nowej perspektywy ich rozwiązanie staje się oczywiste. Jednym z takich problemów była masa kwarków. Jak kwarki mogą mieć masę, wielkość jednoznacznie określoną ilościowo i mierzalną w gramach, choć nigdy nie występują jako

cząstki izolowane? Na ten temat długo klóciłem się z wieloma fizykami, a byli wśród nich Gell-Mann¹ i Steve Weinberg². Rozważania te zainspirował ciężki kwark powabny, ale była to w istocie koncepcyjna walka z uprzedzeniami ukształtowanymi w ograniczonym kontekście lekkich kwarków. Młodemu pokoleniu fizyków trudno dziś sobie nawet wyobrazić, że mogło to w ogóle stanowić jakiś problem.

Ciężkie kwarki pojawiły się jeszcze raz na mojej drodze naukowej. Joe Polchinski zadał Markowi Wise, memu koledze z Caltechu, pytanie dotyczące związanych z nimi obliczeń. Razem z Markiem zastanawialiśmy się nad odpowiedzią. Raz jeszcze była to sytuacja, kiedy – choć o tym nie wiedzieliśmy – sprawa została już rozstrzygnięta, tym razem w Związku Radzieckim przez Miszę Shifmana i Mike’a Voloshina. Na dodatek powtórnie nie dostrzegłem najważniejszych konsekwencji fenomenologicznych tego sposobu rozumowania. Zauważył je dopiero Mark Wise we współpracy z Nathanem Isgurem. Dla mnie – a pewnie też i dla każdego, kto się nad tym zastanawiał – było oczywiste, że fizyka ciężkiego kwarka zależy od konkretnej wartości jego masy w banalny sposób. Jednak to dopiero Isgur i Wise zauważyli, że w świecie, w którym istnieje więcej niż jeden rodzaj ciężkich kwarków, muszą pojawić się symetrie o ogromnym praktycznym znaczeniu. (Drugi ciężki kwark, zwany pięknym lub dennym, wykryto dopiero w kilka lat po pierwszym, powabnym).

W połowie lat siedemdziesiątych QCD uznano już powszechnie za właściwą teorię oddziaływań silnych. Uzupełniła ona teorię zwaną dziś prozaicznie Modelem Standardowym. Model ten opisuje całą znaną fizykę podstawową z wyjątkiem oddziaływań grawitacyjnych. Jednakże grawitacja nie wywiera zauważalnego wpływu, gdy badamy tylko kilka cząstek naraz. Jest tu pewna analogia ze sposobem, w jaki równań Naviera–Stokesa można używać do opisu przepływu wody. Na pewnym poziomie równania są bezsprzecznie dokładne, ale tylko w niewielu szczególnych okolicznościach możemy przewidzieć ich konsekwencje z dowolną dokładnością. Niemniej u schyłku lat siedemdziesiątych wielu czołowych fizyków przychyliło się do poglądu, że podstawy fizyki zostały wyjaśnione i że wkrótce nie będziemy mieli co robić. Znany przykład takiego stanowiska znajdujemy w wykładzie Stephena Hawkinga, wygłoszonym z okazji obejmowania przez niego stanowiska Lucasian Professor of Mathematics na Uniwersytecie w Cambridge, które jako pierwszy zajmował Isaac Barrow. Hawking zatytułował swój wykład „Czy widzimy już kres fizyki teoretycznej?” i z przekonaniem argumentował za odpowiedzią twierdzącą.

Późniejsze obserwacje astronomiczne wywróciły jednak ten obraz do góry nogami. Przypomnijmy sobie tu może, iż jedną z wielu zdumiewająco przenikliwych koncepcji Isaaca Newtona (drugiego z kolei profesora na katedrze Lucasa) była idea, że niebiosy są zbudowane z tej samej substancji co materia na Ziemi. Była

to istna rewolucja. Newton utrzymywał też, że prawa rządzące substancją niebieską to te same prawa, które stosują się do ziemskiej materii. (To, że w ogóle zakładał istnienie praw, było jego bodaj najgłębszą ideą. Nie ma wątpliwości, że określiła ona całą fizykę jako dyscyplinę nauki). Przez trzy wieki zgromadziliśmy zaskakująco wiele szczegółowych danych potwierdzających hipotezy Newtona. Dziś jednak obie te idee w swej najbardziej fundamentalnej warstwie wydają się absolutnie błędne; taka jest przynajmniej najprostszą interpretacją współczesnych obserwacji astrofizycznych w wielkiej skali. Okazuje się, że nie mamy pojęcia, z czego składa się prawie cała materia we Wszechświecie. Możemy tylko powiedzieć, że nie składa się ona z cząstek, z których zbudowana jest materia ziemska i gwiazdy. Co więcej, siły odpowiedzialne za wielkoskalowe ruchy we Wszechświecie nie mają nic wspólnego z siłami Modelu Standardowego ani też z grawitacją – taką, jaką znamy na Ziemi.

Obecnie bardzo aktywnie rozwijane są badania teoretyczne, w których usiłuje się wyjść poza Model Standardowy. Sukces tych przedsięwzięć oznaczałby wyjaśnienie pozornie arbitralnych aspektów Modelu Standardowego, oznaczałby uwzględnienie oddziaływań grawitacyjnych, wreszcie oznaczałby wyjaśnienie wspomnianych zagadek astrofizycznych. Stoimy jednak obecnie wobec poważnych ograniczeń rozwoju badań doświadczalnych, choć niewielu fizyków lubi o tym mówić. Wydaje się, że od czasu odkryć Leeuwenhoek’a postęp w zdolności rozdzielczej naszych „mikroskopów” wymagał jednocześnie rosnących nakładów kapitału i ludzkiej pracy. Na przykład, zwiększenie tej zdolności rozdzielczej o jeden rząd wielkości wymagało takiegoż wzrostu nakładów – przynajmniej taka była średnia zależność. Ostatni wielki akcelerator planowany w Stanach Zjednoczonych miał kosztować około 10 miliardów (10^{10}) dolarów; jego budowę wstrzymano. Miał on umożliwić osiągnięcie odległości dostatecznie małych na to, by bezpośrednio badać oddziaływania bozonów przenoszących oddziaływania słabe. Świat hipotetycznej unifikacji sił w Modelu Standardowym, świat ich ewentualnej unifikacji z oddziaływaniami grawitacyjnymi i podstawowa fizyka teorii strun, najaktywniej rozwijanej obecnie wersji teorii fizyki bardziej fundamentalnej niż fizyka Modelu Standardowego, rozciągają się o tuzin rzędów wielkości dalej. Ale suma 10^{22} dolarów nie jest osiągalna dla takich badań (ani też dla żadnych innych celów).

Kwestia pożytku dla ludzkości wynikającego z nagrodzonych prac – Alfred Nobel podkreślał wszak w swym testamencie aspekt przydatności badań – to zupełnie osobny problem. Chciałbym tu jednak powtórnie wyrazić uznanie dla mądrości i staranności Akademii Królewskiej w jej pracy nad wyławianiem najważniejszych osiągnięć w dziedzinie podstaw fizyki i uznanie za wyłowienie tego właśnie szczególnego osiągnięcia, którego wyróżnienie dziś celebруемy. Droga postępu w badaniach naukowych jest często naprawdę

bardzo skomplikowana, o czym – mam nadzieję – udało mi się przekonać słuchaczy dzięki kilku przykładom przedstawionym powyżej. Komitety Akademii są tego w pełni świadome, ale ich proces selekcyjny pozostaje utajniony. Uważam, że społeczeństwo w większym stopniu powinno zastanawiać się nad tymi sprawami, jeżeli chce poznać nie tylko samą naukę, ale także proces jej rozwoju. Mam też nadzieję, że będzie o tym lepiej pamiętać także społeczność naukowa.

Tu kończył się tekst mego wykładu w Sztokholmie. W następnych dniach pojawiło się wiele komentarzy, pytań i wymian opinii. Chciałbym opisać w skrócie przynajmniej jedną z nich. Zapytano mnie wprost, co sądzę na temat Nagród Nobla 2004 z fizyki (poza oczywistym aspektem osobistym). Oto esencja mej odpowiedzi. Uznanie teorii silnych oddziaływań jest narzucającym się wyborem – dla wszystkich powodów wymienionych już w wykładach mych współlaureatów, w przemówieniu nominacyjnym w Sztokholmie wygłoszonym przez Larsa Brinka, w materiałach Fundacji Nobla i wielu innych relacjach. Moim osobistym zdaniem osiągnięcie współczesnego poziomu zrozumienia było w tym przypadku wynikiem bardzo złożonego procesu. Uważam, że istnieje powszechna zgoda (choć z całą pewnością nie pełna jednorodność) wśród badaczy – a ja też tak uważam – że odkrycie swobody asymptotycznej było naprawdę wydarzeniem przełomowym. Dla niektórych wszystko wtedy stało się jasne. Dla innych był to dopiero początek drogi. Dla jeszcze innych – początek ostatniego rozdziału. W każdym razie to był element kluczowy.

Dalsza lektura

Chciałbym polecić w pierwszym rzędzie dwie książki, podające znakomity opis tamtej epoki w fizyce cząstek

(i nie tylko): 1) Robert Crease, Charles Mann, *The Second Creation*, 2) Andrew Pickering, *Constructing Quarks*.

Pierwsza z nich to barwny opis osobowości, książka dość ściśła od strony fizycznej, lecz w zupełności przystępna dla zainteresowanego laika. Druga ma bardziej naukowy charakter. Pickering rozpoczął swą karierę jako teoretyk cząstek w tym samym czasie co ja. Książka zawiera sporo szczegółów o charakterze naukowym, ale jest też adresowana do szerszej publiczności.

Wspomnę też dwie znakomite książki o fizyce XX w., także przeznaczone dla zainteresowanych laików, koncentrujące się raczej na aspektach naukowych, a nie procesach historycznych: 3) *The Cosmic Code*, 4) *Perfect Symmetry*.

Obie są autorstwa Heinza Pagelsa, kogoś w typie swistego nowojorskiego dandysa i absolutnie uroczego człowieka. Zmarł młodo – tak jak to sobie wymarzył. *Cosmic Code* to książka o mechanice kwantowej, a *Perfect Symmetry* dotyczy fizyki cząstek i kosmologii.

Nie wyszukałem dokładnych odnośników do odpowiednich punktów mego wykładu. Nietrudno je znaleźć, a w końcu nie jest to publikacja do recenzowanego czasopisma naukowego. Niemniej uważam, że takie właśnie odтворzenie całej tej epopei z mojej pamięci, w październiku i listopadzie 2004 r., ma pewien walor edukacyjny. Odnośniki dostępne są w publikacjach, ale jakie idee przeniknęły do świadomości autorów w trakcie powstawania publikacji – to sprawa odrębna. Tu polegamy na ich własnych relacjach. Wkraczamy przy tym na interesujący grunt: uczestnicy tych samych wydarzeń różnie, a czasem nawet wzajemnie sprzecznie oceniają proces rozwoju idei. Co więcej – ich oceny z czasem mogą ulegać zmianie. Choć zdarza się świadome przeinaczanie faktów, to jednak w tym wypadku sprawa dotyczy relacji o tych samych faktach przez osoby o nieposzlakowanej uczciwości. Bardzo trudno zapewne ocenić stopień ścisłości moich osobistych wspomnień, ale można będzie przynajmniej się przekonać, jak dobra jest moja pamięć o tych sprawach, które da się potwierdzić lub zakwestionować.

Tłumaczyła *Helena Białkowska*

Instytut Problemów Jądrowych

im. Andrzeja Sołtana

Warszawa

NASZA OKŁADKA:

Widoczny obiekt jest z punktu widzenia topologii splotem boromejskim trzech węzłów trywialnych – przecięcie któregokolwiek z nich powoduje rozłączenie dwóch pozostałych (patrz np. C.C. Adams, *The Knot Book* (W.H. Freeman and Co., New York 2001)). Splot został wygenerowany numerycznie przez prof. Piotra Pierańskiego z Politechniki Poznańskiej, a węzły go tworzące opisane są parametrycznie funkcjami postaci

$a + \cos t$, $b + \sin t$, $c \cos 3t$, gdzie wartości parametrów a , b oraz c są różne dla każdego z węzłów. Z fizycznego punktu widzenia nie jest to forma optymalna, bo w procesie, w którym użyta lina zaczęłaby zwiększać swą średnicę (zachowując długość), kształt splotu uległby radykalnej zmianie (patrz J. Cantarella, R.B. Kusner, J.M. Sullivan, *Invent. Math.* **150**, 257 (2002), http://xxx.lanl.gov/PS_cache/math/pdf/0103/0103224.pdf).

Powłoki, klaster, halo: współczesne aspekty struktury jądrowej*

Hans Feldmeier, Thomas Neff

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI), Darmstadt, Niemcy

On shells, clusters, and halos: modern aspects of nuclear structure

Abstract: Characteristics of nucleon–nucleon interaction are briefly recalled. The correlations introduced by short-range repelling forces and the tensor force are described in some detail. Results obtained by the method of unitary correlators are discussed for several examples of the nuclear many-particle problem including ^{12}C and four isotopes of helium.

Za pomocą nowych akceleratorów egzotycznych izotopów daje się już dziś doświadczalnie badać ponad 2500 izotopów. Ten postępujący podbój nieznanych łądów na mapie nuklidów doprowadził do tego, że fizyka struktury jądra atomowego powróciła do łask. Na podstawie bardzo dokładnie zbadanych oddziaływań nukleon–nukleon możliwy jest już teoretyczny opis lekkich jąder metodami typu ab initio. Postęp w dziedzinie oddziaływań efektywnych umożliwia jednak już badania ab initio także cięższych jąder. Przykładem może tu być struktura wewnętrzna stanu wzbudzonego jądra węgla-12, stanu, którego istnienie przewidział przed ponad 50 laty sir Fred Hoyle, ściśle związanego z syntezą węgla we Wszechświecie.

Wstęp

Gdy Hideki Yukawa zaproponował w roku 1935, by siły jądrowe działające między nukleonami opisywać za pomocą wymiany mezonów, wciąż jeszcze zakładano, że analogicznie do siły grawitacyjnej i siły elektromagnetycznej istnieje trzecie podstawowe oddziaływanie między „elementarnymi” protonami i neutronami. Na podstawie niewielkiego zasięgu sił jądrowych $\delta \approx 1,5 \text{ fm}$ ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) Yukawa oszacował masę owego mezonu na $m_\pi = \hbar/(\delta c) \approx 135 \text{ MeV}/c^2$. W roku 1947 odkryto pion i zidentyfikowano go jako poszukiwaną cząstkę – nośnik oddziaływania. Za prace teoretyczne na temat siły jądrowej Yukawa otrzymał w 1949 r. Nagrodę Nobla.

Wkrótce potem okazało się jednak, że jądro atomowe związane siłami jądrowymi jest bardzo złożonym układem wielu cząstek i że na podstawie jego struktury nie można wyciągnąć bezpośrednich wniosków o postaci tych sił. Eksperymenty odsłoniły wielkie bogactwo struktur zarówno stanów podstawowych jak i widm wzbudzenia. W konsekwencji pojawiły się najróżniejsze wyobrażenia o strukturze jąder atomowych, zresztą po części wyraźnie wzajemnie sprzeczne. Wspomnijmy tu np. o odnoszącym duże sukcesy modelu powłokowym, według którego nukleony poruszają się – podobnie jak swobodny gaz Fermiego – w uśrednionym polu, albo model kropłowy, w którym nukleony traktuje się jak ciecz. W modelu gazu swobodnego zakłada się dużą długość drogi swobodnej, w cieczy – wręcz przeciwnie. Obrazowi modelu powłokowego przeczy – jak się wydaje – również fakt, że nukleony podczas rozpraszania na nukleonach oraz w rezonansach neutronowych zachowują się jak twarde kule bilardowe [1]. Początkowa koncepcja, by określić cechy „elementarnych” sił jądrowych na podstawie danych rozproszeniowych i właściwości jąder, okazała się więc zbyt naiwna.

Dziś za elementarne oddziaływanie silne uznajemy oddziaływanie opisywane przez chromodynamikę kwantową (QCD), w której stopniami swobody są kwarki i gluony. Nukleony (protony i neutrony) oraz mezony są zbudowane z kwarków, które oddziałują za pośrednictwem bezmasowych gluonów. Oznacza to, że już pojedynczy nukleon jest złożonym układem wielocząstkowym, a siła jądrowa działająca między dwoma nukleonami wynika z oddziaływania dwóch złożonych układów wielocząstkowych.

* Artykuł „Von Schalen, Clustern und Halos – moderne Aspekte der Kernstruktur”, opublikowany w *Physik Journal* 4 (1), 29 (2005), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2005 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.]

Skoro więc za cel stawiamy sobie tutaj opis jąder *ab initio*, to naszym punktem wyjścia nie będzie QCD – skorzystamy z tego, że proton i neutron są prawie „elementarne”, gdyż potrzeba aż 300 MeV energii, by przenieść je do pierwszego wewnętrznego stanu wzbudzonego. Jądra bliskie stanu podstawowego nie dysponują jednak tak dużą energią. Z tego względu dawna idea, by uważać nukleony i mezony za elementarne cegiełki teorii wielocząstkowej, nie tylko ma sens – jest wręcz jedynym udanym podejściem do jądrowego problemu wielu cząstek w fizyce jądrowej niskich energii. Teoria budowy jądra wychodzi przy tym z realistycznie ujętego oddziaływania nukleon–nukleon. Za realistyczny uznaje się potencjał, który poprawnie (czyli w granicach niepewności pomiarowych) opisuje po pierwsze rozpraszanie sprężyste dwóch nukleonów aż do energii 300 MeV w układzie laboratoryjnym, a po drugie deuteron – jedyny stan związany układu dwóch nukleonów. O ile jest to możliwe, uwzględnia się naturalnie w tym potencjale dane dostarczane przez QCD.

Dla układów obejmujących więcej niż dwa nukleony należy ująć w jeden spójny model różnorodne wyniki doświadczalne dotyczące stanów podstawowych i poziomów wzbudzonych, jak również najrozmaitszych przejść między nimi. Jeśli wziąć pod uwagę, że znanych jest dotąd około 2500 izotopów, w których wykryto najróżniejsze zjawiska, takie jak drgania kolektywne, nadciekłość, dynamika chaotyczna czy stany podobne do kondensatu Bosego–Einsteina, to z pewnością zadania nie można uznać za łatwe. Prawdopodobnie nie uda się też opisać wszystkich zjawisk za pomocą jednego modelu budowy jądra, podobnie zresztą jak w fizyce atomowej i fizyce ciała stałego, gdzie nawet stosunkowo proste oddziaływanie kulombowskie wytwarza już niesłychaną mnogość zjawisk wielocząstkowych.

W ostatnich dziesięcioleciach zbudowano w wielu krajach akceleratory, w których wytwarza się i bada nietrwałe jądra atomowe. Owe izotopy o dużym nadmiarze neutronów lub protonów odgrywają – jako produkty pośrednie syntezy pierwiastków – ważną rolę zwłaszcza w astrofizyce. Jeszcze dziś odkrywa się wciąż nowe, egzotyczne rodzaje zjawisk, np. halo opisane w dalszej części artykułu. Również w planowanym nowym akceleratorze FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), który będzie należał do ośrodka badań ciężkojonowych GSI w Darmstadt, mają być wytwarzane wiązki egzotycznych izotopów („wiązki radioaktywne”) i prowadzone za ich pomocą dalsze badania jąder atomowych dalekich od ścieżki trwałości.

W niniejszym artykule opiszemy najpierw oddziaływanie nukleon–nukleon i przedyskutujemy jego właściwości. Szczególnie dokładnie zajmiemy się korelacjami wprowadzanymi przez krótkozasięgowe odpycha-

nie i siłę tensorową, by następnie omówić przykłady różnorodnych – w tym subtelnych – struktur jądrowego układu wielu cząstek, które można opisać dopiero za pomocą przedstawionego tu modelu.

Siły jądrowe

Przy małych energiach stopnie swobody przydatne do opisu nukleonów to położenia ich środków masy, ich spiny i izospiny¹. Operator Hamiltona $H = T + V$ układu jądrowego o tych stopniach swobody składa się z energii kinetycznej T oraz potencjalnej V . Energię V oddziaływania między nukleonami powinno w zasadzie dać się obliczyć przy użyciu nadrzędnej teorii QCD, ale jeszcze nie widać sposobu rozwiązania tego problemu.

Na podstawie danych empirycznych od dawna już wiadomo, że oddziaływania nukleon–nukleon nie można przedstawić za pomocą prostego, lokalnego potencjału dwucząstkowego $V_{NN}(|\mathbf{r}_{ij}|)$, lecz że ma ono bogatą strukturę operatorową o spiny i izospinowe stopnie swobody zależnych od pędu. Energia potencjalna układu A cząstek $V = \sum_{i < j}^A V_{NN}(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{p}_{ij}, \boldsymbol{\sigma}_i, \boldsymbol{\sigma}_j, \boldsymbol{\tau}_i, \boldsymbol{\tau}_j)$ zależy więc od wektorów położenia względnych \mathbf{r}_{ij} , względnych pędów \mathbf{p}_{ij} , spinów $\boldsymbol{\sigma}_{i,j}$ oraz izospinów $\boldsymbol{\tau}_{i,j}$ każdej pary nukleonów (i, j) .

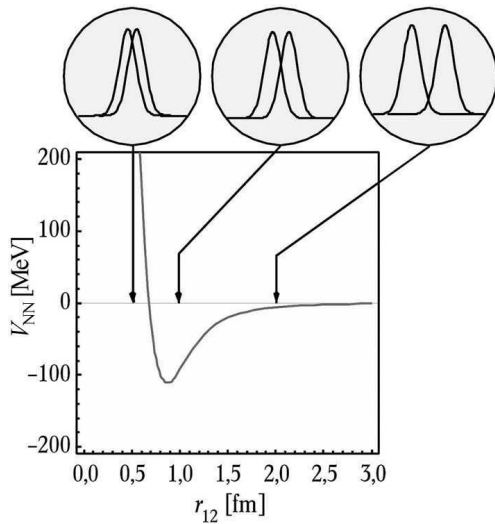
Postać potencjału V_{NN} parametryzuje się za pomocą podstawień, które spełniają ogólne, dokładne symetrie, jak symetria translacyjna czy rotacyjna. W celu dalszego zawężenia problemu uwzględnia się szczególne symetrie, spełnione w QCD tylko w przybliżeniu, jak symetria izospinowa czy chiralna [2]; są one naruszone wskutek różnic mas kwarków. Parametry o nieznanach wartościach wyznacza się metodą ich dopasowania do danych wziętych z pomiarów rozpraszania nukleon–nukleon oraz z własności deuteronu. Wspólną cechą wszystkich realistycznych potencjałów, np. potencjałów Argonne [3] i Bonn [4], jest to, że do opisu długozasięgowego członu oddziaływania wykorzystują one zaproponowaną przez Yukawę wymianę pionów. Potencjały te różnią się od siebie znacznie na małych odległościach oraz pod względem zależności pędowych, choć jednakowo dobrze opisują wyniki pomiarów.

Zauważmy już teraz, że do dokładnego opisu układu wielu nukleonów nie wystarcza znajomość oddziaływania dwóch cząstek. Dokładne rachunki wielocząstkowe przy użyciu realistycznych oddziaływań [5,6], możliwe jedynie dla małej liczby cząstek, wykazują na przykład, że obliczona energia wiązania ${}^4\text{He}$ jest o 2–4 MeV (zależnie od zastosowanego potencjału) mniejsza od zmierzonej wartości 28,3 MeV. Podstawienie $V = \sum_{i < j}^A V_{NN}(i, j) + \sum_{i < j < k}^A V_{NNN}(i, j, k)$, zawierające człon oddziaływania trójcząstkowego, po-

¹ W formalizmie izospinu proton i neutron traktuje się jak jeden dublet nukleonowy o wewnętrznym izospinowym stopniu swobody $t = 1/2$, w pełnej analogii do spinowego stopnia swobody. Czyni się tak dlatego, że oddziaływanie silne jest w dobrym przybliżeniu niezmiennicze względem „obrotów” w przestrzeni izospinów.

prawia zgodność z danymi doświadczalnymi. Potencjał V_{NN} zależy znowu od spinów i izospinów całej trójki nukleonów, a nie tylko od ich wzajemnych odległości i prędkości.

