

POSTĘPY FIZYKI



CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

Progowa spektroskopia fotoelektronowa cząsteczek

M. Zubek

**Optycznie sterowany wzrost kryształów para-nitroaniliny
wykorzystujący efekt Marangoniego**

A. Miniewicz i in.

Wykłady noblowskie 2015

T. Kajita i A. B. McDonald

2 / 2021
TOM 72



nr indeksu 369721





POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE (PTF)

www.ptf.net.pl

ZARZĄD GŁÓWNY

Leszek Sirko (prezes)
Bogdan Kowalski (sekretarz generalny)
Jan Grabski (skarbnik)
Katarzyna Chałasińska-Macukow
Dariusz Grech
Bohdan Grządkowski
Zbigniew Kąkol
Stanisław Kistryn
Mirośław Łoś
Maiej Maśka
Beata Agnieszka Pietrewicz
Józef Spałek
Aneta Szczygielska
Andrzej Ślebarski
Zbigniew Trybuła

BIURO ZARZĄDU

ul. Pasteura 5
02-093 Warszawa
tel. (+22) 553 28 56 pok.4.56 (4. piętro)
e-mail: biuro@ptf.net.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymański (Białystok)
Adam Gadomski (Bydgoszcz)
Ewa Mandowska (Częstochowa)
Jarosław Rybicki (Gdańsk)
Adam Míchczyński (Gliwice)
Paweł Zajdel (Katowice)
Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce)
Józef Spałek (Kraków)
Jerzy Żuk (Lublin)
Karol Jakub Jędrzejczak (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
Henryk Drozdowski (Poznań)
Gaweł Żyła (Rzeszów)
Mirośław Brozis (Słupsk)
Mariusz P. Dąbrowski (Szczecin)
Michał Pawlak (Toruń)
Aneta Drabińska (Warszawa)
Ewa Dębowska (Wrocław)
Van Cao Long (Zielona Góra)

POSTĘPY FIZYKI (PF)

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

www.ptf.net.pl

czasopismo ukazuje się od 1949 roku

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący)
Mieczysław Budzyński
Witold Dobrowolski
Henryk Drozdowski
Józef Spałek
Józef Szudy
Arkadiusz Wójs

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Wojciech Olszewski (Białystok)
Beata A. Pietrewicz (Bydgoszcz)
Piotr Gębara (Częstochowa)
Tomasz Wąsowicz (Gdańsk)
Lucyna Grządziel (Gliwice)
Aleksandra Piórkowska-Kurpas (Katowice)
Maciej Rybczyński (Kielce)
Witold Zawadzki (Kraków)
Janusz Filiks (Lublin)
Janusz Kuliński (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
Sławomir Mamica (Poznań)
Jacek Fal (Rzeszów)
Agnieszka Włodarkiewicz (Słupsk)
Janusz Typek (Szczecin)
Michał Pawlak (Toruń)
Grzegorz Siudem (Warszawa)
Ewa Dębowska (p.o.) (Wrocław)
Lidia Najder-Kozdrowska (Zielona Góra)

REDAKCJA

Anna Szemberg (redaktor naczelna)
Krzysztof Turzyński
Redakcja „Postępy Fizyki” – Wydział Fizyki UW
Pasteura 5, pok. 2.80 (2. piętro), 02-093 Warszawa
e-mail: postepy.fizyki@gmail.com

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Przyjmujemy do publikacji przystępnie napisane artykuły przeglądowe i monograficzne w języku polskim i angielskim, które otrzymają pozytywne recenzje wydawnicze. Teksty należy przysyłać e-mailem na adres: postepy.fizyki@gmail.com w formie przyjętej w czasopiśmie www.ptf.net.pl/pl/postepy-fizyki/ w systemie LATEX (plik źródłowy + pdf) lub w programie Word; tekst powinien zawierać afiliację i nr ORCID autora, streszczenie i słowa kluczowe w j. polskim oraz j. angielskim, bibliografię wyłącznie załącznikową, podpisy do ilustracji; **ilustracje** mogą być zamieszczone w tekście, ale **należy** je również **prysłać w osobnych plikach** o rozdzielczości co najmniej 300 dpi; **w przypadku ilustracji zapożyczonych** z innych źródeł, podpis musi zawierać źródło pochodzenia ilustracji, przy czym na autorze spoczywa obowiązek uzyskania zgody na jej publikację w jego artykule w *Postęпах Fizyki*. Redakcja zastrzega sobie prawo do skracania i redagowania tekstów w tym wprowadzania niezbędnych zmian terminologicznych. Zgodnie z obowiązującym prawem autorskim autorzy będą mogli dokonać korekty autorskiej artykułu przygotowanego do druku. Opublikowanie artykułu w PF wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem go na stronie internetowej PTF na podstawie licencji Creative Commons.