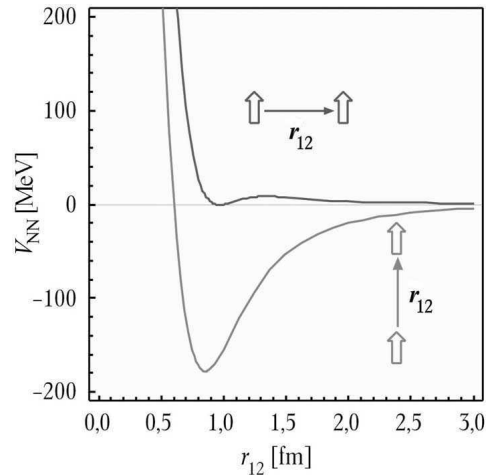
W dalszej części artykułu zilustrujemy najpierw własności sił jądrowych za pomocą potencjału Argonne AV18 (liczba po symbolu oznacza 18 członów różnych struktur operatorowych). Na rysunku 1 pokazano energię $V_{NN}(\mathbf{r}_{12}, \mathbf{p}_{12}, \boldsymbol{\sigma}_1, \boldsymbol{\sigma}_2, \boldsymbol{\tau}_1, \boldsymbol{\tau}_2)$ oddziaływania między dwoma spoczywającymi protonami ($\mathbf{p}_{12} = 0$) jako funkcję wzajemnej odległości $r_{12} = |\mathbf{r}_{12}|$ ich środków masy. Całkowity spin $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2$ jest równy zeru, czyli spiny protonów mają przeciwne kierunki: $\boldsymbol{\sigma}_1 = -\boldsymbol{\sigma}_2$. Podobnie jak w przypadku sił van der Waalsa, nukleony przyciągają się, gdy są daleko od siebie, a silnie odpychają, gdy są blisko² (bliżej niż ok. 0,5 fm).



Rys. 1. Energia oddziaływania między dwoma protonami (bez odpychania kulombowskiego) jako funkcja wzajemnej odległości r_{12} dla całkowitego spinu $S = 0$, tj. stanu $(1/\sqrt{2})(|\uparrow p\rangle|\downarrow p\rangle - |\downarrow p\rangle|\uparrow p\rangle)$. Wstawki nad górnym brzegiem wykresu pokazują nieznieskształcone rozkłady ładunków obu protonów przy zaznaczonych odległościach.

Rozkłady gęstości obu protonów, pokazane na wstawkach na rys. 1, nakładają się wyraźnie – jak widać – już w zakresie silnego przyciągania przy $r_{12} \approx 0,9$ fm. Łatwo sobie wyobrazić, że trzeci nukleon w takiej samej odległości z pewnością zmienia oddziaływanie dwóch poprzednich przez wprowadzenie dodatkowej polaryzacji, czyli wprowadzenie oddziaływania trójcząstkowego [7]. Na rysunku 2 pokazano oddziaływanie jądrowe między protonem i neutronem

o równoległych spinach. Widać wyraźnie wpływ zawartego w potencjale V_{NN} członu tensorowego $V_t \propto -[3(\mathbf{r}_{12}\boldsymbol{\sigma}_1)(\mathbf{r}_{12}\boldsymbol{\sigma}_2) - (\mathbf{r}_{12})^2(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2)]$, który jest przyciągający, gdy spiny ustawiają się równoległe do linii łączącej nukleony, a odpychający, gdy są do niej prostopadłe³. Jest to skutek wymiany pionów i podstawowa, od dawna znana właściwość oddziaływania jądrowego. W celu jej wyjaśnienia wkrótce po odkryciu kwadrupolowego momentu deuteronu w roku 1939 Julian Schwinger i William Rarita wprowadzili siłę tensorową.



Rys. 2. Energia oddziaływania między spoczywającym neutronem i protonem jako funkcja wzajemnej odległości r_{12} dla całkowitego spinu $S = M_S = 1$ oraz izospinu $T = 0$, tj. spinowo-izospinowego członu stanu dwucząstkowego $(1/\sqrt{2})(|\uparrow p\rangle|\uparrow n\rangle - |\uparrow n\rangle|\uparrow p\rangle)$. Jeśli wektor wzajemnej odległości jest równoległy do spinów, to nukleony się przyciągają (dolna krzywa), jeśli jest do nich prostopadły – odpychają (krzywa górna).

Wielocząstkowa przestrzeń Hilberta i korelacje krótkozasięgowe

Następnym krokiem jest kwantowe przedstawienie stopni swobody w wielocząstkowej przestrzeni Hilberta. Z powodów numerycznych konieczne jest na ogół ograniczenie się do podprzestrzeni skończenie wymiarowej, zwanej przestrzenią modelową.

Na przykład, w wielocząstkowym modelu powłokowym opisuje się położenie środka masy nukleonu za pomocą stanów własnych $|nlm\rangle$ oscylatora harmonicznego, a jego spin i izospin – za pomocą bazy $|m_s m_t\rangle$ rozpinającej przestrzeń o wymiarze 2×2 , gdzie $m_s = \{\uparrow, \downarrow\}$, a $m_t = \{p, n\}$ (proton lub neutron). Analogicznie, w przypadku A -cząstkowym przestrzeń

² Ze względu na symetrię izospinową oddziaływania silnego rys. 1 pokazuje także potencjał oddziaływania między dwoma neutronami o $S = 0$ oraz między protonem i neutronem w stanie $(|\uparrow p\rangle|\downarrow n\rangle + |\uparrow n\rangle|\downarrow p\rangle - |\downarrow n\rangle|\uparrow p\rangle - |\downarrow p\rangle|\uparrow n\rangle)/2$. Oddziaływanie naruszające symetrię izospinową są bardzo słabe.

³ Zależność realistycznych potencjałów od pędu, której uwzględnienie jest konieczne do precyzyjnego odtworzenia wyników pomiarów rozprzesczeniowych, nie jest widoczna na rys. 1 oraz 2, gdyż przedstawiono na nich potencjały dla nukleonów spoczywających.

Hilberta rozpinają antysymetryzowane iloczyny proste (wyznaczniki Slatera)

$$|\{\nu\}\rangle \equiv |\nu_1, \dots, \nu_A\rangle = \mathcal{A}\{|\nu_1\rangle|\nu_2\rangle \dots |\nu_A\rangle\} \quad (1)$$

stanów jednocząstkowych $|\nu\rangle = |nlm; m_s m_t\rangle$. Operator \mathcal{A} opisuje pełną antysymetryzację. Dla N stanów jednocząstkowych wymiar przestrzeni wielocząstkowej wynosi $\binom{N}{A}$. Już choćby stąd wynika, że dla liczby cząstek A z zakresu od 10 do 100 nie można wybrać wymiaru N przestrzeni jednocząstkowej znacznie większego od A , bo np. $\binom{110}{100} \approx 10^{13}$, i że w przestrzeni modelowej trzeba się ograniczyć do małych energii.

Wskutek tego wyznaczniki Slatera, chociaż w zasadzie stanowią pełną bazę, nie mogą opisać krótkozasięgowych korelacji wprowadzonych przez oddziaływania nukleon–nukleon. Silne, krótkozasięgowe odpychanie i siła tensorowa przejawiają się bowiem w funkcji falowej poprzez składowe o dużych pędach i energiach, niewystępujących w przestrzeni modelowej.

Metoda korelatorów unitarnych

Stoimy zatem przed następującym dylematem: chętnie pracowalibyśmy ze stanami wielocząstkowymi, łatwymi w obróbce numerycznej, lecz nie mogą one opisać korelacji krótkozasięgowych lub opisują je w bardzo niewygodny sposób. Jeśli przedstawimy hamiltonian $H = T + V$ jako wielką macierz w bazie wyznaczników Slatera, to problem polega na tym, że rozwiązanie zagadnienia własnego

$$H|\hat{\Psi}_n\rangle = E_n|\hat{\Psi}_n\rangle, \quad (2)$$

dostarczającego nam wartości energii wiązania i energii stanów wzbudzonych jądra atomowego, a także opisującego wewnętrzną strukturę stanu wielocząstkowego $|\hat{\Psi}_n\rangle$, wymaga diagonalizacji olbrzymich macierzy.

Wyjściem z tego dylematu jest pogłądowe podejście do problemu zwane metodą korelatorów unitarnych [8], które tu pokrótce przedstawimy. Jego celem jest bezpośrednia transformacja korelacji krótkozasięgowych za pomocą przekształcenia unitarnego C i utworzenie nowej bazy wielocząstkowej

$$|\widehat{\{\nu\}}\rangle = C|\{\nu\}\rangle = C_\Omega C_r|\{\nu\}\rangle, \quad (3)$$

w którą wbudowane są brakujące korelacje. Można też powiedzieć, że transformujemy operator Hamiltona

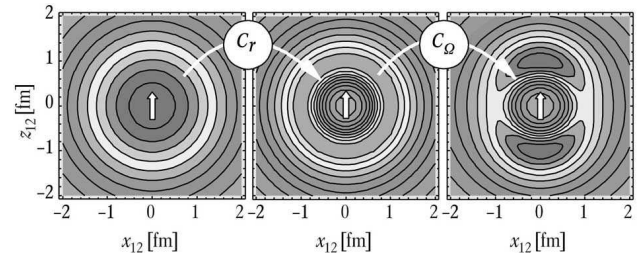
$$\hat{H} = C^\dagger H C = C^\dagger T C + C^\dagger V C \quad (4)$$

po to, aby zminimalizować pozadiagonalne elementy macierzowe, a następnie wykorzystujemy dawną, wygodną bazę.

Rozłożenie C na korelator centralny C_r oraz korelator tensorowy C_Ω odpowiada obu dyskutowanym

korelacom – odpychającym i tensorowym. Nie wchodząc w szczegóły analitycznej postaci obu korelatorów (patrz [8]), zademonstrujemy ich działanie na przykładzie ${}^4\text{He}$, jądra atomowego o dwóch protonach i dwóch neutronach.

Na rysunku 3 pokazano prawdopodobieństwo znalezienia w jądrze ${}^4\text{He}$ pary proton–neutron o spinie $S = 1$ i izospinie $T = 0$, oddalonych od siebie o wektor \mathbf{r}_{12} . Para ta odczuwa oddziaływanie pokazane na rys. 2. Mapa poziomicowa po lewej stronie rys. 3 pokazuje funkcję korelacji dwucząstkowej w najprostszej konfiguracji modelu powłokowego $|(1s_{1/2})^4\rangle$, w której wszystkie cztery nukleony zajmują w przestrzeni najniższy stan oscylatora. Wynikałoby stąd niestety, że pary przebywają najczęściej w odległości $\mathbf{r}_{12} = 0$, czyli akurat tam, gdzie siła ich wzajemnego odpychania jest największa (por. rys. 2). Model powłokowy nie nadaje się zatem do przedstawiania rzeczywistości. Jeśli zastosujemy korelator centralny C_r , to otrzymamy wartości pokazane w środkowych „schodkach” rozkładów z rys. 4; przy małych odległościach, gdy siły są odpychające, prawdopodobieństwo znalezienia nukleonu drastycznie się zmniejsza, za to rośnie ono przy odległościach odpowiadających maksymalnemu przyciągnięciu. Operator C_r jest właśnie tak skonstruowany, że rozpycha dwa nukleony, które znajdują się zbyt blisko siebie, gdy zaś już wydostraną się one z zakresu odpychania, przestaje wpływać na ich położenie.

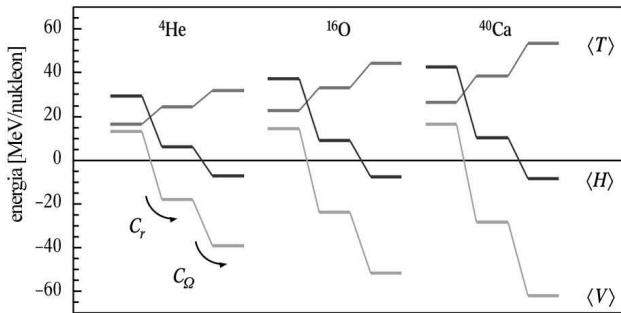


Rys. 3. Gęstość prawdopodobieństwa znalezienia w jądrze ${}^4\text{He}$ pary proton–neutron we wzajemnej odległości $\mathbf{r}_{12} = (x_{12}, y_{12}, z_{12})$. Pokazano tylko człon dla $S = 1$, gdy oba spiny są ustawione równolegle w kierunku pokazanym przez strzałki. Po lewej – model powłokowy, w środku – po przekształceniu za pomocą korelatora centralnego C_r , który parami odciąga nukleony na większą odległość, po prawej – po dodatkowym zastosowaniu korelatora tensorowego C_Ω , który ustawia orientację przestrzenną obu par w kierunku „bieguna północnego” i „bieguna południowego” (patrz tekst).

Jak widać z rys. 4, dzięki przekształceniu unitarnemu za pomocą C_r zyskuje się na energii potencjalnej w stosunku do stanu nieskorelowanego po ok. 25 MeV na nukleon nie tylko dla ${}^4\text{He}$, lecz także dla podwójnie magicznych⁴ jąder ${}^{16}\text{O}$ oraz ${}^{40}\text{Ca}$. We wszystkich przypadkach jako stan próbny $|\{\nu\}\rangle$ wykorzystuje się naj-

⁴ Jądro nazywa się podwójnie magicznym, gdy zarówno jego protony jak i neutrony tworzą powłokę zamkniętą.

prostszy stan o zamkniętych powłokach. Wskutek odpychającej korelacji centralnej zwiększa się nieco energia kinetyczna $\langle C_r^\dagger T C_r \rangle$, gdyż skorelowana funkcja falowa wykazuje większą krzywiznę. Zysk na energii potencjalnej $\langle C_r^\dagger V_{NN} C_r \rangle$ jest wprawdzie znacznie większy, bo teraz nukleony nie znajdują się już w odpychającym zakresie potencjału, nie wystarcza jednak do związania jąder – wartości energii są wciąż jeszcze dodatnie.



Rys. 4. Energia kinetyczna $\langle T \rangle$, energia potencjalna $\langle V \rangle$ i energia wiązania $\langle H \rangle$ na nukleon dla jąder ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ oraz ${}^{40}\text{Ca}$ przy sukcesywnym uwzględnianiu odpychającej korelacji centralnej i korelacji wektorowej

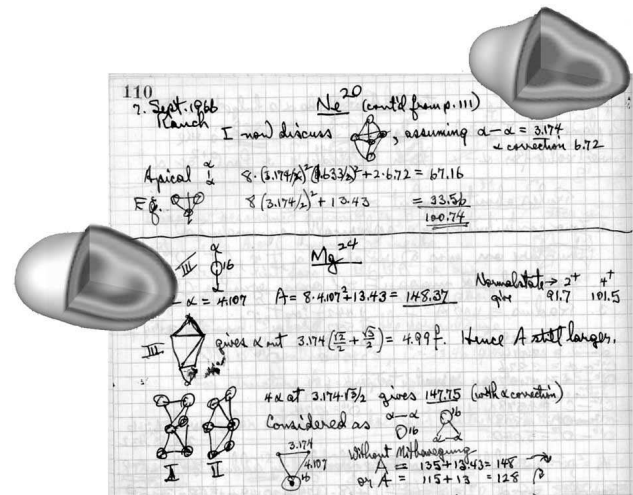
Dopiero korelator C_Ω wypycha wreszcie gęstość prawdopodobieństwa z obszaru „równikowego”, w którym spiny ustawione są prostopadle do wektora wzajemnej odległości, tak że energia wiązania nie może się zwiększyć (rys. 2), do obu „biegunów”, gdzie siła tensorowa jest przyciągająca (rys. 3, po prawej). Rysunek 4 pokazuje, że dopiero wprowadzenie korelacji tensorowych zmniejsza energię wiązania jąder do wyznaczonej doświadczalnie wartości ok. -8 MeV na nukleon. Z diagramu tego wynika również wniosek, że zarówno energię kinetyczną jak i energię oddziaływania należy obliczać dokładnie.

Podsumowując: główna trudność obliczeń *ab initio* struktury jądra leży w złożonych korelacjach tworzonych przez skomplikowaną siłę jądrową. Dzięki unitarnej transformacji hamiltonianu (4) znaleźliśmy efektywny operator Hamiltona \hat{H} , odpowiedni do bazy utworzonej z wyznaczników Slatera, który wykorzystamy w dalszych częściach artykułu.

Dynamika molekularna fermionów

Wiele jąder atomowych o liczbach masowych aż do $A = 40$ wykazuje wewnętrzne struktury klastrowe. Zwłaszcza jądra złożone z jednakowej liczby protonów i neutronów często bardziej przypominają cząsteczkę zbudowaną z jąder ${}^4\text{He}$ (cząstek α) niż gaz Fermiego z modelu powłokowego. Najbardziej prominentnym przedstawicielem takich jąder jest ${}^8\text{Be}$, dimer złożony z dwóch cząstek α , mający wyraziste widmo rotacyjne. Hipoteza, że jądra te są molekułami złożonymi z cząstek α , była rozważana już w latach sześć-

dziesiątych, ale wówczas nie było jeszcze możliwości obliczenia realistycznych struktur jądrowych (rys. 5).



Rys. 5. Fragment strony notatnika Linusa Paulinga z 7 września 1966 r., na której zapisał on swe przemyślenia dotyczące możliwości zbudowania molekuł jądrowych z cząstek α (źródło: *Special Collections, Ava Helen and Linus Pauling Papers*, Oregon State University Libraries). Nasze obliczenia, przedstawione w postaci pseudotrójwymiarowych map gęstości dla ${}^{24}\text{Mg}$ (po lewej) oraz ${}^{20}\text{Ne}$ (po prawej) „położonych” na karcie z notatnika Paulinga, potwierdzają naszkicowane na niej idee.

Aby móc opisać także te struktury, jako bazę wielocząstkową wybierzmy wyznaczniki Slatera z molekularnej dynamiki fermionów (FMD) [9]

$$|Q\rangle = \mathcal{A} \{ |q_1\rangle |q_2\rangle \dots |q_A\rangle \}, \quad (5)$$

w której obsadzone stany jednocząstkowe przedstawmy jako zlokalizowane w przestrzeni fazowej gausowski paczki falowe

$$\langle \mathbf{x} | q \rangle = \sum_{\alpha} c_{\alpha} \exp \left[-\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{b}_{\alpha})^2}{2a_{\alpha}} \right] |\chi_{\alpha}\rangle |m_t\rangle. \quad (6)$$

Zespolone parametry $q = \{a_{\alpha}, \mathbf{b}_{\alpha}, c_{\alpha}, \chi_{\alpha}\}$ określają stany jednocząstkowe, przy czym $\{a_{\alpha}, \mathbf{b}_{\alpha}\}$ parametryzują szerokości, średnie położenia i pędy nakładających się paczek falowych, c_{α} to względne amplitudy paczek, dwuskładnikowy spinor $|\chi_{\alpha}\rangle$ ustala kierunki ich spinów, zaś m_t oznacza proton lub neutron. Suma ogranicza się w naszych rachunkach do jednego lub dwóch składników.

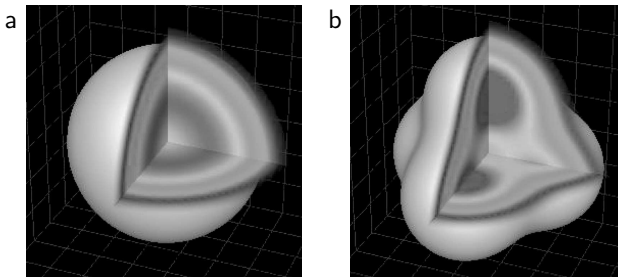
Takie stany wielocząstkowe mają tę wielką zaletę, że mogą przedstawiać zarówno stany modelu powłokowego jak i konfiguracje klastrowe. Umożliwiają one także łatwe uwzględnienie silnych deformacji wewnętrznych jądra, a to dlatego, że stany jednocząstkowe $|q\rangle$ mogą być poprzez odpowiedni dobór parametru \mathbf{b}_{α} zlokalizowane w dowolnym miejscu zarówno przestrzeni położenia jak i pędów.

Parametry $Q = \{q_1, \dots, q_A\}$ wyznacza się metodą wariacyjną, minimalizując energię $\mathcal{E}[Q] = \mathcal{E}[q_1, \dots, q_A] = \langle Q|C^\dagger H C|Q\rangle / \langle Q|Q\rangle$. Tak więc to hamiltonian H określa, które konfiguracje oddziaływania jądrowego są uprzywilejowane.

Gdy już dokonaliśmy unitarnego przekształcenia operatora Hamiltona, tak by uwzględnić krótkozasięgowe korelacje dwucząstkowe wprowadzone przez siły jądrowe, i poprzez użycie wyznaczników Slatera z FMD wprowadziliśmy długozasięgowe korelacje wielocząstkowe, np. tworzenie się podstruktur, możemy przedstawić pierwsze wyniki.

Kula czy czworościan?

Według modelu powłokowego, w podwójnie magicznym jądrze ^{16}O powłoki s oraz p są całkowicie zajęte protonami i neutronami: $|^{16}\text{O}; J^\pi=0^+, T=0\rangle = |(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^4\rangle$. Wynik minimalizacji energii względem wszystkich parametrów FMD jednego wyznacznika Slatera $|Q\rangle$ dokładnie odpowiada tej konfiguracji o $J^\pi = 0^+$ w modelu powłokowym (rys. 6a). Podobnie jak dla innych jąder, obliczona wartość energii wiązania jest mniejsza od wartości doświadczalnej.



Rys. 6. Gęstości jednocząstkowe różnych konfiguracji ^{16}O , pokazane w obrazie pseudotrójwymiarowym w skali jednostki gęstości materii jądrowej $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$ (biała powierzchnia odpowiada gęstości $\rho_0/2$). a) Stan podstawowy w modelu powłokowym – wynik minimalizacji energii za pomocą jednego wyznacznika Slatera. b) Wewnętrzny stan odpowiadający konfiguracji czworościanu otrzymany metodą wariacyjną po dokonaniu rzutowania na kierunek momentu pędu $J^\pi = 0^+$.

Za różnicę tę odpowiedzialne są dwa czynniki. Z jednej strony pominięcie już tu dyskutowanych autentycznych oddziaływań trójcząstkowych prowadzi do zbyt słabego związania jąder [5], z drugiej zaś – korelator unitarny C przekształca hamiltonian w efektywny operator Hamiltona \hat{H} dany wzorem (4), który zawiera również człony trój- i wielocząstkowe. Są one małe, o wielkości porównywalnej do członów pochodzących od autentycznych sił trójcząstkowych, i z założenia pominięliśmy je w naszych obliczeniach.

⁵ Odnotujemy, że od strony empirycznej już od dawna było wiadomo, że właściwości nasyceniowe materii jądrowej można poprawnie opisać tylko za pomocą sił zależnych od pędu lub gęstości.

Ponieważ procedury uwzględniające siły trójcząstkowe wymagają wielkich nakładów od strony numerycznej, w dalszej części artykułu będziemy pragmatyczni i wprowadzimy do skorelowanego hamiltonianu człon korekcyjny, symulujący człony trójcząstkowe, w postaci zależnego od pędu oddziaływania dwucząstkowego z przyczynkiem centralnym pochodzącym od sprzężenia spinowo-orbitalnego [10]. Parametry tego członu korekcyjnego są dopasowywane do jąder podwójnie magicznych. Ich wkład do energii potencjalnej⁵ wynosi ok. 15%. W dalszej części artykułu będziemy używać hamiltonianu skorygowanego.

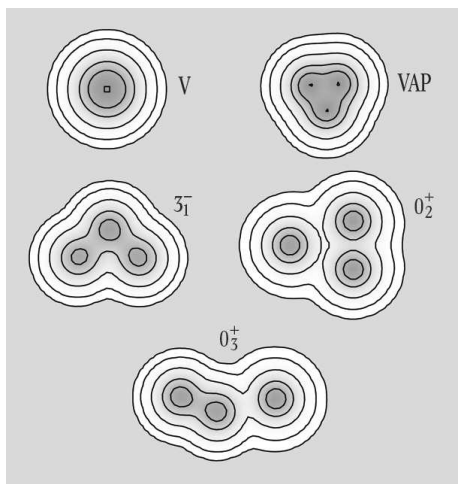
Stany własne operatora Hamiltona mają swe dobre liczby kwantowe w postaci liczb momentu pędu J oraz parzystości π . Wewnętrznie zdeformowane stany $|Q\rangle$ nie są zatem stanami własnymi \hat{H} – należy je przedstawić jako kombinację liniową stanów własnych momentu pędu, z których poprzez rzutowanie można uzyskać fizyczne stany własne momentu pędu i parzystości $|Q; J^\pi M\rangle$.

Spróbujemy teraz poprawić stan dla ^{16}O , uzmienniając zbiór parametrów Q stanu FMD uprzednio rzutowanego na $J^\pi = 0^+$; metoda ta nazywa się po angielsku „variation after projection” (VAP). Okazuje się, że pokazany na rys. 6b wewnętrzny stan deformacyjny $|Q_T\rangle$ odpowiadający czworościanowi utworzonemu z czterech jąder ^4He w „zaokrąglonych” wierzchołkach daje po rzutowaniu na $J^\pi = 0^+$ energię równą -127 MeV (wartość doświadczalna wynosi $-127,6 \text{ MeV}$). Jeśli rozważymy energię rzutowanego stanu, który przed rzutowaniem odpowiadał czworościanowi, to zobaczymy wyraźnie, jak subtelnie w tym stanie długozasięgowe korelacje klasterowe są wykorzystywane do łatwego poprawienia wiązania. Energia ta wynosi mianowicie -107 MeV , czyli jest o 20 MeV większa niż po rzutowaniu i o ok. 15 MeV większa niż dla podwójnie magicznego stanu z modelu powłokowego. Najbardziej godne uwagi jest jednak to, że stan powłokowy $|Q\rangle$ oraz rzutowany stan $|Q_T; J^\pi = 0^+\rangle$ odpowiadający strukturze czworościanu nakładają się w 94%.

Od modelu powłokowego do klasterów cząstek α

Na przykładzie jądra ^{12}C z sześcioma protonami i sześcioma neutronami wyjaśnimy teraz, jak dzięki konfiguracyjnemu wymieszaniu wyznaczników Slatera rzutowanych na stany o określonym momencie pędu można zrozumieć nie tylko poprawiony stan podstawowy, ale także widmo wzbudzenia. Zacniemy od stwierdzenia, że w najprostszym stanie modelu powłokowego, $|(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8\rangle$, wypisane powłoki jednocząstkowe są całkowicie zajęte. Dokładnie taką samą konfigurację otrzymamy wówczas, gdy zastosujemy metodę wariacyjną do parametrów pojedynczego

wyznacznika Slatera. Energia wiązania tego stanu jest jednak wciąż jeszcze o 7,5 MeV za niska, a jego promień ładunkowy jest nieco za mały. Jeśli teraz – jak dla tlenu – użyjemy metody wariacyjnej po zrzutowaniu na spin stanu podstawowego $J^\pi = 0^+$, to zyskamy 7,2 MeV energii i otrzymamy konfigurację oznaczoną VAP na rys. 7, w której widoczny jest trójkąt zbudowany z klasterów ${}^4\text{He}$.



Rys. 7. Wewnętrzne konfiguracje ${}^{12}\text{C}$; V – wynik otrzymany metodą wariacyjną względem wszystkich parametrów jednego wyznacznika Slatera, VAP – uzmiennienie parametrów po zrzutowaniu na stan o momencie pędu $J^\pi = 0^+$, natomiast 3_1^- , 0_2^+ oraz 0_3^+ – dalsze stany, które wchodzi do konfiguracji mieszanej i dostarczają odpowiednio największego wkładu do podanej liczby kwantowej momentu pędu

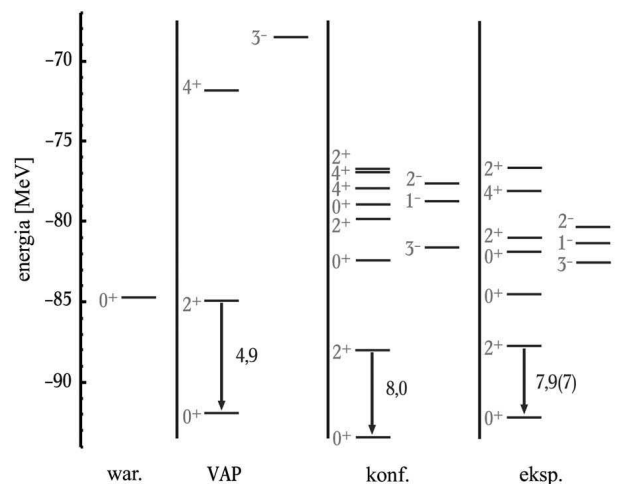
Dla wewnętrznie zdeformowanej konfiguracji VAP oprócz stanu podstawowego możemy także zrzutować stany wzbudzone o spinach 2^+ , 4^+ oraz 3^- i obliczyć ich energie wzbudzenia oraz prawdopodobieństwa rozpadu, przedstawione na rys. 8 w kolumnie oznaczonej VAP.

Pierwszy stan wzbudzony o $J^\pi = 2^+$ rozpada się przez emisję kwantu γ do stanu podstawowego. Czas połowicznego zaniku jest określony przez tzw. wartość $B(E2)$, zawierającą informację o momencie kwadrupolowym wewnętrznego rozkładu ładunku. Emisję fotonu można sobie wyobrazić klasycznie jako promieniowanie elektromagnetyczne wirującego rozkładu ładunków o momencie kwadrupolowym. W porównaniu z wartością doświadczalną $B(E2)$ jest za mała, co – podobnie jak zbyt duże odstępki między poziomami – wskazuje na zbyt małą deformację.

Aby skorygować stan wielocząstkowy, nałożymy teraz 25 stanów wewnętrznych zrzutowanych na moment pędu i zdiagonalizujemy skorygowany operator

⁶ Zauważmy jeszcze, że w modelu powłokowym z mieszaniem konfiguracji stan ten nie występuje, gdyż nawet przy użyciu wielkich komputerów nie da się uwzględnić tylu powłok, by przedstawić strukturę klasterową. Dla zlokalizowanych paczek falowych FMD problem ten nie istnieje.

Hamiltona \hat{H} w odpowiednich przestrzeniach wektorowych o dobrym momencie pędu. Dodatkowo 24 konfiguracje otrzymane przez minimalizację energii przy danych momentach kwadrupolowym i oktupolowym. Przy rozwiązywaniu zagadnienia własnego operatora Hamiltona „wyszukuje” dla danego momentu pędu te konfiguracje, które leżą najgłębiej.



Rys. 8. Obliczone poziomy energetyczne i doświadczalne widmo ${}^{12}\text{C}$ (eksp.) oraz natężenia przejść $B(E2)$ z pierwszego stanu wzbudzonego (w jednostkach $e^2 \text{fm}^4$, liczby przy strzałkach)

Na rysunku 7 pokazane są gęstości dla konfiguracji, które wnoszą największy wkład do stanów 3_1^- , 0_2^+ oraz 0_3^+ . Stan podstawowy 0_1^+ jest zdominowany przez konfigurację VAP. Jego energia zmniejsza się wskutek mieszania jedynie o 1,3 MeV, a promień dzięki wkładowi bardziej rozciągniętych form wzrasta z 2,4 fm dla VAP do 2,5 fm, przy wartości doświadczalnej równej 2,47 fm. Jak należało oczekiwać, także wartość $B(E2)$ równa $8,0 e^2 \text{fm}^4$ dobrze się zgadza z wartością zmierzoną $7,9 \pm 0,7 e^2 \text{fm}^4$.

Szczególnie interesujący jest pierwszy wzbudzony stan 0_2^+ przy 7,65 MeV, przewidziany w roku 1953 przez astrofizyka sir Freda Hoyle’a. Ze swych analiz procesów wytwarzania węgla w gwiazdach wyciągnął on wniosek, że w ${}^{12}\text{C}$ musi istnieć stan nieco powyżej sumy energii trzech cząstek α lub ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$ (co energetycznie wychodzi na niemal to samo) przy energii wzbudzenia ok. 7,4 MeV. Tylko tak można zrozumieć dużą obfitość węgla we Wszechświecie. Dzięki temu postulowanemu stanowi zwielokrotnia się prawdopodobieństwo syntezy berylu-8 z helem-4, ponieważ cząstka α tuneluje przez barierę kulombowską do rezonansu jądra ${}^{12}\text{C}$. Ów stan Hoyle’a przy 7,65 MeV został później rzeczywiście znaleziony⁶ w Caltechu przez

Warda Whalinga i Willy’ego Fowlera. Na mapie wiódzącej składowej stanu 0_2^+ (rys. 7) widać, jak cząstka α „lgnie” do jądra ^8Be od prawej strony.

Boromeusze i halo neutronowe

Jako następny przykład subtelnych właściwości jąder atomowych rozważymy izotopy helu. Najmniejsze jądro podwójnie magiczne ^4He optymalnie wykorzystuje oddziaływanie przyciągające, gdyż wszystkie nukleony mogą się znajdować w stanach o orbitalnym momencie pędu $l = 0$, nie łamiąc zakazu Pauliego.

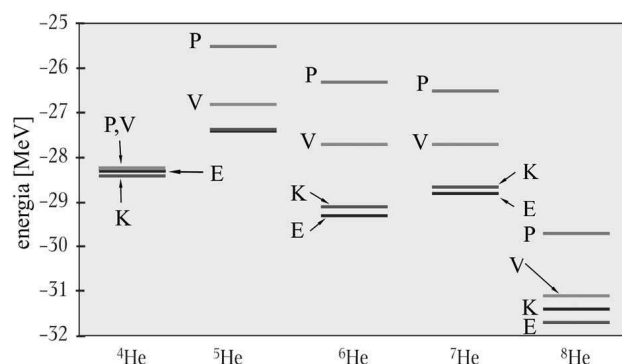
Jeśli dodamy neutron, to wprowadzi będzie on przyciągany przez cztery nukleony, ale wskutek dużego orbitalnego momentu pędu ($l = 1$) energia kinetyczna osiąga tak wielką wartość, że ^5He rozpada się z powrotem na ^4He i neutron. Jeśli dodamy jeszcze jeden neutron, to otrzymamy ^6He , który jest o ok. 1 MeV silniej związany niż ^4He . Jądro ^6He nie może się już zatem rozpaść na ^4He oraz dwa neutrony i w tym sensie jest trwałe⁷.

Owa trwałość jest na pierwszy rzut oka zadziwiająca, bo samo oddziaływanie neutron–neutron nie wystarcza do związania dwóch neutronów. Podukłady $^4\text{He} + \text{neutron}$ oraz $\text{neutron} + \text{neutron}$ jako osobne tworzą są niezwiązane, choć stają się związane, gdy zostaną połączone. Układy takie nazywane są boromejskimi od nazwiska północnowłoskiego rodu Boromeuszów; w ich barokowym pałacu na wyspie Isola Bella na jeziorze Lago Maggiore w wielu miejscach można zobaczyć symbol przedstawiający trzy splecione pierścienie (fot.).



Pierścienie boromejskie, tu z kościoła San Sigismondo w Cremonie, symbolizują trwałość wspólnoty – gdy zabierzemy jeden z nich, pozostałe dwa się rozpadną (zob. też poświęconą im stronę www.liv.ac.uk/~spsmr02/rings). Podobnie dzieje się z jądrem ^6He , którego podukłady $^4\text{He} + \text{neutron}$ oraz $\text{neutron} + \text{neutron}$ są niezwiązane, a połączone stają się związane.

Jeśli dla każdego izotopu zminimalizujemy parametry jednego wyznacznika Slatera, a dopiero potem wykonamy rzutowanie na kierunek spinu stanu podstawowego („projection after variation”, PAV), to otrzymamy wartości energii odpowiednich stanów podstawowych oznaczone literką P na rys. 9. Wszystkie obliczone energie wiązania są mniejsze niż dla ^4He (oprócz ^8He), tak że pozostałe izotopy o $A = 5, 6$ lub 7 mogłyby się rozpaść do ^4He z emisją neutronów.



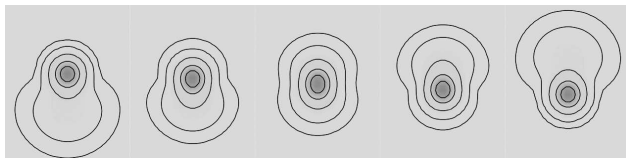
Rys. 9. Energie wiązania izotopów helu obliczone przy użyciu różnych stanów. Jeśli zastosujemy metodę wariacyjną do wszystkich parametrów jednego wyznacznika Slatera, a następnie wykonamy rzutowanie na spin stanu podstawowego, to otrzymamy ^8He silniej związane niż ^4He (kreski oznaczone P). Jeśli rzutowanie wykonamy przed wariacją (V), to wynik się poprawi, ale dopiero mieszanie konfiguracji o różnych momentach dipolowych (K) oddaje doświadczalne energie wiązania (E) o typowych cechach boromejskich. Jądro ^4He jest do takiego stopnia nieoddziałujące i silnie związane, że jego stan dobrze opisuje już jeden wyznacznik Slatera.

Jeśli użyjemy metody wariacyjnej po zrzutowaniu (VAP), to otrzymamy wartości energii oznaczone literką V, które wprowadzi są bliższe rzeczywistości, lecz wciąż jeszcze nie wykazują cech boromejskich. Na mapach odpowiednich gęstości wewnętrznych można dostrzec, że dodatkowe neutrony rozmieszczają się w postaci halo rozciągających się wokół rdzenia ^4He . Odzwierciedla to ich słabe związanie [11]. Widać ponadto, że nie rozmieszczają się one symetrycznie, lecz wolą przebywać obok siebie, aby jako pary o zerowym spinie mogły lepiej skorzystać ze swego wzajemnego oddziaływania.

Wobec tego możemy założyć, że w konfiguracji mieszanej występuje w operatorze Hamiltona kwantowe nakładanie się stanów wewnętrznych (rys. 10). Stany te dają minimalizacja energii dla różnych wartości elektrycznych momentów dipolowych. W trakcie procedury wariacyjnej średnia odległość między protonami i neutronami pozostaje ustalona i równa zadanej wartości. W wyniku mieszania konfiguracji otrzymuje się wartości energii z kolumny „konf.” na rys. 8, które

⁷ Rozpada się ono jednak po 0,8 s do ^6Li poprzez oddziaływanie słabe z emisją elektronu i antyneutrina.

już bardzo ładnie odtwarzają właściwości boromejskie. Również duże wartości promieni rozkładu masy spowodowane zjawiskiem halo odpowiadają teraz danym doświadczalnym.



Rys. 10. Konfiguracje ${}^6\text{He}$ wnoszące wkład do drgań zerowych sparowanych neutronów

Właściwości boromejskie powstają zatem w ten sposób, że neutrony połączone w pary „drgają” kolektywnie wokół rdzenia ${}^4\text{He}$. Tego rodzaju kolektywne oscylacje neutronów przypowierzchniowych, dla których siła zwrotna jest bardzo mała, w większych, bogatych w neutrony jądrach atomowych są nazywane rezonansem karłowatym⁸ (ang. pygmy resonance, dosłownie rezonans pigmejski – tłum.). Warto zauważyć, że w stanach podstawowych izotopów helu rezonans taki występuje jako drganie zerowe. Do powstania prawdziwych oscylacji (drgań zależnych od czasu), takich jak rezonans karłowaty w większych jądrach, przyciągająca siła zwrotna nie wystarczy – neutrony uwolniłyby się z jądra.

Owe elektryczne drgania dipolowe neutronów względem protonów to tylko jedno z wielu możliwych oscylacji kolektywnych. W zdeformowanych jądrach ziem rzadkich i aktywnych występują np. także magnetyczne drgania dipolowe. W tym wypadku zdeformowane rozkłady protonów oscylują w ruchu nożycowym (ang. scissors mode) względem zdeformowanych rozkładów neutronów. Mod nożycowy wykryto [12] w darmsztadzkiej liniowym akceleratorze elektronów dopiero po 6 latach od jego teoretycznego przewidzenia. Wykrycie szczególnych modów oscylacyjnych chmur neutronów otaczających struktury klasterowe cząstek α w jądrach lekkich, np. w ${}^{16}\text{C}$, jest jeszcze większym wyzwaniem, gdyż jądra te są nietrwałe.

Epilog

Na drodze do poznania, „jakie w ścisłej treści tajemnice ten świat mieści”, jak to sformułował Goethe⁹, jądra atomowe są przebogatym źródłem informacji, ponieważ działają w nich trzy z czterech sił fundamentalnych (silne, słabe i elektromagnetyczne), przy czym największą rolę odgrywa oddziaływanie silne opisywane przez chromodynamikę kwantową. Mimo to przez ostatnie dziesiątki lat fizyka struktury jądra atomowego pogrążona była w głębokim śnie. Dzięki no-

⁸ W przeciwstawieniu do rezonansu gigantycznego, w którym wszystkie neutrony drgają względem wszystkich protonów.

⁹ *Faust*, cz. I, przekład Józefa Paczkowskiego (Wyd. Zielona Sowa, Kraków 2004).

wym metodom teoretycznym *ab initio* i nowym możliwościami doświadczalnym, zwłaszcza jednak dzięki wielkim postępom w astrofizycznej eksploracji naszego Wszechświata, naukowcom udało się przekonać gremia decydujące o finansowaniu badań, by ją z tego snu przebudziły. Świadczą o tym tworzone dziś katedry astrofizyki jądrowej czy koordynowany przez darmsztadzka Politechnikę wspólny projekt badawczy „Struktura jądra atomowego, astrofizyka jądrowa i fundamentalne eksperymenty z nadprzewodnikowym akceleratorem S-DA-LINAC przy małych przekazach pędu”, ściśle powiązany z obecnymi i przyszłymi badaniami w GSI.

JEDNYM ZDANIEM

- Strukturę jądra atomowego opisuje teoria wielu cząstek, w której elementarnymi składnikami są nukleony.
- Oddziaływanie między nukleonami wykazuje złożoną zależność od ich wzajemnej odległości, pędu, spinu oraz izospinu i jest odpowiedzialne za subtelne korelacje między nimi.
- Jednocząstkowa baza gaussowskich paczek falowych umożliwia opis jąder atomowych o strukturze powłkowej i klasterowej za pomocą wspólnego, jednolitego modelu.

Badania struktury jądra atomowego są dziś w dużej mierze stymulowane przez astrofizykę. Jeśli chcemy zrozumieć, co jest źródłem ewolucji w rozległym Wszechświecie, to musimy tu na Ziemi poszerzyć zakres doświadczalnych i teoretycznych badań jąder egzotycznych. Nie musimy się przy tym ograniczać np. do tych izotopów, które w czasie wybuchów gwiazd biorą udział w syntezie ciężkich pierwiastków poprzez szybki wychwyty neutronów (proces r).

Tłumaczył z języka niemieckiego
Jerzy Gronkowski
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Literatura

- [1] Por. H.A. Weidenmüller, *Physik Journal*, marzec 2004, s. 41.
- [2] E. Epelbaum, W. Glöckle, U.-G. Meissner, *Nucl. Phys. A* **671**, 295 (2000).
- [3] R. Wiringa, V. Stoks, R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **51**, 38 (1995).
- [4] R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001).
- [5] S. Pieper, R. Wiringa, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 53 (2001).

- [6] P. Navrátil, G.P. Kamuntavičius, B.R. Barrett, *Phys. Rev. C* **61**, 044001 (2000); A. Nogga, H. Kamada, W. Glöckle, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 944 (2000).
- [7] Na temat sił trójcząstkowych patrz C. Bechinger, H.-H. von Grünberg, *Physik Journal*, listopad 2004, s. 33.
- [8] H. Feldmeier, T. Neff, R. Roth, J. Schnack, *Nucl. Phys. A* **632**, 61 (1998); T. Neff, H. Feldmeier, *Nucl. Phys. A* **713**, 311 (2003).
- [9] H. Feldmeier, J. Schnack, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 655 (2000); H. Feldmeier, *Nucl. Phys. A* **515**, 147 (1990).
- [10] R. Roth, T. Neff, H. Hergert, H. Feldmeier, *Nucl. Phys. A* **745**, 3 (2004), arXiv: nucl-th/0406021.
- [11] Patrz B. Jonson, A. Richter, *Physikal. Blätter*, grudzień 1998, s. 1121.
- [12] D. Bohle i in., *Phys. Lett.* **B137**, 27 (1984).



Prof. HANS FELDMEIER (po prawej) studiował i uzyskał dyplom na Technische Hochschule (dziś Technische Universität) w Darmstadt, gdzie też – po pobycie w Oak Ridge National Laboratory – habilitował się w roku 1981. Po kolejnych stażach jako stypendysta Fundacji Heisenberga jest od 1986 r. pracownikiem naukowym GSI.

Dr THOMAS NEFF (po lewej) także studiował w Darmstadt, a pracę dyplomową i pracę doktorską (2002) przygotował w GSI. Tam też odbył staż podoktorski, wyjeżdżając w jego trakcie także do Uniwersytetów w Kioto i Tokio oraz Argonne National Laboratory w Stanach Zjednoczonych. Obecnie przebywa na stażu podoktorskim w USA na Michigan State University w East Lansing.

PTF



Oddział Warszawski

W czerwcu 2005 r. zakończyła się kadencja 2003–05 Zarządu Oddziału Warszawskiego PTF. Znaczna część członków Zarządu przepracowała w nim już kilka kadencji.

Z inicjatywy Zarządu, Konwersatoria im. Jerzego Pniewskiego odbywały się już pod wspólnym patronatem Oddziału i Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego (organizacja: Jacek Baranowski i Janusz Zakrzewski). W omawianej kadencji odbyło się 12 spotkań poświęconych najnowszym badaniom i odkryciom oraz dwa konwersatoria o specjalnym charakterze: jedno z okazji 50. rocznicy śmierci Stefana Pieńkowskiego, drugie z okazji 50-lecia Instytutu Fizyki PAN.

W kadencji tej Zarząd poświęcał wiele uwagi popularyzacji fizyki i działaniom na rzecz edukacji szkolnej.

- Andrzej Wysmołek zorganizował 24 sobotnie wykłady z fizyki doświadczalnej dla uczniów szkół średnich i gimnazjów, dofinansowywane przez warszawskie władze oświatowe. Wykłady te, odbywające się na Wydziale Fizyki UW dzięki życzliwości i wsparciu jego władz, są bogato ilustrowane pokazami i cieszą się ogromną popularnością – duża aula wypełniona jest zwykle do ostatniego miejsca.
- Ogólnopolskie Seminarium Dydaktyki (opieka naukowa – Jerzy Ginter, organizacja – Zuzanna Suwald), odbywające się na WF UW, poświęcone jest popularyzacji

fizyki, upowszechnianiu doświadczeń dydaktycznych nauczycieli i przedstawianiu nowoczesnych rozwiązań metodycznych, zmianom w nauczaniu fizyki w reformowanej szkole, nowym podręcznikom i pomocom dydaktycznym.

- W pracach Komisji Głównej Konkursu Fizycznego organizowanego przez Kuratorium Oświaty i Politechnikę Warszawską dla uczniów z liceów i techników województwa mazowieckiego brali udział Mirosław Karpierz, Aleksandra Miłosz i Zuzanna Suwald. Zakończenie Konkursu połączone z wręczeniem przez rektora PW indeksów i dyplomów odbywa się co roku w kwietniu w auli Wydziału Fizyki PW. Zarząd sfinansował nagrody dla laureatów i finalistów KF dla szkół podstawowych. Wojewódzka Komisja KF korzysta z opieki naukowej członków Zarządu i uzyskuje od nich recenzje.
 - Członkowie Zarządu wraz z innymi fizykami z WF UW oraz IF PAN biorą udział w pracach organizacyjnych Turnieju Młodych Fizyków dla szkół średnich (ptf.fuw.edu.pl/tmf.html) oraz ocenianiu występów młodzieży w eliminacjach krajowych. Turniej jest imprezą komplementarną do Olimpiady Fizycznej, wzorowaną na konferencji naukowej; w zawodach finałowych obowiązuje język angielski. XVII Międzynarodowy TMF odbył się latem 2004 r. w Australii. Reprezentująca Polskę drużyna z XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie zajęła tam I miejsce, drużyna
- (dokończenie na stronie 35)

Granty KBN z fizyki: XXVIII i XXIX konkurs

Grants in physics of the State Committee for Scientific Research

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) z fizyki finansowanych przez Komitet Badań Naukowych począwszy od stycznia 2005 r. (XXVIII konkurs) i od czerwca 2005 r. (XXIX konkurs). Informacje o wynikach poprzednich konkursów podawaliśmy w kolejnych rocznikach *Postępów Fizyki* (ostatnio – patrz *PF* 54, 65 (2003), 55, 67 (2004), 56, 32 (2005)).