PRENUMERATA

W 2020 roku **cena brutto pojedynczego numeru PF wynosi 29,70 PLN** (w tym 8% VAT), **rocznika (4 numery) (z 9% bonifikatą) – 108,00 PLN** (w tym 8% VAT). Wpłatę na konto należy powiększyć o koszty przesyłki, które wynoszą dla jednego zeszytu 7,00 PLN (w tym 23% VAT). Przy zamawianiu większej liczby egzemplarzy prosimy koszty wysyłki skonsultować e-mailem z wydawcą. **Cena pojedynczego archiwalnego numeru PF** pozostaje bez zmian – **12,00 PLN brutto** + koszty wysyłki. Szczegółowe warunki prenumeraty PF znaleźć można na stronie internetowej PTF (www.ptf.net.pl/).

ISSN 0032-5430, ISSN 2658-2422 (online)

© Copyright by Polskie Towarzystwo Fizyczne

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

**Kwartalnik POSTĘPY FIZYKI jest wydawany we współpracy
z WYDZIAŁEM FIZYKI UNIwersYTETU WARSZAWSKIEGO**

Szanowni Czytelnicy,

zapraszamy do lektury kolejnego numeru 72 tomu PF, który otwierają dwa interesujące artykuły: prof. Mariusza Zubka z Politechniki Gdańskiej dotyczący progowej spektroskopii fotoelektronowej, w której rejestruje się fotoelektrony z niemal zerową energią kinetyczną, oraz praca zespołu autorskiego z Politechniki Wrocławskiej z prof. Andrzejem Miniewiczem na czele o krystalizacji substancji organicznych z roztworu z udziałem światła laserowego.

W stałym cyklu przekładów wykładów noblowskich z dziedziny fizyki proponujemy dwa wykłady specjalistów od neutrin T. Kajiti i A. B. McDonalda – laureatów nagrody Nobla przyznanej w 2015 roku.

Wspominamy znakomitych fizyków, którzy odeszli: prof. Mariana Grynberga i prof. Ewę Skrzypczak.

Pragniemy zwrócić Państwa uwagę na bardzo ważny dla upowszechniania wiedzy fizycznej, znany nam świetnie wieloletni projekt OLIMPIADA FIZYCZNA, która obchodzi kolejny ważny dla fizyków jubileusz. Film autorstwa dr. Tadeusza Molendy o historii Olimpiady Fizycznej przygotowany z okazji finału jubileuszowej 70. Olimpiady Fizycznej można obejrzeć online: https://www.kgof.edu.pl/img/70_OF_ostateczna.mp4

Postępy Fizyki są dostępne bezpłatnie w wersji elektronicznej:

- numery bieżące PF <http://www.ptf.net.pl/pl/postepy-fizyki/>
- numery archiwalne PF
<http://www.ptf.net.pl/pl/towarzystwo/dzialalnosc/postepy-fizyki/roczniki/>
- spis treści PF (od 1949)
https://www.ptf.net.pl/pl/postepy_fizyki/baza-pf/

Informacje dla potencjalnych Autorów PF znaleźć można na stronie internetowej PTF https://www.ptf.net.pl/media/cms_page_media/1544/Wskazowki.pdf

redaktor naczelna PF



Fotopowielacze detektora SNO
(Sudbury Neutrino Observatory)
[ryc. 6, wykład A. B. McDonalda]