Na XXVIII konkurs wpłynęły 134 projekty, w tym 42 promotorskie (w spisie: P). Przyznano finansowanie 48 projektów, w tym 22 promotorskich. Ich oceny dokonał zespół w składzie: prof. Jan Jadżyn (IFM PAN) – przewodniczący, dr hab. Bogusław Broda (UŁ), dr hab. Krzysztof Doroba (UW), prof. Krzysztof Fiałkowski (UJ), prof. Andrzej Jeżowski (INTiBS PAN), prof. Czesław Kapusta (AGH), prof. Grzegorz Karczewski (IF PAN), prof. Andrzej Kowalczyk (UMK), prof. Jan Pluta (PW), prof. Jerzy Przystawa (UWr) i prof. Tadeusz Wasutyński (IFJ PAN).

Na XXIX konkurs wpłynęło 165 projektów, w tym 44 promotorskie. Przyznano finansowanie 66 projektów, w tym 24 promotorskich. Ich oceny dokonał zespół w składzie: dr hab. Krzysztof Doroba (UW) – przewodniczący, dr hab. Bogusław Broda (UŁ), prof. Bogdan Bułka (IFM PAN), prof. Wojciech Gawlik (UJ), prof. Mieczysław Jachowowski (UMCS), prof. Czesław Kapusta (AGH), prof. Grzegorz Karczewski (IF PAN), prof. Andrzej Kowalczyk (UMK), prof. Wojciech Nawroć (UAM), prof. Wojciech Suski (INTiBS PAN), dr hab. Eugeniusz Szcześniak (UAM) i prof. Tadeusz Wasutyński (IFJ PAN).

Łącznie w 29 dotychczasowych konkursach w Sekcji Fizyki zawarto 2125 umów, czyli średnio w każdym konkursie finansowano ok. 73 projektów.

Lista projektów została opracowana we współpracy z Panią mgr inż. Martą Minorską (Sekcja Fizyki KBN).

XXVIII konkurs

Kierownik projektu

Tytuł projektu

Liczba wykonawców; czas
(w miesiącach); koszt (w zł)

METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

prof. Jerzy Lukierski (WFiA UWr) Kwantowe modyfikacje symetrii i supersymetrii: formalizm i zastosowania	8	36	250 000
prof. Piotr Kosiński (WFiCh UŁ) Niekomutatywna mechanika kwantowa i teoria pola na niekomutatywnej czasoprzestrzeni	5	36	170 000
dr hab. Adam Doliwa (WMiU UWM) Całkowalne układy dyskretne i geometria	3	36	145 375
dr hab. Zbigniew Jaskólski (WFiA UWr) Klasyczna i kwantowa teoria Liouville'a	2	24	87 700
dr hab. Jan Iwaniszewski (WFAiS UMK) Transport w układach podlegających stochastycznym zaburzeniom	3	24	77 100
prof. Leszek Sirko (IF PAN) Numeryczne wyznaczenie funkcji autokorelacji prędkości w grafach kwantowych ze złamaną symetrią ze względu na odwrócenie czasu (P)	2	12	27 450
prof. Bolesław Grabowski (WMFiCh UO) Nowe spojrzenie na przesunięcie ku czerwieni linii w widmach białych karłów	3	12	25 000

prof. Edward Malec (WFAiS UJ)
Nierówność Penrose'a w OTW (P) 2 | 9 | 20 000 |

FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

prof. Bogdan Muryn (WFiS AGH) Wyznaczanie parametrów macierzy CKM oraz badanie niezachowania parzystości CP w eksperymencie LHCb	7	36	200 000
dr hab. Krzysztof Golec-Biernat (IFJ PAN) Partonowa struktura materii i jej przejawy w obecnych i planowanych eksperymentach	6	36	198 900
prof. Barbara Badétek (WF UW) Efekty spinowe w elektroprodukcji	4	36	170 000
dr hab. Henryk Czyż (WMFiCh UŚI) Wykorzystanie metody powrotu radiacyjnego do badania hadronowego przekroju czynnego i własności hadronów w fabrykach mezonów	4	24	110 000
prof. Andrzej Magiera (WFAiS UJ) Badanie produkcji mezonu eta w reakcji $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \eta$ (P)	2	18	20 000

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

dr Stanisław Kistryn (WFAiS UJ) Optymalizacja metod dla nowego pomiaru elektrycznego momentu dipolowego neutronu	6	36	229 000
dr hab. Andrzej Baran (WMFiU UMCS) Opis korelacji poza przybliżeniem średniego pola w jądrze atomowym (P)	2	24	32 000
dr hab. Bogusław Zwięgliński (IPJ) Isospin effects in multifragmentation and their role in the liquid-gas phase transition in finite nuclear systems (P)	2	18	30 281

dr hab. Piotr Salabura (WFAiS UJ)
Pomiar produkcji mezonów eta i π_0 poprzez rozpady dielektronowe w reakcji C + C przy energii 2 AGeV w eksperymencie HADES (P) 2 15 25 500

dr hab. Edward Kwaśniewicz (WMF PŚI)
Struktura wybranych jąder atomowych w przybliżeniu bozonowym (P) 2 12 17 500

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA OPTYKA, AKUSTYKA

prof. Jakub Zakrzewski (WFAiS UJ)
Własności zimnych gazów kwantowych 8 36 300 000

prof. Jerzy Kamiński (WF UW)
Kontrola procesów kwantowych polem elektromagnetycznym 3 36 104 000

prof. Jarosław Zaremba (WFAiS UMK)
Propagacja i zatrzymywanie impulsów światła w ośrodkach atomowych o spójnie modyfikowanych właściwościach optycznych 4 24 90 000

prof. Ryszard Tanaś (WF UAM)
Kwantowe własności informacyjne i inżynieria stanów atomowych i optycznych 4 24 80 000

prof. Jakub Zakrzewski (WFAiS UJ)
Jonizacja w silnym polu laserowym (P) 2 20 30 000

prof. Tomasz Dohnalik (WFAiS UJ)
Własności fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka (P) 2 8 17 500

prof. Wojciech Gawlik (WFAiS UJ)
Efekty magnetooptyczne w zimnych atomach (P) 2 8 17 075

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. Stanisław Wróbel (WFAiS UJ)
Badanie efektu elektrokinicznego w sąsiedztwie przejścia fazowego SmA*–SmC* dla nowych materiałów z fazą SmA* typu de Vriesa 11 30 227 750

prof. Andrzej Ślebarski (WMFiCh UŚI)
Struktura elektronowa i własności magnetyczne związków Ce z silnymi korelacjami f-elektronowymi 4 36 220 000

prof. Kazimierz Łątka (WFAiS UJ)
Badanie mikroskopowych i makroskopowych własności potrójnych związków RERhSn (RE – ziemia rzadka) 6 36 203 250

dr hab. Maria Połomska (IFM PAN)
Rola oddziaływania bliskiego i dalekiego zasięgu w relaksorach ferroelektrycznych i przewodnikach protonowych: badania ramanowskie pod wysokim ciśnieniem 5 30 186 000

prof. Bogdan Bułka (IFM PAN)
Korelacje elektronowe w transporcie przez nanostruktury 5 30 130 000

dr hab. Andrzej Kowalczyk (IFM PAN)
Własności magnetyczne i elektronowe związków międzymetalicznych RNi₄Cu (R = ziemia rzadka) 4 18 50 000

dr hab. Grzegorz Gładyszewski (WZiPT PL)
Modyfikacja naprężeń w cienkich warstwach metalicznych (P) 2 11 39 600

prof. Jan Kołaczkiwicz (WFIA UWwr)
Badanie struktury elektronowej pierwiastków metali ziem rzadkich zaadsorbowanych na ścianie (211)Mo metodą spektroskopii fotoelektronów rentgenowskich (XPS) (P) 2 18 30 000

prof. Adam Kiejna (WFIA UWwr)
Badania teoretyczne adsorpcji tlenu na powierzchni żelaza (P) 2 20 22 150

dr hab. Grażyna Chełkowska (WMFiCh UŚI)
Struktura elektronowa oraz własności magnetyczne i elektryczne związków międzymetalicznych GdNi_{5-x}Cu_x (P) 2 12 19 900

KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY CIECZE

dr Marian Paluch (WMFiCh UŚI)
Osobliwe zachowanie β -relaksacji w cieczach tworzących fazę szklistą 6 36 249 100

prof. Maria Massalska-Arodz (IFJ PAN)
Badanie uniwersalnych własności substancji organicznych tworzących szkła 10 36 200 000

dr Jacek Gapiński (WF UAM)
Mikrostruktura i dynamika roztworów naładowanych modelowych nanocząsteczek 2 24 120 000

dr hab. Maciej J. Nowak (IF PAN)
Fotoindukowane procesy przeniesienia protonu obserwowane w pochodnych tiouracylu (P) 2 18 31 220

dr hab. Zbigniew Tylczyński (WF UAM)
Przejścia fazowe i struktura domenowa w kryształach uwodnionych czterochlorków A₂BCl₄ · 2H₂O (P) 2 7 7800

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. Mieczysław Jałochowski (WMFiL UMCS)
Oddziaływania adatomów z jednowymiarowymi atomowymi strukturami na wycinalnych powierzchniach monokryształów Si 3 24 120 000

prof. Marek Szymoński (WFAiS UJ)
Synteza i własności nanostruktur metalicznych na powierzchniach półprzewodników z grupy AIIIBV (P) 2 24 40 000

dr hab. Bogdan Kowalski (IF PAN)
Struktura elektronowa warstw MnAs osadzonych techniką MBE na powierzchni GaN(0001)-(1x1) (P) 2 18 32 450

dr hab. Ryszard Radwański (CFCSt Ryszard Radwański)
Stan podstawowy, magnetyzm i struktura elektronowa perowskitów (Y,La)MO₃ (M = Ti,V) (P) 2 19 29 600

dr hab. Jadwiga Bąk-Misiuk (IF PAN)
Określenie wpływu wysokociśnieniowego wygrzewania na strukturę defektową wybranych warstw półprzewodnikowych (P) 2 15 23 200

BIOFIZYKA

dr Władysław Węglarz (IFJ PAN)
Badanie procesów wieloskładnikowej relaksacji i anizotropowej dyfuzji wody w tkance nerwowej *in vivo* metodami obrazowania MR 8 36 194 000

dr hab. Borys Kierdaszuk (WF UW)			
Interpretacja zaników elektronowych stanów wzbudzonych cząsteczek biologicznych (P)	2	14	40 000
prof. Marek Szymoński (WFAiS UJ)			
Oddziaływania międzymolekularne zachodzące podczas odpowiedzi immunologicznej badane z wykorzystaniem spektroskopii sił AFM (P)	2	18	39 000

XXIX konkurs

Kierownik projektu	Tytuł projektu	Liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w zł)
--------------------	----------------	--

METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POLA FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA

dr hab. Romuald Janik (WFAiS UJ)			
Kwantowa grawitacja i sieci złożone	6	36	220 000
prof. Jerzy K. Lewandowski (WF UW)			
Relatywistyczna teoria grawitacji: zagadnienia fizyczne i matematyczne	10	36	220 000
prof. Edward Malec (WFAiS UJ)			
Czarne dziury, osobliwości i kolaps grawitacyjny	15	36	170 000
dr hab. Tadeusz Wibig (IPJ)			
Poszukiwanie koincydencji wielkich pęków atmosferycznych z błyskami gamma i ich odpowiednikami optycznymi	8	24	100 000
dr hab. Mariusz P. Dąbrowski (WMF USz)			
Wybrane problemy kosmologii fundamentalnych	3	24	99 200
dr hab. Lech Mankiewicz (CFT PAN)			
Wykorzystanie aparatury „Pi of the Sky” do poszukiwania rozbłysków optycznych w ramach globalnego, automatycznego systemu obserwacji szybkozmiennych zjawisk kosmicznych	7	24	70 000
prof. Bogdan Cichocki (WF UW)			
Korelacje przestrzenne sedymentujących cząstek (P)	2	18	40 280
prof. Piotr Kosiński (WFiCh UŁ)			
Wybrane zagadnienia kwantowej teorii pola na niekomutatywnej czasoprzestrzeni (P)	2	2	35 000
prof. Robert Kosiński (CIOP-PIB)			
Badanie wybranych zjawisk dynamicznych zachodzących w sieciach złożonych (P)	2	18	26 000
dr hab. Marek Rogatko (WMFiL UMCS)			
Ciemna energia, n -wymiarowe czarne dziury	1	12	24 700
prof. Ewa Gudowska-Nowak (WFAiS UJ)			
Fluktuacje i opóźnienia w modelach cyklu komórkowego (P)	2	13	16 000

FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

prof. Stefan Pokorski (WF UW)			
Supersymetria w fizyce cząstek elementarnych i kosmologii	9	24	250 000

prof. Kacper Zalewski (WFAiS UJ)			
Silnie oddziałująca materia przy dużych gęstościach	11	36	250 000
prof. Zbigniew Majka (WFAiS UJ)			
Badanie nowych faz materii hadronowej przez eksperyment BRAHMS na RHIC-u (plazma kwarkowo-gluonowa, kondensat kolorowego szkła)	4	24	134 000
dr hab. Aleksander F. Żarnecki (WF UW)			
Uruchomienie i optymalizacja układu wyważania kalorymetru BAC w eksperymencie ZEUS (P)	2	18	36 400
prof. Maciej A. Nowak (WFAiS UJ)			
Wybrane własności hadronowych dublerów chiralnych (P)	2	24	32 800
dr hab. Grzegorz Wrochna (IPJ)			
Poszukiwanie ciężkich rezonansów grawitonu typu Randall–Sundrum w eksperymencie CMS przy akceleratorze LHC (P)	2	12	30 000
dr hab. Teresa Tymieniecka (WF UW)			
Asymetria azymutalna w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu elektronów na protonach (P)	2	12	29 400

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. Jan Pluta (WF PW)			
Geometria i dynamika zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów obserwowana w korelacjach cząstek rejestrowanych w eksperymencie STAR	9	36	320 000
prof. Andrzej Bałanda (WFAiS UJ)			
Spektroskopia dielektronów w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów realizowana spektrometrem HADES	12	36	250 000
prof. Rafał Broda (IFJ PAN)			
Badanie struktury jąder niedostępnych w procesach syntezy jądrowej	5	36	250 000
prof. Krystyna Siwek-Wilczyńska (WF UW)			
Mechanizm reakcji i przekroje czynne w syntezie jąder superciężkich	3	30	103 070
dr Dariusz Banaś (WMP AŚw)			
Precyzyjna spektroskopia promieniowania rentgenowskiego emitowanego w relatywistycznych zderzeniach kilkuelektronowych ciężkich jonów z atomami	3	30	99 825
dr Ewa Krynicka (IFJ PAN)			
Nowe aspekty metody Czubka pomiaru Σ_a analizowane metodą symulacji Monte Carlo impulsowych eksperymentów neutronowych	3	15	74 400
dr Andrzej Rybicki (IFJ PAN)			
Badanie oddziaływań hadronowych i elektromagnetycznych w zderzeniach jądrowych przy energii wiązki 158 GeV/nukleon	2	24	50 000
prof. Marta Kicińska-Habior (WF UW)			
Badanie zmieszania izospinowego w jądrach gorących poprzez wzbudzenie gigantycznego rezonansu dipolowego (P)	2	24	49 530
prof. Sławomir Wycech (IPJ)			
K-fragmenty	1	36	44 000
dr hab. Marek Kowalski (IFJ PAN)			
Produkcja protonów i antyprotonów w zderzeniach Pb + Pb przy energiach relatywistycznych (P)	2	14	35 000

**FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA
OPTYKA, AKUSTYKA**

prof. Andrzej Bielski (WFAiS UMK) Wpływ efektów optyczno-zderzeniowych na kształt linii widmowych	13	36	250 000
dr Konrad Banaszek (WFAiS UMK) Zastosowanie technik kwantowej korekcji błędów w kryptografii kwantowej	5	36	193 590
dr Krzysztof Gibasiewicz (WF UAM) Początkowe reakcje przeniesienia elektronu w Fotosystemie I	3	24	173 000
dr hab. Paweł Horodecki (WFTiMS PG) Detekcja kwantowego splątania	3	24	140 882
dr Michał Zawada (WFAiS UJ) Badanie właściwości hydrodynamicznych w chmurze zimnych atomów ($T < 100$ K)	2	24	75 000
dr hab. Włodzimierz Jastrzębski (IF PAN) Badanie struktury elektronowej cząsteczki NaRb – stan $4^1\Pi$ (P)	2	12	33 850
prof. Yury A. Kravtsov (IF PSz) Optyka geometryczna zespolona wiązek gaussowskich w ośrodkach jednorodnych i niejednorodnych (P)	2	18	31 000
dr hab. Marek Trippenbach (WF UW) Efekty dwuciałowe i straty elastyczne w kondensatach Bosego–Einsteina (P)	2	12	29 200
dr hab. Marek Trippenbach (WF UW) Kwantowo-polowy model procesów spontanicznych (P)	2	12	16 100

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

prof. Andrzej Jeżowski (INTiBS PAN) Silnie wymuszona polaryzacja spinu jądrowego ^{129}Xe z wykorzystaniem nadmiarowych elektronów jako katalizatora	6	36	366 000
prof. Józef Spałek (WFAiS UJ) Stany kwantowe i własności fizyczne wybranych układów elektronowych nano i makro	9	36	300 000
prof. Stefan Wapłak (IFM PAN) Transport ładunku; zjawiska stochastyczne i nieliniowe w szybko protonowych przewodnikach	6	36	250 000
dr hab. Antoni Bukaluk (WTliCh ATR Bydgoszcz) Zastosowanie spektroskopii elektronowej i elipsometrii do badania właściwości powierzchni cienkich warstw indu, srebra i palladu	5	30	187 200
prof. Jerzy Hanuza (INTiBS PAN) Właściwości fononowe i elektronowe materiałów nanorozmiarowych o potencjalnych zastosowaniach optoelektronicznych: ceramiki molibdenianowe, wolframianowe i fosforanowe domieszkowane chromem(III) i europem(III)	9	36	180 200
prof. Krzysztof Królas (WFAiS UJ) Badanie złożonych tlenków rutenu będących na granicy stabilności ferromagnetycznej	8	36	177 000
dr hab. Ryszard Zach (WFTiMK PK) Poszukiwanie układów międzymetalicznych o silnych własnościach magnetokalorycznych	6	24	176 937
prof. Andrzej Szytuła (WFAiS UJ) Badanie własności magnetycznych oraz struktury elektronowej związków między-			

metalicznych ziem rzadkich o strukturze heksagonalnej typu ZrNiAl	8	30	173 250
prof. Bogdan Nowak (INTiBS PAN) Magnetyczny rezonans jądrowy i oddziaływania nadsztywne w związkach międzymetalicznych typu MPtSn ($M = \text{Ti, Zr, Hf, Th, U}$) (P)	2	24	45 000
prof. Janusz Wolny (WFiS AGH) Analiza dyfrakcyjna dwuwymiarowych kwazikryształów (P)	2	24	40 000
prof. Rafał Abdank-Kozubski (WFAiS UJ) Tworzenie i migracja defektów strukturalnych a kinetyka porządkowania atomowego w związkach międzymetalicznych (P)	2	12	39 500
prof. Czesław Kapusta (WFiS AGH) Badania właściwości magnetycznych i elektronowych związków $\text{RE}_2\text{TM}_{17}\text{A}_x$ ($\text{RE} = \text{Nd, Sm, Y, TM} = \text{Fe, Co, A} = \text{N, C, H}$) metodami XAS, XMCD i NMR (P)	2	18	36 400
prof. Stanisław Kaprzyk (WFiS AGH) Zastosowanie koncepcji stochastycznego potencjału efektywnego do obliczania własności transportowych związków międzymetalicznych (P)	2	14	29 000
prof. Witold Ryba-Romanowski (INTiBS PAN) Relaksacja stanów wzbudzonych lantanowców w kryształach YVO_4 otrzymanych metodą Czochralskiego (P)	2	15	24 000

**KRYSTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY
CIECZE**

dr Piotr Garstecki (IChF PAN) Dynamiczna kontrola efektywności ekranowania oddziaływań elektrostatycznych w roztworach elektrolitycznych	4	36	359 330
dr inż. Daniel Jakubczyk (IF PAN) Badanie dynamiki parowania naładowanych lewitujących kropli cieczy	7	36	146 910
dr hab. Alina Dudkowiak (WFT PP) Badanie promienistych i niepromienistych procesów dezaktywacji stanów wzbudzonych wybranych barwników chlorofilowych (P)	3	18	45 110
dr hab. Jacek Goc (WFT PP) Badanie oddziaływań molekularnych pomiędzy bakteriochlorofilem c a karotenoidami metodami spektroskopowymi (P)	3	15	35 000
prof. Zdzisław Błaszczak (WF UAM) Badania relaksacji strukturalnej i oddziaływań molekularnych w roztworach politlenku etylenu metodą spektroskopii Brillouina (P)	2	12	28 400

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. Marek Szymoński (WFAiS UJ) Epitaksja molekuł organicznych na półprzewodnikach grupy III–V	9	24	325 000
prof. Tadeusz Suski (IWC PAN) Mechanizmy lokalizacji nośników decydujące o własnościach elektrycznych i optycznych warstw i struktur kwantowych InGaN	11	30	260 000
prof. Jan Misiewicz (WPPT PWR) Badania optyczne półprzewodnikowych kropek kwantowych przy użyciu metod modulacyjnych i technik o wysokiej rozdzielczości przestrzennej	9	24	249 900

prof. Włodzimierz Kucharczyk (WFTliMS PŁ) Badanie właściwości elektrooptycznych monokryształów	5	30	216 500	dr Henryk Teisseyre (IWC PAN) Badania własności ekscytonów w studniach kwantowych GaN/Al _x Ga _{1-x} N krystalizowa- nych na podłożach zorientowanych w niepo- larnym kierunku wzrostu	7	18	119 860
dr Elżbieta Guzewicz (IF PAN) Wpływ jakości niskowymiarowych struktur półprzewodników II–VI na ich własności fizyczne	6	36	205 400	prof. Włodzimierz Jaskólski (WFAiS UMK) Struktura elektronowa i własności optyczne sprzężonych kropek kwantowych (P)	2	17	19 370
dr Adam Babiński (WF UW) Stany wzbudzone kropek kwantowych InGaAs/GaAs	6	18	172 500	BIOFIZYKA			
dr hab. Izabela Gorczyca (IWC PAN) Zjawiska transportowe i optyczne w zakresie nadfioletu w heterostrukturach zawierających stopy poczwórne InAlGaN	10	36	140 000	dr Ewa Mosiniewicz-Szablewska (IF PAN) Nanostruktury magnetyczne w układach biologicznych jako nowe materiały bio- medyczne i adsorbenty magnetyczne dla celów separacji magnetycznej	6	24	113 300

RECENZJE

Wstęp do fizyki wysokich energii

Donald H. Perkins: *Wstęp do fizyki wysokich energii*, z jęz. angielskiego tłumaczył Piotr Rączka, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2004, wyd. drugie zmienione, s. 426.

Recenzowana książka Perkinsa była wydana w wersji anglojęzycznej cztery razy, po raz pierwszy w 1972 r., a następnie w latach 1982, 1987 i 2000. W Polsce ukazały się przekłady wydania drugiego (w 1989 r.) i czwartego, którego dotyczy ta recenzja. W obydwu przypadkach wydawcą był PWN. Tłumaczenie kolejnych wydań na język polski należy uznać za cenną inicjatywę. Nie ma bowiem żadnego dobrego, wydanego po polsku podręcznika obejmującego osiągnięcia ostatnich lat z tej dziedziny.

Liczba wydań sugeruje, że podręcznik Perkinsa powinien być bardzo dobry. I tak rzeczywiście jest, choć skierowany on jest jedynie do pewnego kręgu odbiorców. Autor jest znanym fizykiem, biorącym udział w wielu ważnych eksperymentach z fizyki cząstek. Jak wskazuje tytuł i przedmowa, ma to być wstęp do fizyki cząstek elementarnych. Jest to więc podręcznik przeznaczony dla osób znających podstawy mechaniki kwantowej (albo przechodzących ten kurs równolegle), ale nieznających teorii pola czy nawet relatywistycznej mechaniki kwantowej. Jak stwierdza Autor, jest to podręcznik, z którego zaawansowani uczestnicy studiów licencjackich z fizyki oraz studenci studiów magisterskich powinni nauczyć się fizyki cząstek elementarnych. Dla takich osób podręcznik nie spełni jednak swojego zadania. Trudno bowiem nauczyć się z niego, nie mając odpowiedniego wcześniejszego przygotowania. Autor nie przestrzega rygorów matematycznych. Podaje w większości gotowe wzory, które tylko czasami można powiązać z nabytą wcześniej wiedzą, ale wymaga to znakomitej orientacji i znajomości rzeczy w znacznie szerszym zakresie, niż można się dowiedzieć z lektury tego podręcznika. Autor zresztą przyznaje w przedmowie, że starał się „przedstawić materiał z fenomenologicznego i empirycznego punktu widzenia

przy minimalnym formalizmie teoretycznym”. Niestety, moje doświadczenie mówi, że studenci tego nie lubią. Wolą poznać najpierw związki pomiędzy dobrze zdefiniowanymi wielkościami, a dopiero potem prowadzić rozważania fenomenologiczne. Przekonałem się o tym bezpośrednio. W roku akademickim 2004/05 poleciłem podręcznik Perkinsa studentom III roku fizyki Uniwersytetu Śląskiego w ramach przedmiotu „Wstęp do fizyki cząstek elementarnych” i poprosiłem ich o uwagi. Praktycznie wszyscy wyrażali opinię, iż z tego podręcznika bardzo trudno się nauczyć fizyki oddziaływań elementarnych. Narzekali na niezrozumiały materiał, używanie pojęć uprzednio niezdefiniowanych i podawanie wzorów bez wyprowadzenia. Zwracali uwagę na wiele podobnych mankamentów, których nie będę tutaj wymieniać. Polscy studenci nie stanowią zresztą wyjątku. Negatywne opinie, i to znacznie ostrzejsze, wyrażali o podręczniku Perkinsa w ostatnich latach studenci i fizycy amerykańscy (patrz np. www.amazon.com).

Z drugiej strony podręcznik będzie przez część czytelników oceniony zupełnie nieźle. Sądzę, że taką opinię wyrażą studenci, którzy nie przywiązują większej wagi do teorii i nie zwracają uwagi na brak szczegółów matematycznych, lecz zadowolają się podawanymi wzorami i pragną na ich podstawie zrozumieć zachowanie się układów fizycznych. Podręcznik ocenią też pozytywnie osoby, które przeszły już kurs teorii cząstek i zawarty tu materiał potraktują jako repetytorium. Wtedy może się spodobać obfitość poruszanych zagadnień, niektóre specyficzne interpretacje wzorów oraz ich sposób „wyprowadzenia”, a może raczej zapamiętania, polegający na kojarzeniu różnych fizycznie układów opisywanych podobnymi wzorami matematycznymi. Przy takim spojrzeniu na podręcznik jego zaletą jest ujęcie fenomenologiczne i koncentrowanie się na podstawowych koncepcjach teoretycznych bez wdawania się w szczegóły matematyczne.

W porównaniu z treścią trzeciego wydania obecny podręcznik jest znacznie rozszerzony. Przedstawia wła-

ściwie wszystkie ważniejsze osiągnięcia fizyki cząstek elementarnych w ostatnich latach. Zajmuje się więc starym, statycznym modelem kwarków. Klasyfikuje znane oddziaływania, mówi o symetriach i zasadach zachowania. Podaje fenomenologiczny opis hadronów jako układów zbudowanych z kwarków. Przedstawia oddziaływanie leptonów i kwarków, w tym model partonowy. Dokładniej opisuje własności oddziaływań silnych (chromodynamika kwantowa), słabych (model Fermiego) oraz elektroślabych (model Glashowa, Weinberga i Salama). Przedstawiony jest Model Standardowy i krótko opisane wykraczające poza niego zjawiska, unifikacja oddziaływań, supersymetria, superstruny. Odrębny rozdział poświęcono znaczeniu fizyki cząstek w astrofizyce i kosmologii. Ostatni rozdział przedstawia ogólne metody doświadczalne, a więc sposoby przyspieszania i detekcji cząstek. Ponadto podręcznik zawiera pięć uzupełnień: własności kwarków, leptonów i bozonów przenoszących oddziaływanie; najważniejsze fakty z historii fizyki cząstek; dodawanie momentu pędu i współczynniki Clebscha–Gordana (C–G); tablicę niektórych funkcji sferycznych, funkcji d oraz współczynników C–G; normalizację przekrojów czynnych oraz szybkości rozpadu. Mamy też słowniczek najczęściej używanych nazw. Każdy rozdział zakończony jest zbiorem kilku zadań i problemów, które rozwiązane są skrótowo na końcu książki. Podana jest dość obszerna literatura i skorowidz. W podręczniku można znaleźć dużo więcej, niż wymaga się od studentów na wstępnym kursie fizyki cząstek. Ta skądinąd pozytywna cecha książki stała się zarazem źródłem jej kłopotów. Nie da się bowiem napisać dobrego dydaktycznie podręcznika o niewielkiej objętości, chcąc przekazać tak wiele.

Także dla lepiej zorientowanych czytelników podręcznik Perkinsa ma kilka wad. Od wydania angielskiego do wydania w języku polskim (2004) upłynęły cztery lata. W tym okresie w fizyce cząstek zaszły dalsze istotne zmiany. Tłumacz powinien był te zmiany zaznaczyć w przypisach. Tego, niestety, brakuje. Najistotniejsza taka zmiana to niezerowa masa neutrin, która w 2004 r. została już powszechnie zaakceptowana. Ponadto lepiej poznane zostały już także wartości wielu zmierzonych wielkości fizycznych lub ich ograniczenia. Podam tylko kilka z nich tytułem przykładu. Górne granice mas neutrin podane w tab. 1.4 były w 2004 r. już znacznie niższe, ograniczenie z góry na stosunek rozgałęzienia dla rozpadu mionu $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ podane na s. 24 wynosiło już wtedy $1,2 \cdot 10^{-11}$, górna granica masy fotonu była o prawie dwa rzędy wielkości niższa od podanej na rys. 1.7 i wynosiła w tym czasie $6 \cdot 10^{-17} \text{ eV}/c^2$, wartość anomalnego momentu magnetycznego elektronu $(g-2)/2$ była znana dokładniej niż podano na s. 43 i wynosiła $(1\,159\,652\,187 \pm 4) \cdot 10^{-12}$, a wielkość określającą liczbę zapachów (s. 60) w tym czasie przyjmowano za $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$.

Oprócz tych mankamentów, na które mógł zwrócić uwagę Tłumacz, mam jeszcze sporo uwag do samego Autora. Wymienię tu też tylko kilka zauważonych błędów lub złych sformułowań.

- Na s. 12 przy porównaniu rzędów wielkości czterech znanych oddziaływań jako egzemplifikacja oddziaływań silnych podana jest siła działająca między dwoma protonami. Z oczywistych względów lepiej odnieść ją do protonu i neutronu.
- Mówienie o liczbie fermionowej $+1$ oraz -1 dla fermionów (s. 17) nie jest możliwe dla cząstek Majorany, którymi najprawdopodobniej są neutrina.
- Autor pisze o prawo- i lewoskrętnych stanach leptonów posiadających masę, mając na myśli dwa stany własne operatora skrętności (s. 20). Tymczasem mówiąc o stanach prawych i lewych, mamy zazwyczaj na myśli dwa stany własne operatora chiralności, które dla cząstek o niezerowej masie nie pokrywają się ze stanami własnymi skrętności.
- Zdanie na s. 44 „Narzucenie takiego wymagania lokalnej niezmienniczości względem cechowania prowadzi do zachowania prądów ładunku elektrycznego” sugeruje, że do otrzymania zasad zachowania konieczna jest lokalna niezmienniczość. Tymczasem zasady te wynikają już z symetrii globalnej.
- W tab. 2.2 podana jest parzystość dla cząstek W^\pm oraz Z , o których wiemy, że nie mają określonej parzystości.
- Autor sugeruje, iż uogólnienie równania (2.19) uwzględniające spiny cząstek wymaga pomnożenia jego prawej strony przez czynnik g_f/g_i . Jest tak jednak tylko w przypadku, gdy oddziaływanie między cząstkami nie zależy od ustawienia ich spinów. Założenie o niezależności amplitudy od ustawienia spinów cząstek pojawia się też dalej, np. we wzorach (3.8a) i (3.8b).
- Całe rozważanie o operatorze inwersji przestrzennej P (s. 66) nie dotyczy fermionów Majorany. W tym wypadku $P^2 = -1$, a w konsekwencji wartości własne to $\pm i$.
- W tab. 3.1 we wzorach powinny pojawić się bezwzględne wartości ładunków, a nie same ładunki.
- Dwa kolejne zdania: „Izospin jest użyteczny, ponieważ jest liczbą kwantową zachowaną w oddziaływaniach silnych” oraz „Wynika stąd, że oddziaływania silne zależą od I , a nie tylko od I_3 ”, są wzajemnie sprzeczne. Drugie zdanie nie wynika z pierwszego, a poza tym jest nieprawdziwe.
- Zdarza się dość często, że pojawiają się wielkości niezdefiniowane albo zdefiniowane znacznie później. Na przykład na s. 124 pojawia się amplituda a_i , określona dopiero w połowie następnej strony. Na początku s. 144 wspomniana jest bez zdefiniowania asymetria przód–tył. Pod koniec s. 148 pisze się o symetrii skrzyżowania bez podania jej definicji. Źle się stało, że rozdział poświęcony metodom doświadczalnym został przesunięty na koniec podręcznika. W całym tekście Autor podaje opisy eksperymentów, używając przy tym wielu określeń, które są dość ogólnie omówione dopiero w rozdziale 11.
- W równ. (5.1) podana jest amplituda dla procesu kreacji pary $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Zupełnie nie wiadomo, dlaczego jej postać wynika z równania (2.6). Jest to poza

tym postacią przybliżoną, nieuwzględniającą spinów leptonów.

- Dość dowolnie stosowane są układy jednostek. Na początku (s. 4) Autor pisze, iż będzie stosować układ jednostek Heaviside'a–Lorentza, w którym $\hbar = c = 1$. Później (s. 198) powraca do zwykłego układu z $\hbar \neq 1$, $c \neq 1$.
- Na s. 206 i 207 wyraźnie pomyłona jest skrętność z chiralnością. Dla cząstek posiadających masę są to dwie różne wielkości fizyczne. Operatory $\frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ nie rzutują na stany z określoną skrętnością.
- Kolidują oznaczenia: parametr η w macierzy Wolfensteina (równ. (7.48)) nie jest parametrem η we wzorze (7.52).

Książka jest wydana dość starannie. Zauważyłem niewiele błędów drukarskich:

- s. 50 i 51: dwa rysunki mają ten sam numer;
- przed wzorem (7.56) powinno być: „Zgodnie z (7.53)”;
- s. 341¹⁷: powinno być „Ustawione kolejno po sobie kwadrupole”;
- s. 347: ma być „Akceleratory z tarczą stacjonarną”;
- s. 359¹¹: ma być „Jego działanie opiera się na zjawisku”.

I jeszcze jedna sprawa. W zapisie iloczynu skalarowego w przestrzeni Minkowskiego Autor stosuje konsekwentnie metrykę urojoną. Nie jest to wprawdzie błąd, ale bardzo rzadko stosowana konwencja, która utrudnia czytanie i zapamiętywanie wzorów.

Podsumowując, recenzowany podręcznik jest interesujący dla osób znających już podstawy fizyki cząstek elementarnych – doktorantów, wykładowców i pracowników naukowych. Faktycznie, zgodnie z informacją na okładce „Autor opiera wykład podstawowych koncepcji teoretycznych raczej na intuicji i analogiach, niż na ścisłych argumentach matematycznych”. Problem w tym, że większość studentów, dla których ten podręcznik jest przeznaczony, woli bardziej ścisłe ujęcie matematyczne. Dla nich będzie to podręcznik mało przydatny, z którego nie nauczą się takiej fizyki cząstek, jaką lubią. Nie radzę im rozpoczynać nauki, posługując się tą pozycją. Niestety, brak alternatywnych podręczników w języku polskim, które mógłbym polecić. W języku angielskim jest kilka dobrych podręczników, które powinny spełnić oczekiwania studentów nastawionych na bardziej teoretyczne aspekty fizyki cząstek. Wymienię tylko dwa godne polecenia podręczniki: *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* Francisa Halzena i Alana Martina (Wiley 1984) oraz *Introduction to Elementary Particles* Davida Griffithsa (Wiley 1987). Z drugiej strony sądzę, że podręcznik Perkinsa koniecznie powinien się znaleźć na półkach wszystkich doktorantów, wykładowców i pracowników naukowych. Będzie on stanowić dobrą podstawę repetytorium fizyki cząstek elementarnych np. dla doktorantów. Będzie też inspirować do przygotowywania interesujących i dobrych wykładów.

Marek Zrałek
Instytut Fizyki UŚI
Katowice

Podstawy fizyki dla politechnik

W. Bogusz, J. Garbarczyk, F. Krok: *Podstawy fizyki*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, wyd. III popr. i rozszerz., Warszawa 2005, s. 574.

Podstawy fizyki to już trzecie, nieco przeredagowane wydanie tej książki, przeznaczonej poprzednio przede wszystkim dla studentów I roku Wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej, a obecnie dla wyodrębnionego jakiś czas temu z tego wydziału nowego Wydziału Fizyki PW. Autorom przyświecała idea dostarczenia studentom możliwie zwięzłego podręcznika, obejmującego całość obowiązującego ich kursu fizyki. Nie było to zadanie łatwe, gdyż zakres kursu jest obszerny, a studenci I roku dopiero uczą się potrzebnego aparatu matematycznego. Wiele działań matematyki powstało dzięki inspiracji zagadnieniami fizyki, ale gdy już powstały, stanowią piękne, zamknięte systemy, które do istnienia i dalszego rozwoju nie potrzebują już fizyki, choć fizyka do ścisłego opisu otaczającego nas świata nie może się obyć bez matematyki. Interesujący opis związków między fizyką i matematyką przedstawiają Autorzy na s. 20 swej książki. Niezupełnie się zgadzam z tym schematem, który gloryfikuje intuicję, a zaniedbuje wynik odpowiednio zaplanowanych doświadczeń, ale proponowany schemat jest interesujący. Intuicja jest zresztą istotna w każdej pracy twórczej, a więc także i w badaniach fizycznych.

Ustaliliśmy już, że matematyka jest niezbędna do właściwego fizycznego opisu świata. Cóż więc ma zrobić wykładowca fizyki, gdy słuchaczem jest bardzo słabo przygotowany z matematyki student I roku? Idealnym rozwiązaniem byłoby przesunięcie w czasie kursu fizyki, tak by student zdołał przerobić przed tym wykładem przynajmniej krótkie kursy analizy matematycznej, algebry i geometrii analitycznej. Kursy te mogłyby być krótkie, ale prowadzone przez matematyków. Wtedy wykładowca fizyki musiałby ewentualnie wprowadzać jedynie małe uzupełnienia matematyczne (operatory itp.), ale podstawy matematyki miałby już „z głowy”. Pozwoliłoby mu to skoncentrować się na fizycznej stronie omawianych problemów i na ich interpretacji. Jest to, niestety, jedynie nierealne marzenie, gdyż tradycyjnie kurs fizyki startuje z początkiem I roku studiów. W tej sytuacji pozostają następujące możliwości: 1) wprowadzić na początku kursu krótki wstęp matematyczny z najkonieczniejszymi informacjami o stosowanych procedurach, 2) podawać konieczne informacje matematyczne w poszczególnych rozdziałach pomiędzy rozważaniami fizycznymi, 3) tak ułożyć kurs, aby w początkowych rozdziałach nie było potrzebne zbyt wiele matematyki, i czekać, aż w trakcie kursu student zdoła dzięki wysłuchaniu równoległych wykładów z matematyki. Autorzy teoretycznie wybrali trzecią opcję, ale w praktyce musieli jednak stosować mieszane podejście 1–3. Już w podrozdziale 1.2 poświęconym wielkościom fizycznym Autorzy

podają definicje iloczynu skalarnego i iloczynu wektorowego, a w p. 6.5 wprowadzają operatory.

Jak wspomniałam, książka powstała na podstawie wykładów prowadzonych na PW dla kierunku fizyki technicznej i matematyki stosowanej. Wykład fizyki dla I roku na tym kierunku obejmuje nie tylko tzw. fizykę doświadczalną (FD), ale i wstęp do tego, co jest tradycyjnie zwane fizyką teoretyczną (FT).

Natomiast na uniwersytetach studenci kierunku fizyka poza obszernym kursem FD zapoznają się z wieloma działami FT, wykładanymi zwykle przez różnych profesorów. Ta uniwersytecka FD (przykładem podręcznika tak wykładanej fizyki może być wielotomowa *Fizyka doświadczalna* Szczepana Szczeniowskiego) zawiera więcej opisów doświadczeń, lecz mniej teorii niż recenzowane *Podstawy fizyki*. Wykładane na uniwersytetach niezależnie od FD poszczególne działy teoretyczne opierają się na różnych podejściach, zależnie od gustów wykładowców. Uczy to co prawda słuchacza samodzielności, ale bywa trudne. W takiej sytuacji *Podstawy* mogą być pomocne w uniwersyteckich studiach fizyki, gdyż podają konsekwentny, krótki kurs zawierający zręby teorii. Tak więc można tę książkę polecić jako pozycję pomocniczą również studentom fizyki na uniwersytetach.

Drugą fundamentalną decyzją autorów każdego akademickiego podręcznika fizyki jest podejście do fizyki kwantowej i teorii względności. Jedną z możliwości, przeważnie stosowaną, jest rozpoczęcie książki od opisu świata znanego nam z życia codziennego. Opis ten zdeterminowany jest naszą skalą wymiarową, naszymi zmysłami i prędkościami, w których obrębie się zwykle poruszamy. Jest to tzw. fizyka klasyczna, oczywiście nierelatywistyczna, będąca właściwie pewnym przybliżeniem prawdziwego, ogólniejszego opisu świata do warunków zdeterminowanych naszymi codziennymi obserwacjami, dzięki czemu jest to podejście dla młodych adeptów łatwiejsze. Resztę fizyki podaje się wtedy jako tzw. fizykę współczesną. Takie podejście ma w polskiej podręcznikowej literaturze długą tradycję. W ten sposób napisany jest np. bardzo dobry podręcznik Jerzego Massalskiego *Fizyka dla inżynierów* (Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa, cz. I: Fizyka klasyczna, 1971, cz. II: Fizyka współczesna, 1975). Podręcznik ten zawiera w części I dość obszerny wstęp matematyczny (elementy analizy matematycznej, liczby zespolone, analizę wektorową, tensory). Pozwoliło to autorowi skorzystać z wielu formalizmów matematycznych bez mieszania w dalszym tekście matematycznych rozważań i wyprowadzeń z fizyką. W tej samej części książki mamy obszerne omówienie mechaniki, ciepła, elektryczności i optyki. Jest tu również omówiona teoria względności oraz równowaga masy i energii – zagadnienia te z jakichś powodów nie dostały zaliczenia do fizyki współczesnej. W części II omówiono fizykę atomową, fizykę ciała stałego i fizykę jądrową. Nie zapomniano oczywiście o statystykach klasycznych i kwantowych. Wypisuję tak szczegółowo zawartość obu tomów podręcznika Massalskiego, aby pokazać, że podział na fizykę klasyczną i współcze-

sną jest zawsze nieco dowolny i sztuczny, tym bardziej że ta tzw. fizyka współczesna w dużej swej części jest już nieco wiekowa...

To, co umownie zwane jest fizyką klasyczną, w omawianych *Podstawach* zawarte jest w dziewięciu rozdziałach na ok. 350 stronach, podczas gdy teoria względności i fizyka kwantowa łącznie z fizyką jądrową i fizyką ciała stałego to rozdziały od 10 do 15 włącznie (razem ok. 220 stron). Dobrym pomysłem Autorów jest omówienie wprawdzie doświadczalnych podstaw zjawisk kwantowych (w rozdz. 11 – Kwanty, w rozdz. 12 – Budowa atomu), a dopiero później wprowadzenie pewnych elementów mechaniki kwantowej (rozdz. 13), zmieszanych zresztą również z opisem niektórych doświadczeń podstawowych dla właściwego kwantowego opisu materii. Dwa ostatnie rozdziały, 14 i 15, poświęcone są fizyce ciała stałego i fizyce jądrowej.

Autorzy wyraźnie nie lubią spektroskopii. Wprawdzie przy omawianiu atomu musieli wspomnieć o liniach widmowych, ale słowo „pryzmat” pojawia się raz (s. 396), a o spektrofotometrze jest jedyna następująca informacja (s. 385): „spektrometr, przyrząd mierzący natężenie w funkcji długości fali”. W dobie, gdy spektroskopia absorpcyjna i spektroskopia emisyjna są potężnymi narzędziami, szeroko stosowanymi w technologii materiałów, biotechnologii itp., nie jest to zbyt wiele, tym bardziej że wkład polskich fizyków do badań luminescencji jest znaczny. Co prawda rozszczepienie światła w pryzmacie jest omawiane w szkole średniej, ale przecież i prawo Boyle’a–Mariotte’a też jest tam pracowicie przerabiane, a jednak Autorzy o nim piszą. Nie ma też w książce nic o laserach barwnikowych, pompowaniu optycznym w takich układach itp. Dobrze, że jest chociaż laser półprzewodnikowy (s. 471–72).

Dobrze również, że jest podany na końcu książki spis lektur uzupełniających. Wydaje się, że przydałyby się też, np. na końcu książki, choćby krótkie dane o uczonych, których nazwiska są wspomniane w tekście. Te dane nie byłyby oczywiście do nauczenia się na pamięć, a tylko dla informacji. Wkład Polaków do fizyki jest skromny, ale jednak istnieje. Dobrze, że są podkreślone zasługi Mariana Smoluchowskiego (s. 148). Maria Skłodowska-Curie mogłaby też być wspomniana. Inne nacje dbają przecież o reklamę swoich uczonych.

Dużą zasługą Autorów jest opisanie w jednym tomie, w stosunkowo nieznacznej objętości, wielu istotnych działów fizyki. Było to trudne zadanie i jego realizacja pociągnęła za sobą pewne usterki. Wskutek dążenia do zwięzłości książki trudno się ją czyta, trudno ją porównać np. z *Feynmana wykładami z fizyki*, które czyta się z przyjemnością i które mogą zachęcić czytelnika do dalszych studiów. Książka nie jest też napisana piękną polszczyzną. Niektóre zdania, pewno w dążeniu do zwięzłości, są niezgrabne lub niecisłe, np. „Od czasu, gdy de Broglie sformułował swą hipotezę (1924 r.) wiemy, że cząstki należy traktować jako fale” (s. 420). Po pierwsze – nie tylko jako fale, po drugie – gdyby ta hipoteza nie była poparta doświadczeniami, to pozostałaby tylko hipotezą

i nie mogłaby stać się częścią wiedzy. Takich niezgrabnych zdań jest sporo. Nie będę ich wypisywać, bo Autorzy przy starannym przeczytaniu tekstu na pewno sami je znajdą i wyeliminują w następnym wydaniu książki.

Książka robi wrażenie wydrukowanego skryptu do kursów prowadzonych przez konkretnych wykładowców. Słuchacz wyposażony w taką książkę może spokojnie podążać za tokiem rozumowania wykładowcy, nie trapiąc się kopiowaniem pisanych na tablicy lub, co jest coraz popularniejsze, wyświetlanych na ekranie wzorów i schematów. Wystarczy, że będzie notował swoje wątpliwości, które może potem rozwiązać za pomocą przemyślenia lub dodatkowych lektur. Tego typu książki są niezwykle pomocne słuchaczom wykładów ich autorów, lecz są nieco nużące dla innych studentów, pozbawionych żywego słowa i obserwacji opisanych w książce pokazów.

Książka ilustrowana jest dość niedbałymi schematami, ułatwiającymi wprawdzie zrozumienie tekstu, ale bez czytania tekstu mało zrozumiałymi. Oznaczeń na rysunkach nie da się zrozumieć bez starannego przeczytania odpowiedniego akapitu tekstu, a podpisy pod rycinami bywają zgoła dziwaczne lub nawet niejednoznaczne;

np. „Zastosowanie prawa Gaussa do (obliczania natężenia pola elektrycznego) naładowanej kuli przewodzącej” (rys. 6.15) lub „Schemat układu do analizy widmowej przebiegów okresowych” (rys. 9.14). Z tekstu można oczywiście się dowiedzieć, o co Autorom chodzi i co te schematy przedstawiają.