Progowa spektroskopia fotoelektronowa cząsteczek M. Zubek	2
Optycznie sterowany wzrost kryształów para-nitroaniliny wykorzystujący efekt Marangoniego K. Grześkiewicz, M. Belej, S. Bartkiewicz, A. Miniewicz	9
Odkrycie oscylacji neutrin atmosferycznych T. Kajita	16
Neutrinowe Obserwatorium Sudbury: Obserwacja zmiany zapachu neutrin słonecznych A. B. McDonald	25
Marian Grynberg (1940–2017)	36
Ewa Skrzypczak (1929–2020)	38
Język, którym mówi Bóg M. Heller	41
Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego	44

Progowa spektroskopia fotoelektronowa cząsteczek

Mariusz Zubek*

Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Politechnika Gdańska

Streszczenie. Spektroskopia fotoelektronowa stosowana jest w badaniach struktury i dynamiki zewnętrznych i wewnętrznych powłok elektronowych atomów, cząsteczek oraz klastrow w fazie gazowej. W artykule przedstawiono progową spektroskopię fotoelektronową, w której rejestruje się fotoelektrony z prawie zerową energią kinetyczną. Zilustrowano ją omawiając progowe widma fotoelektronowe cząsteczek azotu i furanu otrzymane w pomiarach z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego. Widma te wskazują na znaczny udział stanów autojonizacyjnych w procesach fotojonizacji progowej.

Słowa kluczowe: spektroskopia fotoelektronowa, struktura elektronowa, spektrometr fotoelektronowy, fotojonizacja progowa, stany autojonizacyjne

Abstract. Photoelectron spectroscopy is applied to investigate electronic structure and electron dynamics in outer and inner shells of atoms, molecules and clusters in the gas phase. The article presents threshold photoelectron spectroscopy is presented, in which photoelectrons with near zero kinetic energy are detected. It is illustrated by describing the photoelectron spectra of nitrogen and furan obtained in the measurements using synchrotron radiation. These spectra show significant contributions of the autoionizing states to the processes of threshold photoionization.

Keywords: photoelectron spectroscopy, electronic structure, photoelectron spectrometer, threshold photoionization, autoionizing states

1. Wstęp

Spektroskopia fotoelektronowa jest jedną z nowszych dziedzin spektroskopii atomowej i molekularnej, rozwijającą się od początku lat 60. XX w. i jest uznawana za szczególnie przydatną w badaniach struktury i dynamiki elektronowej cząsteczek wieloatomowych w fazie gazowej [1, 2, 3]. W pomiarach widm fotoelektronowych, monochromatyczne promieniowanie nadfioletowe lub rentgenowskie padające ze źródła na próbkę wywołuje jonizację atomów lub cząsteczek. Jednokrotna ich jonizacja prowadzi do powstania jonu dodatniego w określonym stanie rowibronowym i fotoelektronu o dobrze określonej energii kinetycznej. Jako promieniowanie monochromatyczne powodujące jonizację wykorzystuje się linie rezonansowe gazów szlachetnych, np. He I i He II oraz linie rentgenowskie Mg K_{α} i Al K_{α} [4]. Jednak źródłem dającym podstawy do najbardziej wszechstronnych badań spektroskopowych jest synchrotron. Widma fotoelektronowe zawierają pasma odpowiadające stanom elektronowym jonów dodatnich. Kształt i struktura oscylacyjna pasm zależy od udziału orbitalu, z którego emitowany jest fotoelektron, w wiązaniach molekularnych cząsteczki. Wyniki badań fotojonizacyjnych odgrywają ważną rolę w astrofizyce, fizyce plazmy, chemii i biologii oraz w inżynierii materiałowej.

Wiązka fotonów o energii $h\nu$ w procesie fotojonizacji wywołuje emisję fotoelektronu o energii kinetycznej E_{kin}

$$E_{kin} = h\nu - E_j - E_{osc} - E_{rot}, \quad (1)$$

gdzie E_j jest energią jonizacji, a E_{osc} i E_{rot} to odpowiednio energia oscylacyjna i rotacyjna powstającego jonu dodatniego. Energię kinetyczną emitowanych fotoelektronów mierzy się za pomocą spektrometrów fotoelektronowych, których zasadniczą częścią jest analizator elektronów. Ponieważ energia padających fotonów $h\nu$ jest stała, rejestrowanie elektronów o energii określonej równaniem (1) pozwala obserwować procesy fotojonizacji z orbitalu o energii E_j i utworzenia jonu dodatniego w określonym stanie elektronowym. Powstające jony dodatnie zwykle wykazują wzbudzenie oscylacyjne i rotacyjne.