W podsumowaniu pragnę stwierdzić, że:

1) książka jest przeznaczona przede wszystkim dla studentów kierunku Fizyka techniczna na politechnikach, gdyż jest dostosowana do programów wykładów fizyki prowadzonych na tym kierunku;

2) może być jednak również z pożytkiem używana jako książka pomocnicza przez studentów uniwersyteckich kierunków Fizyka lub Chemia;

3) powinniśmy być wdzięczni Autorom za podjęcie się trudu opracowania tego podręcznika, który, pomimo pewnych usterek redakcyjnych, z pewnością ułatwi naszym studentom zgłębianie zagadnień fizycznych.

Danuta Frąckowiak
Instytut Fizyki
Politechnika Poznańska



Oddział Warszawski

(dokończenie ze strony 26)

z tego liceum reprezentowała nasz kraj również na XVIII MTMF w Szwajcarii. Organizacja TMF była możliwa dzięki finansowemu wsparciu przez Biuro Prezydenta Warszawy, IF PAN, Fundację J&S Pro Bono Poloniae, Fundację Bankową im. L. Kronenberga, Ministerstwo Edukacji Narodowej i Sportu, Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, Instytut Badań Strukturalnych i Niskich Temperatur PAN oraz Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchrotronowego, a także – w niewielkim stopniu – przez Oddział.

- Na swych posiedzeniach Zarząd wielokrotnie dyskutował kwestię jakości szkolnych podręczników do fizyki i innych przedmiotów ścisłych. W celu umożliwienia wymiany informacji o nich rozwijano internetowy katalog podręczników „Kopernik” (organizator: Stanisław Głazek). Zawiera on obecnie kilkaset pozycji z fizyki, astronomii, chemii, matematyki i na bieżąco umożliwia umieszczanie nowych pozycji oraz ich recenzji. Książki są punktowane w skali 1–6.

Kilka wspianiałych imprez zorganizował Jan Grabski: sylwestrowe Bale u Fizyków na WF PW (w tym bal inauguracyjny obchody Światowego Roku Fizyki 2005), rejs „Fizyka pod żaglami” oraz „Jak to działa – Supermarket” (impreza przygotowana przy współudziale członków Koła Naukowego Fizyków działającego na WF PW).

Dzięki inicjatywie Jacka Baranowskiego Zarząd pozyskał fundusze na realizację wielu przedsięwzięć i zadań statutowych, m.in. uzyskał nowego sponsora – Naukową i Akademicką Sieć Komputerową.

23 czerwca 2005 r. odbyło się Walne Zebranie Sprawozdawczo-Wyborcze Oddziału. Dyskutowano na nim o sposobach podnoszenia poziomu nauczania fizyki w szkołach w związku z wprowadzaną reformą szkolnictwa, o popularyzacji fizyki, intensyfikacji działań w celu pozyskania funduszy na działalność statutową oraz trudnościach ze ściąganiem składek członkowskich. Aktualna liczba członków Oddziału wynosi 341, w tym 34 przyjętych w omawianej kadencji.

Obecny Zarząd ukonstytuował się na zebraniu dnia 11 września 2005 r. w składzie: Jerzy Garbarczyk – przewodniczący, Andrzej Wysmołek – wiceprzewodniczący, Tadeusz Stacewicz – sekretarz, Piotr Jaśkiewicz – skarbnik, Jan Grabski, Mirosław Karpierz, Zbigniew Kaszkur, Aleksandra Miłosz, Andrzej Nadolny i Maria Rowińska – członkowie. W skład Komisji Rewizyjnej weszli: Janusz Rybiński jako przewodniczący oraz Radosław Przeniośło i Jerzy Szonert.

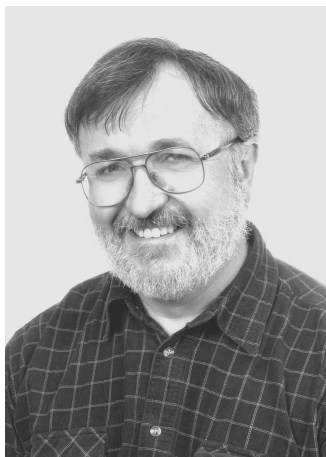
Zarząd w kadencji 2003–05 wiele uwagi poświęcał też organizacji obchodów ŚRF 2005 oraz przygotowaniom i organizacji obrad XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich (sprawozdanie z jego przebiegu ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów* – red.).

Aleksandra Miłosz

■ Rafał Kozubski

Urodził się w 1955 r. w Cieszynie. Studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim (specjalność: fizyka ciała stałego) ukończył w Wigilię Bożego Narodzenia, 24 grudnia 1977 r. (data zapisana w dyplomie). Jego praca magisterska dotyczyła modelowania przemian porządek–nieporządek w stopach Heuslera. Tematyce tych stopów, ale w aspekcie stabilności faz i procesów rozpadu, poświęcona była też jego praca doktorska przygotowana w Instytucie Fizyki UJ i obroniona w 1984 r. (promotor doc. dr hab. Jacek Sołtys). Habilitował się na UJ (1997), a tytuł naukowy otrzymał 10 października 2005 r.

Przełomowym okresem w jego pracy naukowej był roczny pobyt (1987/88) w Instytucie Fizyki i Chemii Materiałów CNRS/ULP w Strasburgu w ramach stypendium rządu francuskiego, gdzie włączył się w badania kinetyki porządkowania atomowego w bardzo wtedy modnych tzw. superstopach. Po powrocie do kraju rozwinął tę tematykę badawczą, ukierunkowując ją na problemy migracji atomów w strukturach uporządkowanych. Badania prowadził we współpracy z ośrodkami krajowymi (Kraków, Warszawa) i zagranicznymi (Strasburg, Zurych, Wiedeń). Na Uniwersytecie Wiedeńskim spędził 2 lata (1993–95) jako laureat Stypendium im. Lise Meitner.



W IF UJ zorganizował grupę specjalizującą się w doświadczalnych i symulacyjnych badaniach kinetyki procesów związanych z migracją atomów w uporządkowanych kryształach w warunkach niestacjonarnych. Rozwijając badania interdyscyplinarne, był kierownikiem i wykonawcą projektów badawczych z dziedziny inżynierii materiałowej.

Oprócz pracy naukowej ma dwie pasje: turystykę górską oraz muzykę poważną, zwłaszcza fortepianową (jego matka jest pianistką). Jest żonaty, jego córka Justyna jest obecnie studentką politologii.

Stan poczucia równowagi, jakim się cieszy, wypytała z głębokiego przekonania, że świat materialny, który dostarcza mu motywów do pasjonujących badań, stanowi tylko część rzeczywistości, w której istnieje.

■ Ryszard Horodecki

Urodził się w 1943 r. w Kowlu na Wołyniu. Jego droga do fizyki, w szczególności do kwantowej teorii informacji, nie była standardowa. Studia ukończył w 1967 r. na Politechnice Gdańskiej z dyplomem magistra inżyniera elektroniki (specjalność: fizyka techniczna). Na wybór jego dalszej drogi życiowej duży wpływ miał prof. Włodzimierz Mościcki, u którego napisał pracę dyplomową. W tym samym roku uzyskał asystenturę w Zakładzie Fizyki Teoretycznej Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Gdańsku. Pracując pod kierunkiem prof. Jana Fiutaka, późniejszego promotora pracy doktorskiej, nad teorią kształtu linii widm molekularnych, jednocześnie pogłębiał wiedzę z zakresu fizyki matematycznej. Duże znaczenie miał w tym zakresie staż naukowy w Toruniu, gdzie terminował u prof. Romana S. Ingardena.



Po doktoracie (1976) skierował swoje zainteresowania ku podstawom mechaniki kwantowej. W serii prac zaproponował nieliniowe uogólnienie modelu fali-pilota de Broglie'a.

Na początku lat 90. jeszcze raz zmienił tematykę. Rozpoczął intensywne badania w nowo powstałej dziedzinie informacji kwantowej. Wkrótce utworzył wraz z synami zespół, który osiągnął ważne rezultaty. Należy tu wymienić pionierskie badania w teorii kwantowego splątania i kwantowej komunikacji, m.in. odkrycie związku między dodatnimi odwzorowaniami i separowalnością stanów kwantowych, odkrycie szczególnego typu korelacji kwantowych – tzw. splątania związanego, podanie wraz z prof. Jozsą schematu uniwersalnej kompresji informacji kwantowej, a także odkrycie powszechnie stosowanej metody „detekcji” splątania za pomocą tzw. świadków splątania. Począwszy od 1999 r. kieruje projektami badawczymi w ramach programów UE, współpracując z czołowymi ośrodkami naukowymi. Tytuł naukowy otrzymał 18 stycznia 2005 r.

Czas wolny poświęca poezji. W 2003 r. wydał tom poezji *Sum ergo cogito*, gdzie wprowadził Pana Sum – postać komplementarną do herbertowskiego Pana Cogito.

■ Piotr Żenczykowski

Urodził się w 1950 r. w Poznaniu. Studia fizyki teoretycznej ukończył w roku 1973 na Uniwersytecie Jagiellońskim, gdzie następnie uzyskał w 1977 r. stopień doktora (promotor prof. Andrzej Białas). W tym samym roku rozpoczął pracę w Zakładzie Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Habilitował się w roku 1986, a tytuł naukowy otrzymał 10 października 2005 r.

Po doktoracie odbył dwa półroczne staże, w Institut de Physique Nucléaire w Orsay oraz Rutherford Laboratory w Chilton. W latach 1986–91 pracował i wykładał na University of Guelph w Kanadzie.

Jego zainteresowania badawcze dotyczą teorii i fenomenologii cząstek elementarnych. W rozprawie doktorskiej oraz pracach prowadzonych do końca lat 80. zajmował się wpływem warunku unitarności na niskoenergetyczne własności barionów.

W Kanadzie zainteresował się oddziaływaniami słabymi, a konkretnie słabymi radiacyjnymi rozpadami hiperonów, które od lat 60. stanowiły zagadkę. Problemem były tu istotne niezgodności teoretyczne między podejściem hadronowym a kwarkowym oraz ich związek z wynikami doświadczeń. Po latach pracy zidentyfikował przyczyny pojawiających się niezgodności oraz podał poprawny opis omawianych rozpadów, wyjaśniający też bez dodatkowych założeń inny, jeszcze starszy problem dotyczący nieleptonowych rozpadów hiperonów.

Obecnie zajmuje się rozpadami mezonów B i naruszeniem symetrii kombinowanej CP. Interesuje się również podstawami fizyki i związanymi z nimi zagadnieniami filozoficznymi.



W latach 2000–02 był członkiem rady redakcyjnej amerykańskiego czasopisma *Comments on Nuclear and Particle Physics*. Od 2002 r. zasiada w Radzie Międzynarodowego Studium Doktoranckiego IFJ PAN, a od roku 2004 – w Radzie Naukowej IFJ. Był też ilustratorem polskiego wydania popularnonaukowej książki W.S. Baraszenkova *Wszechświat w elektronie* (1998).

Jest żonaty od 28 lat (żona jest tłumaczem w Parlamencie Europejskim w Luksemburgu). Ich córka jest studentką, a syn doktorantem informatyki na UJ. Relaksuje się, pracując w ogrodzie.

■ Helena Białkowska

Urodziła się w 1940 r. w Krakowie. Studiowała na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i w roku 1963 uzyskała tam magisterium. W latach 1963–81 pracowała na Wydziale Fizyki UW, a od 1981 r. – w Instytucie Badań (obecnie Problemów) Jądrowych. W roku 1968 uzyskała doktorat na Wydziale Fizyki UW (promotor prof. Marian Danysz), habilitowała się w roku 1994, a tytuł naukowy otrzymała 29 sierpnia 2005 r.



Zajmuje się oddziaływaniami cząstek elementarnych wysokiej energii oraz oddziaływaniami relatywistycznych jonów. Jej początkowe prace dotyczyły produkcji cząstek, zwłaszcza dziwnych, w zderzeniach hadronów wysokiej energii. Później rozszerzyła swe zainteresowania na zderzenia relatywistycznych jonów, badane obecnie przy użyciu wiązek z akceleratora SPS w CERN-ie. Tej tematyce zamierza się poświęcić w planowaniu przyszłych eksperymentów przy akceleratorze LHC.

Odbyła staże zagraniczne w CERN-ie (1968–69), na Uniwersytecie Paris VI (1973) oraz powtórnie w CERN-ie (1998–99), wielokrotnie przebywała też krótko w ZIBJ w Dubnej. Opiekowała się 7 pracami magisterskimi. Wypromowała jedną doktorantkę, a obecnie kieruje pracą następnego doktoranta.

Jest wiceprzewodniczącą Rady Naukowej i kierownikiem Zakładu Fizyki Wysokich Energii IPJ. W ostatniej kadencji pełniła funkcję sekretarza generalnego PTF. Przez dwie kadencje (2000–04) była członkiem Komitetu Akceleratora SPS w CERN-ie, który opiniuje wszystkie prowadzone tam eksperymenty. Pełni funkcję eksperta w V, a obecnie VI Programie Ramowym Unii Europejskiej, recenzując wnioski o granty z fizyki.

Od 1989 r. redaguje pismo komputerowe *Donosy* – codzienny serwis wiadomości dla Polaków (obecnie około 5 tys. prenumeratorów, nie licząc czytelników w sieci).

Wdowa po Grzegorzcu Białkowskim (z domu Piotrowska), matka Weroniki (astronom) i Aleksandra (archiwista), babka Klary.

„Umiarkowana” feministka: walczy o szeroko pojętą zasadę „równe szanse wyboru kariery i równa płaca za równą pracę” oraz stara się zwalczać stereotypy cywilizacyjne w tej dziedzinie.

Złoty jubileusz Instytutu Fizyki Jądrowej

W dniach 17 i 18 października 2005 r. Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego obchodził swoje 50-lecie. Uroczystości zaczęły się mszą dziękczynną odprawioną przez biskupa Tadeusza Piersonka w kościele parafialnym w Bronowicach.

Na sesji jubileuszowej w auli IFJ profesorowie Andrzej Hrynkiewicz, Andrzej Budzanowski i Marek Jeżabek, dyrektorzy IFJ w różnych okresach, mówili o tym, jak wyglądało wczoraj i dziś Instytutu. Temat badawczy wybrany spośród aktualnie prowadzonych w Instytucie jako najciekawszy został przedstawiony w wykładzie doc. Marii Różańskiej.



Fronton bronowickiego Instytutu (fot. Piotr Zieliński)

Wieczorem tego dnia w Filharmonii Krakowskiej wojewoda krakowski Jerzy Adamik i wiceprezes PAN Janusz Lipkowski dokonali uroczystego wręczenia odznaczeń państwowych zasłużonym pracownikom Instytutu. Wielki Krzyż Orderu Odrodzenia Polski otrzymał prof. Andrzej Hrynkiewicz, Krzyże Komandorskie OOP – profesorowie Andrzej Budzanowski, Wiesław Czyż i Jerzy Janik, a Krzyż Oficerski OOP – prof. Jacek Hennel. Ponadto wręczono Krzyże Kawalerskie OOP oraz złote, srebrne i brązowe Krzyże Zasługi. Podczas przerwy jubileuszowi goście, pracownicy i ich rodziny przy lampce wina wspominali w kularach lata przepracowane w Instytucie. W dalszej części wieczoru zebrani wysłuchali koncertu w wykonaniu Capelli Craoviensis pod dyrekcją Stanisława Gałońskiego.

Drugi dzień uroczystości przeznaczony był w całości na sesję naukową z referatami o najbardziej spektakularnych badaniach naukowych uprawianych w Instytucie w ciągu 50 lat jego istnienia. A że było się czym pochwalić, liczba referatów wynosiła aż 17; tyle prac uznano za wielkie osiągnięcia.

Z inicjatywy seniora Instytutu, prof. Andrzeja Hrynkiewicza, powstała książka jubileuszowa. Jej au-

torami są pracownicy Instytutu. Opisują oni życie naukowe i działalność tego największego w Polsce instytutu badawczego. Wspominają od początku losy swoich badań naukowych, coraz to nowe podejmowane i rozwiązywane problemy. Piszą o budowaniu aparatury w Bronowicach, o ambitnych eksperymentach wykonywanych na własnych urządzeniach badawczych, o publikacjach zamieszczanych w najbardziej prestiżowych czasopismach, o ich cytowaniach. Piszą o wyjazdach do znanych ośrodków naukowych w Europie, Ameryce i Japonii, gdzie zdobywali wiedzę i doświadczenie, gdzie nawiązywali wielkie współpracy międzynarodowe. Piszą o wszystkim, co dało im ogromną satysfakcję i szacunek w Polsce oraz za granicą. Książka ma charakter autorskich relacji, podaje, kto, kiedy i czym się zajmował. Zawiera wspomnienia sytuacji zabawnych i anegdoty o konkretnych ludziach oraz bardzo dużo znakomitych fotografii. Została wydana przez wydawnictwo PAU i ma prawie 700 stron.

Pamiętką Jubileuszu będzie wybity z tej okazji medal, zaprojektowany, w darze dla Instytutu, przez profesora Bronisława Chromego.

Goście Jubileuszu

Na ręce dyrektora Instytutu, prof. Marka Jeżabka, nadeszło kilkadziesiąt listów z gratulacjami i życzeniami na przyszłość od władz szczebla krajowego i wojewódzkiego, od dyrektorów ośrodków naukowych, z którymi Instytut współpracuje, od rektorów zaprzyjaźnionych wyższych uczelni. Będą one stanowić cenną pamiątkę i świadczyć o powszechnym uznaniu, jakim cieszy się Instytut.

Ci, którzy osobiście uczestniczyli w uroczystościach, stworzyli wyjątkowy nastrój i szczególnie serdeczną, rodzinną atmosferę. Rektor UJ, prof. Karol Musioł, powiedział, że Uniwersytet jest równocześnie matką i ojcem Instytutu.

Rodzinną atmosferę podkreślał udział w uroczystościach córki i dwóch synów prof. Henryka Niewodniczańskiego, założyciela i patrona Instytutu.

– Okres tworzenia Instytutu to część mojego życia – wspominał w kularach dr Tomasz Niewodniczański. – Teraz młodzież nie zdaje sobie sprawy, jak trudne i ponure były czasy komunizmu, a jednak Ojciec potrafił tak jakoś wymanewrować, żeby Instytut powstał. Ja przeżywałem te chwile, gdy go zakładał, to była sprawa rodzinna. . . Oczywiście studiowaliśmy fizykę, brat geofizykę. Ale nikt z nas nigdy nie pracował w tym Instytucie, co również świadczy o wielkości Ojca.

– Ojciec niewątpliwie by się cieszył – powiedział prof. Jerzy Niewodniczański – że jeszcze tylu ludzi pamięta go tak dobrze, że narodziły się tak liczne pokole-

nia wypromowanych przez niego doktorów. Ja jestem równocześnie rodzonym synem i naukowym wnukiem Ojca. Natomiast martwiłby Ojca brak w Instytucie jakiegось wielkiego urzędzenia badawczego. Nie powinno tak być, żeby taki Instytut jak ten miał najbliższe wielkie urzędzenia 1500 km stąd, w Darmstademie, Genewie czy Strasburgu. Gdyby Ojciec żył, na pewno by jakiś wielki akcelerator tu wybudował...

– Przyjechałam tu, bo Instytut jest owocem pracy mego Ojca, jest symbolem jego zrealizowanych marzeń. I wiesz, tu jeszcze trochę słycać, jak bije jego serce – wyznała mi dr Justyna Blinowska, córka Profesora.

Czym jest IFJ?

Jest największym i jednym z najstarszych spośród 79 instytutów naukowo-badawczych zgrupowanych w Polskiej Akademii Nauk. Zatrudnia ponad 450 osób. Jego kadre naukową stanowi 36 profesorów, 26 docentów, 120 adiunktów. Instytut prowadzi badania głównie w zakresie badań podstawowych: fizyki cząstek i astrofizyki, fizyki jądrowej, w tym mechanizmów reakcji jądrowych, fizyki materii skondensowanej oraz w pewnych interdyscyplinarnych obszarach zastosowań, jak fizyka promieniowania i fizyka środowiska, fizyka medyczna, dozymetria, geofizyka jądrowa, radiochemia, biologia środowiskowa i inżynieria materiałowa. Otrzymane wyniki badań są publikowane w recenzowanych czasopismach naukowych o zasięgu światowym oraz popularyzowane w mediach.

Instytut organizuje naukowe zjazdy, konferencje, sympozja, warsztaty itp., ściśle współpracuje z ponad 30 wielkimi ośrodkami fizyki na całym świecie, wysyłając tam swoich pracowników na stypendia czy kontrakty badawcze. W ten sposób uczestniczy w najnowszych i najambitniejszych eksperymentach w zakresie uprawianych dyscyplin. Pracownicy Instytutu budują aparaturę do tych eksperymentów, opracowują programy komputerowe, przygotowują pomiary. Niekiedy uczestniczą w gremiach decyzyjnych międzynarodowych ośrodków badawczych i koordynują wielkie projekty badawcze, skupiające instytuty z kilku krajów.

Instytut prowadzi Międzynarodowe Studium Doktoranckie, w którym kształcą się obecnie ponad 50 doktorantów. Podnosi kwalifikacje uczonych i specjalistów, nadaje stopnie i tytuły naukowe. Współpracuje z narodowymi i lokalnymi władzami przez dostarczanie im ekspertyz w zakresie tematów badawczych Instytutu, szczególnie dotyczących ochrony przed promieniowaniem.

Od 11 lat, początkowo co roku, a ostatnio co dwa lata, IFJ organizuje imprezę pod nazwą „Dzień Otwarty”, mającą na celu promocję fizyki wśród jak najszerszych rzesz społeczeństwa Krakowa. Przyjmuje też w ciągu roku zorganizowane grupy szkolne lub studenckie, udostępniając swoje laboratoria zainteresowanej młodzieży. Daje to już pewne sprzężenie zwrotne: uczestnicy tych wizyt po studiach przychodzą do pracy w Instytucie.

Zarządzanie IFJ

W pierwszych latach istnienia Instytut podlegał pełnomocnikowi rządu ds. pokojowego wykorzystania energii jądrowej. W roku 1982 przejęła go Państwowa Agencja Atomistyki, a w 2001 r. – Ministerstwo Gospodarki. W roku 2003 Instytut dołączył do struktur Polskiej Akademii Nauk.

W 1988 r. nadano Instytutowi imię jego założyciela i pierwszego dyrektora – Henryka Niewodniczańskiego. Musiało upłynąć aż 20 lat od śmierci Profesora, aby PRL-owskie władze zgodziły się na ten patronat.

Kolejni dyrektorzy Instytutu to profesorowie: Henryk Niewodniczański (1955–68), Andrzej Hryniewicz (1968–76), Zbigniew Bochnacki (1976–90), Andrzej Budzanowski (1990–2004), a ostatnio Marek Jeżabek.



Profesorowie Andrzej Hryniewicz i Andrzej Budzanowski udekorowani odznaczeniami państwowymi (fot. Anna Nowak)

Rada Naukowa Instytutu składa się z 40 członków wybranych spośród załogi oraz 4 członków z innych polskich instytutów lub uniwersytetów.

A jak to się zaczęło?

IFJ powstał w 1955 r. dzięki inicjatywie i staraniom Henryka Niewodniczańskiego, który był jego założycielem i pierwszym dyrektorem. Profesor wyszukał teren pod budowę i w trudnym okresie powojennym wystarał się o państwowe środki finansowe, by ją zrealizować. Talent Profesora, jego doświadczenie i niezwykła osobowość ściągnęły do Instytutu wielu młodych, zdolnych entuzjastów fizyki, przeważnie absolwentów UJ, także pracowników Instytutu Fizyki UJ. Znaleźli tam serdeczną atmosferę, podsycającą zapał do pracy badawczej, i ogromne możliwości rozwoju naukowego.

Bazę aparaturową Instytutu stanowił wówczas radziecki cyklotron U-120, zbudowany w 1958 r. Przyspieszał on deuterony do maksymalnej energii wiązki równej 14,5 MeV, a cząstki α do energii 29 MeV. Mały cyklotron C-48, zbudowany jeszcze na UJ przez krakowskich fizyków, służył wiele lat w IFJ do analiz materiałowych metodą PIXE oraz RBS.

Kolejne dziesięciolecia

W celu zbadania poziomów wzbudzonych izotopów neutronodeficytowych uzyskanych z cyklotronu o energii 660 MeV w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, w latach 60. zbudowano w IFJ wiele typów magnetycznych spektrometrów β . Stanowiły one narzędzia pracy grupy fizyków zajmujących się spektroskopią jądrową.

Równolegle prowadzono badania polaryzacji spinów neutronów i protonów emitowanych w deuteronowej reakcji zdzierania, stanowiące początek działalności naukowej zakładu mechanizmu reakcji jądrowych.

Również w latach 60. rozpoczęto badania materii skondensowanej przy użyciu wiązki neutronów z reaktora jądrowego w Kjeller w Norwegii. Metoda rozpraszania neutronów stała się jednym z ważniejszych narzędzi badania struktury, dynamiki i różnych faz kryształów molekularnych.

Fizycy z UJ, którzy jako pierwsi Polacy zaobserwowali sygnał magnetycznego rezonansu jądrowego, w latach 60. zbudowali w IFJ dobrze wyposażone laboratorium NMR. Badania doświadczalne zaczęli stopniowo wspomagać nieliczni teoretycy, tworząc załóżek zakładu fizyki teoretycznej.

W ślad za fizykami z Gray Laboratory (Hamersmith, Wlk. Brytania) fizycy z IFJ zainteresowali się zastosowaniem medycznym cząstek przyspieszanych w cyklotronie. W wiązkę szybkich neutronów produkowaną w tarczy berylowej przez deuterony przyspieszane w cyklotronie U-120 do energii 13,5 MeV wykorzystuje się do terapii nowotworów zlokalizowanych niezbyt głęboko w organizmie człowieka. W ciągu 10 lat leczenia w IFJ poddało się – z sukcesem – ok. 500 pacjentów Centrum Onkologii w Krakowie.

Wykorzystując zjawisko termoluminescencji zachodzące w aktywowanym fluorku litu, rozwinięto oryginalną technologię produkcji termoluminescencyjnych detektorów promieniowania jądrowego (TLD). Metoda ta została opatentowana, a w następnych latach znacznie rozwinięta. Obecnie detektory TLD produkowane w IFJ są rutynowo stosowane przez służby dozymetryczne w szpitalach w ponad 30 krajach.

W okresie po katastrofie w Czarnobylu pracownicy IFJ służyli mieszkańcom Krakowa (i nie tylko) dokładnymi pomiarami aktywności promieniotwórczej w powietrzu, glebie i żywności. Ta działalność jest nadal prowadzona. W Instytucie nieustannie pracuje stacja wczesnego wykrywania skażeń promieniotwórczych, będąca elementem narodowego i europejskiego systemu ich monitorowania.

Po 38 latach działalności radziecki cyklotron U-120 został zastąpiony przez cyklotron izochroniczny AIC-144, zbudowany w IFJ. Może on przyspieszać protony do energii 60 MeV. Obecnie jest używany do produkcji krótkożyjących izotopów ulegających rozpadowi β , stosowanych jako znaczniki w medycynie. Docelowym przeznaczeniem cyklotronu AIC-144 jest terapia wiązką protonową czerniaka (czyli melanomy) zlokalizowanego na siatkówce oka.

Analizy materiałowe metodą PIXE i RBS prowadzi się obecnie przy użyciu otrzymanego ze Strasburga ciśnieniowego akceleratora Van de Graaffa, który wraz z zestawem mikrowiązki protonowej służy również do interdyscyplinarnych badań w zakresie biologii komórkowej, archeologii i struktury materiałów.

Badania fazy skondensowanej prowadzimy w Instytucie Lauego–Langevina i, nie będąc członkami ILL, korzystamy z działającego tam źródła neutronów. Korzystamy również ze spalacyjnego źródła ISIS w Rutherford-Appleton Laboratory w Wielkiej Brytanii.



Dyrektor i wicedyrektor IFJ, prof. Marek Jeżabek (z prawej) i dr hab. Paweł Olko, sadzą drzewko na następne 50 lat Instytutu – wzorem prof. Henryka Niewodniczańskiego, który posadził dąb 50 lat temu, gdy Instytut powstawał (fot. Jerzy Brzezicki)

Zastrzyk z AGH

Rozpoczęte w 1938 r. przez prof. Mariana Mięśowicza w Akademii Górniczo-Hutniczej badania promieni kosmicznych rozszerzyły się z czasem na fizykę cząstek i fizykę wysokich energii. W AGH powstał zespół fizyków, który w 1970 r. wraz z prof. Mięśowiczem dołączył do IFJ, rozszerzając tematykę prowadzonych tu badań. Początkowo korzystano z akceleratorów ZIBJ, później sukcesywnie nawiązywano współpracę z CERN-em i DESY. W latach 80. oraz 90. zakład fizyki wysokich energii i fizyki cząstek stał się najbardziej aktywnym zespołem Instytutu. Powstała grupa teoretyków fizyki cząstek, która zajęła się również problematyką astrofizyczną.

Nasz wkład w fizykę cząstek i fizykę wysokich energii dał Instytutowi szacunek oraz prestiż w europejskich środowiskach naukowych i stopniowo również pozaeuropejskich. Polska od początku działalności ZIBJ była jego członkiem, a w 1991 r. stała się również państwem członkowskim CERN-u. Mamy udział w budowie akceleratora LHC, wielkiego zderzacza hadronów. Weszliśmy do międzynarodowych współprac ATLAS, ALICE i LHCb, możemy dołączyć do projektu CASTOR w CMS. Wzięliśmy udział w budowaniu zderzacza HERA w DESY i jesteśmy współpracownikami wielkich projektów ZEUS oraz H1. W ramach współpracy ZEUS zaprojektowaliśmy, skonstruowali i zbudowali detektor świetlności oparty na rejestracji promieniowania hamowania e-p. Uczestniczymy w projekcie TESLA od jego początku. Skonstruowaliśmy dużą część detektora PHOBOS przy zderzaczach ciężkich jonów RHIC. Wnieśliśmy ważny wkład w odkrycie nowego stanu hadronowej materii wzbudzonej do wysokiej gęstości, który ma własności silnie pochłaniających dżetów. We współpracy BELLE w KEK w Tsukubie wzięliśmy udział w najdokładniejszych pomiarach efektów naruszania symetrii CP w rozpadzie mezonów B. Nasi naukowcy biorą udział w eksperymentach prowadzonych w laboratorium GANIL w Caen oraz w Legnaro i GSI.

Ostatnio nawiązaliśmy współpracę w ramach projektu ICARUS badania neutronów w laboratorium Gran Sasso. Uczestniczymy w wielkim międzynarodowym projekcie PIERRE AUGER, w którym są badane promienie kosmiczne o największych w przyrodzie energiach.

Dzięki bliskim związkom z CERN-em uczestniczymy w wielkim projekcie sieci komputerowej CROSS-GRID, który w przyszłości znacznie wzmocni nasze możliwości opracowywania danych doświadczalnych.

Na zakończenie zacytuje fragment listu gratulacyjnego, jaki nadszedł od prof. Małgorzaty Witko, dyrektora Instytutu Katalizy i Fizykochemii Powierzchni PAN: „Jubileusz to czas, w którym dokonujemy ocen tego, co przeszło, mówimy o tym, co jest, i snujemy plany na przyszłość. Z okazji tak zacnego Jubileuszu życzymy Dyrekcji Instytutu, by władza i wiedza wzajemnie się implikowały, Pracownikom, by pamiętali, że na sukces składa się 90% pracy, 5% talentu i 5% szczęścia, a Doktorantom, by w szczególnym dla nauki Roku Einsteinowskim pamiętali słowa geniusza, że wyobraźnia jest ważniejsza od wiedzy”.

Małgorzata Nowina Konopka
IFJ PAN, Kraków

LISTY DO REDAKCJI

Energetyka wodorowa w Polsce

Z zainteresowaniem przeczytałem tłumaczenie artykułu z *Physics Today* „Energetyka wodorowa”, które ukazało się niedawno w *Postęпах* (PF 56, 168 (2005)). Bardzo się cieszę, że redakcja w ten sposób umożliwiła szerokiemu środowisku polskich fizyków zapoznanie się z tą problematyką. Jak wynika również z tego artykułu, obecnie na świecie (Stany Zjednoczone, Japonia, Unia Europejska) w tej dziedzinie rozwijane są intensywnie zarówno działania o charakterze aplikacyjnym jak i podstawowe badania naukowe. Motorem tego zainteresowania jest świadomość, że źródła ropy i gazu są na wyczerpaniu, a zarazem te nośniki energii silnie drożeją, konieczne jest więc znalezienie alternatywnego źródła energii. O ile dla potrzeb ciężkiego przemysłu i wytwarzania energii elektrycznej fizyka oferuje rozwiązania w postaci coraz doskonalszych elektrowni jądrowych, to w dziedzinie transportu drogowego (samochodowego) problem pozostawał otwarty i tu wykorzystanie wodoru okazało się perspektywą bardzo atrakcyjną.

Myślę, że dla czytelników *Postępów* byłoby również interesujące dowiedzieć się, co w tej tematyce dzieje się w Polsce i w jakim stopniu nasza nauka jest w nią zaangażowana. Dotychczas w Polsce w zakresie energetyki

wodorowej nie było żadnego spójnego programu o charakterze ogólnokrajowym, niemniej z uwagi na coraz większe znaczenie tej problematyki i zainteresowanie nią zarówno przemysłu jak i instytucji naukowych, w styczniu 2005 r. powołana została Platforma Wodoru i Ogniw Paliwowych, której celem jest umożliwienie kontaktów między przemysłem i nauką oraz promowanie rozwoju zarówno badań jak i przemysłu w celu produkcji oraz wykorzystania wodoru w gospodarce (patrz www.ichp.pl/pl/platforma_wodorowa.htm). Wśród instytucji założycielskich znalazły się oprócz przemysłu zarówno uczelnie (m.in. AGH i Politechnika Warszawska) jak i instytuty PAN (Instytut Fizyki Molekularnej z Poznania). Również w bieżącym roku powstało Polskie Stowarzyszenie Wodoru i Ogniw Paliwowych, którego celem jest popularyzacja tej tematyki w kraju (www.hydrogen.edu.pl).

Jak wynika z opublikowanego artykułu, możliwości rozwoju energetyki wodorowej są związane z trzema istotnymi elementami: wytworzeniem wodoru, jego magazynowaniem i wykorzystaniem do uzyskania energii. W dziedzinie wytwarzania energii kluczową sprawą jest opłacalność technik wytwarzania wodoru na skalę przemysłową. Istnieje w Polsce koncepcja stosunkowo taniego uzyskiwania wodoru na skalę przemysłową poprzez podziemne

zgazowanie węgla. Tematyką tą od lat zajmuje się Główny Instytut Górnictwa w Katowicach.

Jeśli chodzi o magazynowanie wodoru, to problematyka ta jest nieodłącznie związana z badaniami podstawowymi wodorków metali, prowadzonymi od lat w Polsce, a zapoczątkowanymi w latach 50., gdy w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu z inicjatywy prof. Włodzimierza Trzebiatowskiego rozpoczęto pod kierunkiem prof. Bohdana Stalińskiego badania wodorków ziem rzadkich i aktywnoców. Jednym z efektów tej działalności była książka Bohdana Stalińskiego i Janusza Terpiłowskiego *Wodór i wodorki* (WNT, Warszawa 1987), gdzie zagadnienia energetyki wodorowej były już wzmiankowane wraz z dyskusją możliwości zastosowania wodorków do magazynowania wodoru oraz w samochodach napędzanych wodorem. Warto tu zacytować dwa zdania z tej książki: „Czysty wodór, w tym także wodór otrzymywany z wodorków, jest niewątpliwie paliwem przyszłości, szerszego jego zastosowania spodziewać się należy prawdopodobnie dopiero w XXI wieku” oraz „Sądzi się obecnie, że w przyszłości największe zastosowanie znajdą wodorki metali, stopów i związków międzymetalicznych, jako tzw. akumulatory wodoru, służące do przechowywania, transportu i praktycznego wykorzystania wodoru, głównie jako nośnika energii”. We wrocławskim Instytucie te badania wodorków metali kontynuują prof. Henryk Drulis (synteza oraz badania własności fizykochemicznych połączeń wodoru z metalami, stopami i związkami międzymetalicznymi) i prof. Olgierd Żogała (NMR w wodorkach metali ziem rzadkich).

W Instytucie Chemii Fizycznej PAN w Warszawie prof. Bogdan Baranowski zainicjował natomiast i rozwinął badania wodorków metali uzyskiwanych przy dużych ciśnieniach gazowego wodoru, co dało impuls do badań ciśnieniowych w innych ośrodkach światowych. W tym Instytucie działa najliczniejsza grupa badająca wodorki metali. Można tu wymienić uczniów prof. Baranowskiego – kontynuatorów badań ciśnieniowych (doc. Stanisław Filippek i doc. Marek Tkacz), prof. Ryszarda Dusia, zajmującego się cienkimi warstwami wodorków, oraz prof. Ellinę Łunarską, badającą wpływ wodoru na mechaniczne właściwości metali.

W Zakładzie Fizyki Ciała Stałego Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie badania wodorków związków ziem rzadkich z metalami przejściowymi rozpoczęliśmy ok. 20 lat temu. Aktualnie w zespole, którym kieruję, prowadzimy badania wpływu wo-

doru na przemiany właściwości strukturalnych i magnetycznych w związkach ziem rzadkich z manganem typu faz Lavesa i rozpoczynamy badania obecnie najbardziej interesujących wodorków stopów metali lekkich z magnezem. Nasz zespół uczestniczy aktualnie w projekcie Unii Europejskiej 6. Programu Ramowego „Complex Metallic Alloys” oraz w sieci szkoleniowej HYTRAIN w Programie UE Marie Curie.

Badania wodorków metali są prowadzone również w kilku innych placówkach naukowych, jak Uniwersytet Warszawski (Wydział Chemii), Politechnika Warszawska (Wydział Inżynierii Materiałowej) i Politechnika Poznańska (Instytut Inżynierii Materiałowej).

Dowodem silnej pozycji naszych ośrodków badawczych w światowej działalności w zakresie badań wodorków było powierzenie nam organizacji konferencji „Symposium on Metal-Hydrogen Systems 2004”, którą miałem zaszczyt organizować w Krakowie we wrześniu 2004 r. Konferencja, w której uczestniczyło 400 osób, dała przegląd aktualnych osiągnięć w dziedzinie badań wodorków i ich zastosowań do magazynowania wodoru.

W zakresie badań mających na celu optymalne wykorzystanie energii zmagazynowanej przez wodór warto tu wymienić badania ogniwi paliwowych, a w szczególności poszukiwanie optymalnych materiałów na elektrody, elektrolity i membrany elektrolityczne w tych ogniwach oraz ich właściwości. Prace takie są prowadzone w AGH przez prof. Janinę Molendę z Wydziału Inżynierii Materiałowej i Ceramiki oraz prof. Piotra Tomczyka z Wydziału Paliw i Energii.

Prace badawcze nad samochodami napędzanymi wodorem są, według mojej wiedzy, prowadzone na Politechnice Warszawskiej oraz w Instytucie Nafty i Gazu w Krakowie.

Konkludując, pragnę podkreślić, że polscy naukowcy, w tym fizycy i chemicy, już od lat aktywnie uczestniczą w badaniach podstawowych wodorków metali, a ostatnio podjęte inicjatywy w skali ogólnopolskiej powinny pomóc zarówno rozwinąć te badania jak i włączyć się w światowy nurt zainteresowania energetyką wodorową. Tak więc my w Polsce mamy również niemały dorobek w dziedzinie tematyki „wodorowej”.

Henryk Figiel

Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych na mocy postanowień Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymali: 17 listopada 2005 r. – Paweł Hawrylak (Institute for Microstructural Sciences, NRC, Ottawa, Canada) i Jerzy Lewandowski (UW); 5 grudnia 2005 r. – Piotr Henryk Chankowski (UW).

■ Nagrody Premiera

Nagrody Prezesa Rady Ministrów za dorobek naukowy w roku 2004 otrzymali m.in. profesorowie: David Shugar (Instytut Biochemii i Biofizyki PAN) oraz Andrzej Kajetan Wróblewski (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego).

David Shugar (ur. 1915 r.), autor lub współautor ok. 500 prac z dziedziny biofizyki i biochemii, ma szczególne osiągnięcia w badaniach mutagennych uszkodzeń kwasów nukleinowych powstałych w wyniku działania promieniowania UV oraz w pracach nad syntezą i właściwościami potencjalnych leków przeciwnowotworowych i przeciwwirusowych. Twórca warszawskiego ośrodka badań biofizycznych. Jest doktorem h.c. Uniwersytetu Warszawskiego i uniwersytetu w Gandawie, laureatem Medalu Smoluchowskiego oraz członkiem zagranicznym PAN.

Andrzej Kajetan Wróblewski (ur. 1933 r.), autor lub współautor ponad 200 prac z dziedziny fizyki cząstek elementarnych, 6 książek i licznych artykułów popularyzujących naukę. Jest doktorem h.c. uniwersytetów w Siegen, Chapman i Glasgow, członkiem honorowym Polskiego Towarzystwa Fizycznego, laureatem Medalu Smoluchowskiego, członkiem rzeczywistym PAN.

■ Nagroda im. Marii Skłodowskiej-Curie

Ta jedna z najbardziej prestiżowych nagród naukowych PAN, przeznaczona dla osób niebędących członkami PAN, jest – od 37 lat – przyznawana corocznie przez Sesję Plenarną Wydziału III PAN, na przemian w zakresie fizyki i chemii, za wybitne i twórcze prace naukowe przyczyniające się do rozwoju nauki, opublikowane w ciągu ostatnich pięciu lat.

Nagrodę za 2005 r. otrzymał prof. Krzysztof Parliński z Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN za pięć prac [1–5], które są przykładami owoców wieloletnich badań prof. Parlińskiego w dziedzinie dynamiki sieci krystalicznej i strukturalnych przejść fazowych. Opierają się one na komputerowych obliczeniach wykonywanych za pomocą programu *ab initio* i metodzie obliczania częstości fononowych opracowanej przez Laureata.

Praca [1] dotyczy antyferromagnetycznego FeBO_3 . Bor silnie pochłania neutrony, nie pozwalając na wykorzystanie ich rozpraszania do pomiarów widm fononowych. Można jednak wykorzystać intensywne źródła promieniowania synchrotronowego do pomiarów niesprężystego efektu Mössbauera, co pozwala zmierzyć widmo częstości fononów w ^{57}Fe . Zaobserwowanie w tej pracy silnego

wpływu magnetyzmu na drgania fononowe zmienia powszechnie panujący pogląd o bardzo słabym oddziaływaniu magnetycznym z drganiami sieci krystalicznej.

Wykonane nieco później pomiary pod ciśnieniem wykazały istnienie przejścia fazowego pierwszego rodzaju w FeBO_3 . Obliczenia *ab initio* wykonane przez Laureata w pracy [2] wyjaśniły naturę tego przejścia. Zmniejsza się podczas niego czterokrotnie moment magnetyczny atomów Fe i faza antyferromagnetyczna staje się niskomagnetyczna. Ponadto obliczone gęstości elektronowe wskazują, że w fazie pierwszej istnieje przerwa energetyczna, która znika w fazie niskomagnetycznej. Omawiana przemiana fazowa jest więc również przejściem izolator–metal. Wszystkie te zmiany odbywają się bez zmiany grupy przestrzennej kryształu.

Perowskit CaTiO_3 uważany jest za materiał, w którym można składować odpady promieniotwórcze [3]. Od dawna było wiadomo, że występują w nim dwa strukturalne przejścia fazowe, w temperaturach ok. 1390 K i 1530 K. Kontrowersje budziło jednak przypisanie symetrii i grup przestrzennych do poszczególnych faz. Obliczenia energii stanu podstawowego i krzywych dyspersji fononów pozwoliły określić sekwencję zmian tych symetrii oraz ustalić, że przejście pierwsze musi być zdecydowanie I rodzaju, podczas gdy przejście drugie, do fazy regularnej, może pozostać przemianą II rodzaju.



Krzysztof Parliński

Stop NiTi jest najbardziej znanym materiałem mającym własność pamięci kształtu. W ciągu ostatniego pół wieku przeprowadzono setki pomiarów w celu ustalenia diagramu fazowego i sekwencji faz. W pracy [4] obliczono energie stanów podstawowych, krzywe dyspersji fononów oraz energie swobodne wszystkich obserwowanych i metastabilnych faz NiTi (z wyjątkiem fazy niewspółmiernej, niepoddającej się takim rachunkom). Obraz sytuacji fazo-

wej uzupełniają obliczenia stanu podstawowego i energii fononów dla tzw. fazy R, pojawiającej się przy szczególnej obróbce stopu NiTi.

W fizyce półprzewodników dobrze znane są poziomy lokalne, położone w paśmie wzbronionym struktury elektronowej. Podobny efekt występuje dla fononów generowanych przez atomy domieszkowe. Parliński wraz ze współpracownikami obliczył częstości lokalne drgań atomów Fe lub Co zastępujących atomy Ni oraz Al w międzymetalicznym stopie NiAl [5]. Przewidziane w rachunkach lokalne drgania fononowe pojawiły się w przerwie wzbronionej między pasmami fononowymi atomów Ni oraz Al. Pomiarzy synchrotronowe pokazały istnienie dwufononowych poziomów lokalnych Fe w fononowej przerwie wzbronionej NiTi. Są to jedyne obliczenia i pomiary demonstrujące występowanie takich poziomów w fononowej przerwie wzbronionej tego samego stopu metalicznego.

Wymienione wyniki stanowią istotny wkład do zasobu informacji o własnościach materiałów i zjawiskach w nich występujących. Osiągnięcie ich byłoby niemożliwe bez programu do obliczania częstości fononów [6]. Program ten pozwala m.in. opisać widma rozproszonych neutronów i promieniowania synchrotronowego, widmo ramanowskie i widmo absorpcyjne w podczerwieni, przewidywać strukturalne przejścia fazowe i wyznaczać funkcje termodynamiczne kryształu. Program ten jest używany w kilku renomowanych laboratoriach na świecie, w szczególności w Instytucie Lauego–Langevina w Grenoble, do interpretacji niesprężystych pomiarów dynamiki kryształów.

Prof. Parliński jest kierownikiem Zakładu Komputerowych Badań Materiałów w IFJ PAN. Jest autorem 182 publikacji z listy filadelfijskiej, które w sumie mają ponad 1300 cytowań. Wypromował czterech doktorów, z których dwóch już się habilitowało.

- [1] K. Parliński i in., „Influence of magnetic interaction on lattice dynamics of FeBO₃”, *Europhys. Lett.* **56**, 275 (2001).
- [2] K. Parliński, „Structural phase transition in FeBO₃ under pressure”, *Eur. Phys. J. B* **27**, 283 (2002).
- [3] K. Parliński, Y. Kawazoe, Y. Waseda, „Ab initio studies of phonons in CaTiO₃”, *J. Chem. Phys.* **114**, 2395 (2001).
- [4] K. Parliński, M. Parlińska-Wojan, „Lattice dynamics of NiTi austenite, martensite and R-phase”, *Phys. Rev. B* **66**, 064307 (2002).
- [5] K. Parliński i in., „Local modes of Fe and Co atoms in NiAl intermetallics”, *Phys. Rev. B* **70**, 224304-1 (2004).
- [6] K. Parliński, Z.Q. Li, Y. Kawazoe, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4063 (1997).

Małgorzata Nowina Konopka

■ Nagroda im. Zdzisława Szymańskiego

Nagroda ta przyznawana jest za indywidualne osiągnięcia naukowe w dziedzinie teoretycznych lub doświadczalnych badań w dziedzinie fizyki struktury jądra atomowego przez dziekana Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego na wniosek Kapituły Nagrody. O laureatach z lat poprzednich (2002 i 2003) i zasadach przyznawania Nagrody *Postępy* pisały w zesz. 5/2003 (s. 224) i 2/2005 (s. 91), patrz też www.fuw.edu.pl/~szymansk.

Nagrodę za rok 2004 otrzymał dr hab. Bogdan Fornal z Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk w Krakowie za „badanie struktury jąder neutrononadmiarowych wzbudzanych w reakcjach głęboko nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów, a w szczególności za odkrycie neutronowej podpowłoki magicznej przy 32 neutronach”. Laureat był pomysłodawcą i głównym wykonawcą cyklu eksperymentów mających na celu zlokalizowanie stanów wzbudzonych w zupełnie niezbadanych jądrach ⁵³Ti, ⁵⁴Ti oraz ⁵⁶Ti. Wykorzystał do tego nową, opracowaną pod kierownictwem prof. Rafała Brody w IFJ metodę badania stanów wysokospinowych w jądrach neutrononadmiarowych. Polega ona na użyciu głęboko nieelastycznych reakcji zachodzących podczas zderzeń ciężkich jonów, w połączeniu z nowoczesną techniką detekcji fotonów γ w wielolicznikowych układach detektorów germanowych. Pomiarzy zostały przeprowadzone w Argonne National Laboratory (USA), a analizę danych wykonano w Krakowie. Otrzymane wyniki, a w szczególności struktura wzbudzeń ⁵⁴Ti, w pełni udokumentowały występowanie w jądrach bogatych w neutrony zamknięcia podpowłoki neutronowej przy 32 neutronach. Rezultat ma doniosłe znaczenie dla zrozumienia ewolucji jednocząstkowych stanów modelu powłokowego w miarę oddalania się od ścieżki trwałości – wiedza o tej ewolucji jest niezbędna choćby do opisu tworzenia się pierwiastków ciężkich (w astrofizycznym sensie!) podczas wybuchów supernowych.



Bogdan Fornal

Badania, które prowadzi Laureat w ramach działalności grupy fizyków z Pracowni Struktury Jądra IFJ, nie ograniczają się do obszaru izotopów tytanu. Osiągnięcia Laureata na polu badania struktury jąder bogatych w neutrony obejmują także identyfikację struktur yrastowych w nuklidach ³³Si, ³⁴P, ³⁸S oraz ³⁹Cl, lokalizację nowych poziomów w jądrach ³²Si oraz ³²Al, identyfikację stanów yrastowych w nuklidzie ⁴⁴Ar, ułożenie struktur wysokospinowych w jądrach ¹³⁴Sb oraz ¹³⁵Te, rozbudowę wysokospinowej części schematów poziomów jąder ²⁰⁸Bi

oraz ^{210}Bi czy też zidentyfikowanie struktury yrastowej w jądrze ^{211}Po powyżej izomeru $25/2^+$ rozpadającego się poprzez emisję cząstki α . Na szczególną uwagę zasługuje wyznaczenie ładunku efektywnego indukowanego na rdzeniu ^{208}Pb przez proton $h_{11/2}$, które było możliwe dzięki zbadaniu struktury izotopu ^{206}Hg .

Bogdan Fornal pracuje w IFJ od 1981 r. W roku 1991 obronił pracę doktorską „Charged Particle and Gamma-Ray Emission from Hot Nuclei at High Spins”, wykonaną pod kierunkiem prof. Brody. Habilitował się w 2004 r. na podstawie rozprawy „Badanie struktury jąder neutrononadmiarowych wzbudzanych w reakcjach głęboko nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów”. Jest współautorem 123 publikacji naukowych, w tym 87 publikacji w czasopismach z listy filadelfijskiej. Cytowano je ok. 900 razy. Był też kilkanaście razy zapraszany do wygłoszenia wykładów na międzynarodowych konferencjach. Odbył długoterminowe staże naukowe w Laboratori Nazionali di Legnaro w Padwie oraz kilkakrotnie w Purdue University (USA). Jego nieustającą pasją, oczywiście oprócz fizyki, jest astronomia, a w szczególności kosmologia.

Małgorzata Nowina Konopka

■ Medal Diraca

Medal Diraca został ustanowiony w 1985 r. przez Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP) w Trieście „dla tych, którzy wnieśli znaczący wkład do fizyki teoretycznej i matematyki”. W roku 2005 otrzymali go Samuel Frederick Edwards (emerytowany profesor Uniwersytetu w Cambridge) i Patrick A. Lee (profesor fizyki, MIT).

Edwards otrzymał Medal w uznaniu prac z dziedziny fizyki materii skondensowanej, za fundamentalny wkład do fizyki polimerów, teorii szkieł spinowych i fizyki materii ziarnistej.

Lee został uhonorowany za wkład do fizyki układów wielu ciał nieuporzdkowanych i silnie oddziałujących.

Phys. Today 58, nr 11 (2005)

B. W.

■ Nagroda Kartezjusza

Komisja Europejska przyznała w 2005 r. Nagrodę Kartezjusza w wysokości 1 mln euro do podziału między 5 międzynarodowych zespołów badawczych.

Grupa EXEL została uhonorowana za badania metamateriałów, które odchylają promieniowanie elektromagnetyczne w niezwykle sposób i dają możliwość tworzenia soczewek oraz ogniskowania fal radiowych.

Zespół PULSE dostał Nagrodę za badania pulsarów, w tym za odkrycie pierwszego podwójnego układu pulsarów.

Współpraca EURO-PID została nagrodzona za badania nad 130 rzadkimi chorobami pierwotnego braku odporności, które powodują, że chory traci osłonę przeciw infekcjom.

Laureatem zostało też European Social Survey w uznaniu działań na rzecz określania zmian społecznych w państwach Unii Europejskiej.

Grupa CECA została wyróżniona za stworzenie programu monitorowania zmian pokrywy lodowej mórz, a także innych czynników związanych ze zmianami klimatycznymi.

Nature 438, nr 7069 (2005)

B. W.

■ Jubileusz Townesa

Charles Townes, laureat Nagrody Nobla z 1964 r. za stworzenie podstaw – jak to się wtedy mówiło – elektroniki kwantowej, czyli fizyki i techniki maserów i laserów, skończył 90 lat. Z tej okazji na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley (gdzie Townes jest nadal profesorem) zorganizowano w październiku 2005 r. sympozjum „Amazing Light: Visions for Discovery” (patrz www.foundationalquestions.net/townes) poświęcone jubileuszowi Townesa, a także najnowszym odkryciom w zakresie podstaw fizyki oraz innowacjom technicznym będącym wynikiem badań podstawowych. Wśród mówców i uczestników spotkania było 18 noblistów, w tym Roy Glauber i Theodor Hänsch, laureaci Nagrody Nobla z 2005 r. za odkrycia teoretyczne i doświadczalne w zakresie optyki, bardzo dobrze nawiązujące do wczesnych prac Townesa z dziedziny laserów.



Charles Townes

Hänsch przypomniał słowa wypowiedziane swego czasu przez Arthura Schawlowa, który był niegdyś bliskim współpracownikiem Townesa, a z którym później przez wiele lat sam pracował: „Należy mierzyć tylko częstość”. Chodziło mu o to, że żadna wielkość fizyczna nie daje się zmierzyć z tak dużą dokładnością, jak właśnie częstość. Hänsch zastosował się do tej rady – Nagrodę Nobla otrzymał za osiągnięcia w zakresie dokładnej spektroskopii laserowej, w tym za rozwinięcie metody „grzebieńa częstości w zakresie optycznym” (piszemy o tym na II i III s. okładki).

Podczas Sympozjum ogłoszono wyniki zorganizowanego w związku z nim konkursu dla młodych badaczy (do 40. roku życia) w zakresie odkryć o znaczeniu technicznym. Zwycięzcą został Jun Ye z JILA, najbliższy współpracownik trzeciego laureata Nagrody Nobla z fi-

zyki w 2005 r., Johna Halla. Jego prace dotyczą zastosowania niezwykle dokładnych metod spektroskopii femtosekundowej do budowy optycznych zegarów atomowych.

O zastosowaniach badań podstawowych mówili na sympozjum m.in. nobliści Steven Chu (o pomiarach fizycznych w układach biologicznych) i Wolfgang Ketterle (o możliwej praktycznej użyteczności kondensatów Bosego–Einsteina i laserów atomowych, które nie są bynajmniej – jak przekonywał – rozwiązaniem poszukującym zadania). Wiele uwagi poświęcono też podstawom fizyki i ich konsekwencjom filozoficznym: przyczynowości, poznawalności przeszłości, a także wolnej woli. W szczególności noblista Anthony Leggett omówił zagadnienie realności kwantowej, dowodząc, że w gruncie rzeczy nie możemy dokładnie poznać przeszłości.

Jeszcze innym ważnym wątkiem sympozjum była przyszłość nauki i klimat intelektualny, który sprzyja odkryciom naukowym. Freeman Dyson zwrócił uwagę, że – wykorzystując koncepcję Isaiaha Berlina – uczonych można podzielić na dwie kategorie. Jedni z nich, „jeże”, skupiają się na jednym wielkim zagadnieniu, a drudzy, „lisy”, wiedzą dużo o wielu rzeczach. Według niego wielkie „jeże” fizyki to Newton i Einstein, a „lisy” to np. Enrico Fermi i jubilat – Charles Townes. Dyson stwierdził, że przyszłych odkryć nie da się przewidzieć, a najlepszym sposobem ich poznania jest – jak powiedział z szorstką elegancją – żyć jak najdłużej i samemu zobaczyć, co się wydarzy.

Charles Townes może być tu znakomitym przykładem. Mimo swych 90 lat jest nadal aktywny naukowo. Kieruje na Uniwersytecie Kalifornijskim grupą zajmującą się badaniami astrofizycznymi przy użyciu interferometrii w podczerwieni (astronomia i astrofizyka to główne dziedziny jego zainteresowań w późniejszych latach życia). Jest też bardzo aktywny w propagowaniu współpracy przyrodników i teologów w poznaniu świata, za co otrzymał w 2005 r. Nagrodę Templetona (ponad 1,5 mln dolarów!). Żonaty od 64 lat, ma 4 córki i sześcioro wnucząt.

M. Ł.

■ Stypendia podoktorskie FNP

W 16. edycji konkursu na stypendia zagraniczne dla młodych doktorów Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej przyznała 18 stypendiów, w tym 2 stypendia dla fizyków. Otrzymali je:

Robert Kudrawiec (Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej) – na roczny staż w Department of Electrical Engineering, Stanford University (USA) i badania optycznych właściwości niskowymiarowych struktur półprzewodnikowych projektowanych do zastosowań telekomunikacyjnych w zakresie bliskiej podczerwieni;

Adam Rycerz (Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego) – na roczny staż w Instituut-Lorentz, Universiteit Leiden (Holandia), i badania wpływu korelacji elektronowych na przewodnictwo elektryczne oraz na mechanizm produkcji i detekcji stanów splątanych w układach zawierających nanorurki węglowe.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Indie partycypują w ITER

Do konsorcjum, które ma konstruować międzynarodowy eksperymentalny reaktor termojądrowy ITER, zostały w grudniu 2005 r. – po dwuletnich negocjacjach – przyjęte Indie. (Dotychczasowi członkowie tego przedsięwzięcia to: Unia Europejska, USA, Rosja, Japonia, Korea Płd. i Chiny). Oznacza to, że będzie można liczyć nie tylko na wkład intelektualny Indii, lecz także ich udział finansowy. Jak już podawaliśmy (poprzednia Kronika), ITER będzie budowany we Francji w miejscowości Cadarache.

Nature 438, nr 7070 (2005)

B. W.

■ Galileo, nasz nawigator

Już ponad ćwierć wieku istnieją amerykański (GPS) i rosyjski (GLONASS) systemy satelitarnej lokalizacji obiektów na Ziemi. Powstały dla celów militarnych, lecz z czasem zostały udostępnione użytkownikom cywilnym. W Polsce możemy korzystać z GPS-u.

Komisja Europejska doszła do wniosku, że należałoby mieć własny system lokalizacji satelitarnej, niezależny od potrzeb wojskowych, a także przynoszący znaczne zyski komercyjne. W tym celu powstaje układ Galileo, który docelowo ma składać się z 30 satelitów i który będzie mógł określać położenie obiektu z dokładnością do 1 metra. Europejska Agencja Kosmiczna twierdzi, że system Galileo będzie w pełni gotów do użycia około roku 2010.

Każdy satelita w „konstelacji” Galileo będzie emitował sygnały radiowe podające dokładny czas wyjścia sygnału z satelity, mierzony przez zegary atomowe. Sygnał będzie także zawierał informację o pozycji satelity w tym czasie, co będzie możliwe z wielką precyzją ze względu na stałą orbitę satelity. Odbiorniki na Ziemi (np. zainstalowane w samochodach lub przenośnych telefonach) będą rejestrować czas przybycia sygnału i obliczać odległość od satelity. Powtórzenie tej operacji z udziałem trzech innych satelitów umożliwi wyznaczenie długości i szerokości geograficznej oraz wysokości pozycji odbiornika. Im więcej satelitów w „konstelacji”, tym większa jest dokładność wyznaczenia pozycji.

Początkowo Stany Zjednoczone były przeciwne wprowadzeniu systemu Galileo, obawiając się, że może być użyty przez wrogie siły. W ubiegłym roku USA i Unia Europejska podpisały porozumienie, w myśl którego każda ze stron może w razie niebezpieczeństwa zablokować sygnały drugiego systemu. Galileo będzie kompatybilny i wymienny dla użytkowników z GPS-em, wystarczy więc jeden odbiornik dla obu systemów. Europejska Agencja Kosmiczna szacuje, że na rynku światowym w roku 2020 będzie 3,6 mld użytkowników nawigacji satelitarnej. Może to przynieść Europie dochód 74 mld euro i zapewnić 140 tys. nowych miejsc pracy.

Phys. World 18, nr 12 (2005)

B. W.

WARUNKI PRENUMERATY

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

I. „RUCH” S.A.

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

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

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

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

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

III. ODDZIAŁY PTF

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

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

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być 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 *Postęпах Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytucji i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: postepy@fuw.edu.pl.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

NOWE KSIĄŻKI

- David Kincaid, Ward Cheney, *Analiza numeryczna*, z jęz. angielskiego tłum. Stefan Paszkowski; WNT, Warszawa 2006, s. 692.
- Galileusz, *Fragmety kopernikańskie*, komentarz i przekład Tadeusz Sierotowicz; Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2005, s. 147, cena 22 zł.
- *50 lat Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk*, red. Andrzej Hryniewicz; Polska Akademia Umiejętności, Komisja Historii Nauki, monografie 9, Kraków 2005, s. 703.
- Dick Teresi, Leon Lederman, *Boska cząstka. Jeśli Wszechświat jest odpowiedzią, jak brzmi pytanie?*, z jęz. angielskiego tłum. Elżbieta Kołodziej-Józefowicz; Prószyński i S-ka, wyd. nowe, Warszawa 2005, s. 325, cena 34 zł.
- Maria Skłodowska-Curie, *Autobiografia i Wspomnienia o Piotrze Curie*, Dom Wydawniczo-Promocyjny GAL i Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie, Warszawa 2005, s. 144.
- Stephen Hawking, *Ilustrowana krótka historia czasu*, wydanie poszerzone i uaktualnione, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Zysk i S-ka, Poznań 2005, s. 248, cena 89 zł.
- Mirosław Dakowski, Stanisław Wiąckowski, *O energetyce dla użytkowników oraz sceptyków*, Fundacja ODYSSEUM, Warszawa 2005, s. 139, cena 27 zł.

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

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

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

WKRÓTCE W *POSTĘPACH*

- *Marek Szydłowski – Rozwój nauki a wzrost gospodarczy – fizyczny punkt widzenia*
- *Danuta Frąckowiak i Przemysław Siejak o biofizycznych zastosowaniach efektu plazmonów powierzchniowych*
- *Rozmowa Małgorzaty Nowiny Konopki z Aleksiejem Sisakianem, dyrektorem ZIBJ w Dubnej*
- *Teksty wybranych wykładów z XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie w 2005 roku*

Wydział Chemii Uniwersytetu Warszawskiego poszukuje kandydata na stanowisko adiunkta specjalności spektroskopia molekularna

Oczekuje się, że osoby zatrudnione na tym stanowisku:

- rozwiną własny aktywny program badawczy,
- poprowadzą zajęcia dydaktyczne na wysokim poziomie,
- będą w stanie pozyskać środki na badania ze źródeł pozawydziałowych.

Wydział Chemii zapewni osobom zatrudnionym:

- konkurencyjne w warunkach polskich uczelni wynagrodzenie,
- grant ze środków wydziałowych na rozpoczęcie badań,
- warunki lokalowe do prowadzenia badań,
- autonomię finansową w ramach wybranej pracowni badawczej (dostęp do środków BST w ramach obowiązującego algorytmu).

Oczekuje się, że w przeciągu 5 lat kandydat przygotuje rozprawę habilitacyjną i po uzyskaniu stopnia naukowego doktora habilitowanego będzie ubiegać się o stanowisko profesora nadzwyczajnego o specjalności spektroskopia molekularna w konkursie zorganizowanym w tym czasie na Wydziale Chemii UW. W przypadku braku habilitacji w ciągu 5 lat, adiunkt o znacznych osiągnięciach w pracy dydaktycznej mógłby, po wygraniu konkursu, zostać przeniesiony na stanowisko starszego wykładowcy.

W uzasadnionych przypadkach przewiduje się możliwość przedłużenia zatrudnienia na tym stanowisku o 2 lata.

Kandydat powinien być po 1–2-letnim stażu podoktorskim za granicą.

Zainteresowani kandydaci proszeni są o złożenie w Dziekanacie Wydziału Chemii UW (ul. Pasteura 1) następującej dokumentacji:

- życiorys naukowy,
- zwięzłe (do 3 stron) omówienie dotychczasowych osiągnięć badawczych,
- spis publikacji ze wskazaniem trzech najważniejszych,
- spis wystąpień konferencyjnych,
- opis proponowanej tematyki badawczej ze wskazaniem możliwych źródeł jej finansowania,
- 3 listy rekomendacyjne przesłane bezpośrednio na adres Dziekana Wydziału Chemii UW,
- kopia dyplomu potwierdzającego uzyskanie stopnia naukowego doktora.

Termin składania wniosków upływa dnia 30 kwietnia 2006 roku.

VI OGÓLNOPOLSKI KONKURS NA DOŚWIADCZENIE POKAZOWE Z FIZYKI

Pokazowe doświadczenia stanowią jeden z filarów dobrego kształcenia w zakresie fizyki na każdym poziomie nauczania. Twórców takich demonstracji, od ucznia gimnazjum do profesora uniwersytetu, zapraszamy do konkursu organizowanego przez Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego przy współudziale Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH oraz Instytutu Fizyki UJ. W ocenie projektów liczyć się będzie nowatorstwo pomysłu, wartość dydaktyczna i sposób wykonania.

Termin nadsyłania zgłoszeń upływa dnia 20 czerwca 2006 r. Finał Konkursu odbędzie się w Krakowie 28 września, w czasie trwania Jarmarku Fizycznego 2006.

Zgłoszenia kierować pocztą elektroniczną lub zwykłą na adres:

Prof. dr hab. Andrzej Zięba
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH
Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
zieba@novell.ftj.agh.edu.pl

Wiadomości bieżące oraz informacja o poprzednich edycjach Konkursu dostępne są na stronie

<http://www.ptf.agh.edu.pl/konkurs>

John Hall (pierwszy z lewej) i Theodor Hänsch (pierwszy z prawej) w ogródku piwnym w Monachium w towarzystwie Thomasa Udeama (drugi z lewej), bliskiego współpracownika Hänscha w zakresie techniki grzebieniowej, i Rona Drevera (drugi z prawej), wieloletniego lidera prac nad detekcją fal grawitacyjnych przy użyciu interferometrii laserowej, współpracownika Halla w zakresie stabilizacji częstotliwości laserów



Theodor Hänsch i John Hall Nagrody Nobla otrzymali za „wkład w rozwój precyzyjnej spektroskopii laserowej, w szczególności za metodę grzebienia częstotliwości w zakresie optycznym”.

THEODOR HÄNSCH urodził się w 1941 r. w Heidelbergu. Doktorat z fizyki uzyskał na tamtejszym uniwersytecie w roku 1969. Następnie pracował na kalifornijskim Uniwersytecie Stanforda, a od roku 1986 jest profesorem Ludwig-Maximilians-Universität w Monachium i jednym z dyrektorów Max-Planck-Institut für Quantenoptik w Garching pod Monachium.

JOHN HALL urodził się w 1934 r. w Denver w stanie Kolorado. Doktorat uzyskał w roku 1961 w Carnegie Institute of Technology w Pittsburghu. Od 1964 r. pracuje w JILA, wspólnym instytucie University of Colorado i National Institute of Standards and Technology w Boulder, w tym samym stanie.

Obaj laureaci większość swojego zawodowego życia poświęcili doświadczeniom z precyzyjnymi pomiarami laserowymi. Obaj rozwinęli różne techniki i stosowali je do wielu pomiarów spektroskopowych. Komitet Noblowski wyróżnił jedną metodę – grzebienia częstotliwości – dlatego skoncentrował się na niej. Pierwsza praca na ten temat ukazała się w roku 2000. Jej współautorami są m.in. obaj laureaci, można więc powiedzieć, że Nagroda została im przyznana za wspólne osiągnięcia, mimo że wiele wcześniejszych wyników osiągnęli niezależnie od siebie.

Bezwzględny pomiar częstotliwości światła jest bardzo trudny. Dla światła widzialnego leży ona w zakresie 10^{14} – 10^{15} Hz, podczas gdy wartość wzorcowa zegara atomowego jest rzędu 10^{10} Hz. Aby dokonać bezwzględnego pomiaru częstotliwości światła, trzeba ją więc porównać z częstotliwością 10^4 – 10^5 razy mniejszą.

Metoda grzebieniowa polega na zastosowaniu bardzo krótkich impulsów laserowych (o czasie trwania kilkunastu femtosekund) do wyznaczania częstotliwości światła. Tak krótki impuls ma bardzo szerokie widmo, składające się z wielu linii. Każda z nich stanowi jeden ząb „grze-

bienia częstotliwości”. Różnice częstotliwości między poszczególnymi liniami związane są z długością wnęki lasera L i wynoszą $c/2L$, gdzie c oznacza prędkość światła. Różnice te wynoszą kilka gigaherców, a więc można je mierzyć za pomocą szybkich przyrządów elektronicznych. Znacznie trudniej jest wyznaczyć bezwzględną częstotliwość poszczególnych linii. Ubiegłorocznymi nobliści opracowali metodę jej wyznaczania polegającą na sprowadzeniu pomiaru – dzięki wykorzystaniu różnych nieliniowych efektów optycznych – do wyznaczenia znacznie mniejszej częstotliwości, którą można już prosto porównywać ze wzorcem z zegara atomowego.

Za pomocą techniki grzebieniowej przeprowadzono jeden z najdokładniejszych pomiarów widma atomu wodoru, najprostszego układu dwóch ciał w fizyce kwantowej. Pomiar jego widma i porównanie go z teorią stanowi bardzo precyzyjny test teorii oddziaływań elektromagnetycznych. Stałe charakteryzujące widmo atomu wodoru zostały zmierzone z niesamowitą wprost dokładnością: stała Rydberga do 15 cyfr, a przesunięcie Lamba – do 7 cyfr znaczących. Tak duże dokładności pomiarowe stwarzają podstawę do opracowania nowych zegarów, mających wyznaczać standard czasu i zastąpić starzejącą się technikę zegarów cezowych.

Warto podkreślić, że technika grzebieniowa nie osiągnęła jeszcze szczytu swoich możliwości. W perspektywie są pomiary z dokładnością do 18 cyfr znaczących.

Jak widać z tego opisu, Nagroda Nobla dla Hänscha i Halla – podobnie jak dla Glaubera – nie została przyznana za odkrycie nowego zjawiska. Nobliści opracowali ultradokładne optyczne metody pomiarowe i wykorzystali je w badaniach podstawowych z perspektywą zastosowań we wzorcach czasu (zegarach atomowych) kolejnej generacji.

Jan Mostowski
Instytut Fizyki PAN
oraz Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego
Warszawa

blaty optyczne
systemy antywibracyjne
ScienceDesk (TM)
profile konstrukcyjne
układy klatkowe
optomechanika



sprężacze światłowodowe
stoliki przesuwne
układy 3,4,5,6-osiowe
sterowniki mikro -
i nanoprzepiesuwu
silowniki:
piezo, mikrostep i mieszane
rozdzielczość do 20 nm
zakres ruchu do 400 mm



detektory
mierniki mocy
kamery CCD
spektrometry
polarymetry
interferometry przestrajalne
czopery optyczne
generatory opóźnień
oświetlacze halogenowe
układy testowania optyki
OpticStudio (TM)



soczewki, zwierciadła i filtry
diody laserowe
lasery He-Ne
światłowody i akcesoria
włókna aktywne
fotoniczne układy
pasywne i aktywne
lasery diodowe i
światłowodowe
sterowniki laserów i TEC
lasery femtosekundowe
przestrajalne lasery VIS i IR
źródła białe
wielokanałowe źródła WDM
wzmacniacze optyczne IR



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

Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

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

inbox@eurotek.com.pl