W progowej spektroskopii fotoelektronowej rejestruje się fotoelektrony o niewielkiej energii kinetycznej, od kilku do kilkudziesięciu meV, które zwykle nazywa się elektronami „progowymi”. W pomiarze widma progowego energię padającego promieniowania zmienia się w sposób ciągły w wybranym zakresie i jednocześnie dokonuje się detekcji elektronów progowych. W ten sposób obserwuje się stany, dla których energia jonizacji E_j (przy danym wzbudzeniu oscylacyjnym i rotacyjnym) jest określona równaniem (1) dla $E_{kin} = 0$. Wiązkę promieniowania o energii zmieniającej się w sposób ciągły

*ORCID: 0000-0003-4114-8012

można uzyskać ze źródła promieniowania o widmie ciągłym, np. z lamp wyładowczych lub lasera barwnikowego, oraz stosując strojony monochromator optyczny [5]. Powszechnie korzysta się jednak z promieniowania synchrotronowego, które ma duże natężenie, rzędu 10^{19} fotonów na sekundę, w wąskim zakresie widmowym o szerokości $\Delta\lambda/\lambda = 0,1\%$. Co więcej, ma wysoki stopień polaryzacji oraz może być przestrajane w sposób ciągły w szerokim zakresie energii fotonów [6]. Promieniowanie synchrotronowe generowane jest w pierścieniach akumulacyjnych przez elektrony poruszające się z prędkością bliską prędkości światła, w polu magnesów zakrzywiających ich tor lub w polach wiglerów i ondulatorów umieszczonych w prostoliniowych odcinkach pierścienia.

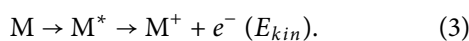
Zaletą progowej spektroskopii fotoelektronowej w porównaniu z konwencjonalną jest jej znacznie wyższa rozdzielczość energetyczna, w zasadzie ograniczona jedynie przez rozmycie energetyczne wiązki promieniowania. Ponadto cechuje ją wysoka wydajność zbierania i rejestrowania powstających elektronów progowych. Ta wysoka czułość spektroskopii progowej umożliwia wykonywanie pomiarów koincydencyjnych fotoelektron-jon TPEPICO (ang. Threshold PhotoElektron PhotoIon Coincidence) rejestrujących skorelowane pary fotoelektronów i jonów dodatnich. Tego typu pomiary są stosowane zwłaszcza w badaniach dynamiki dysocjacji jonów [7]. W jonizacji progowej szczególną rolę spełniają stany autojonizacyjne, gdyż pozwalają na rejestrowanie pasm stanów nieobserwowanych w konwencjonalnej spektroskopii fotoelektronowej [8].

2. Procesy fotojonizacyjne

W spektroskopii fotoelektronowej obserwuje się procesy fotojonizacji, które mogą zachodzić na dwóch drogach: jonizacji prostej

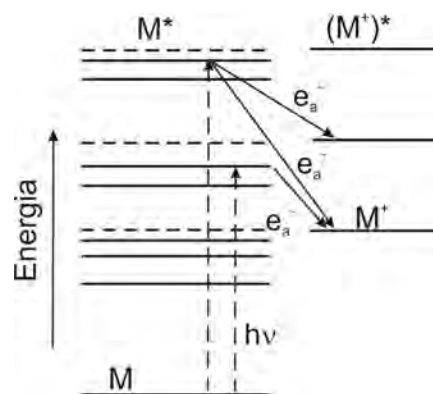


oraz jonizacji poprzez tworzenie pośrednich stanów autojonizacyjnych M^*



W jonizacji prostej (2), którą można opisać w przybliżeniu dipolowym, w wyniku absorpcji pojedynczego fotonu zachodzi proces emisji elektronu (proces jednoelektronowy). Względne natężenia linii oscylacyjnych w rejestrowanych pasmach widmowych zwykle zgodne są z czynnikami Francka–Condon dla przejść jonizacyjnych. Tak więc poziomy oscylacyjne o pomijalnie małych wartościach czynników nie będą obserwowane. W przypadku procesu (3) dochodzi do wzbudzenia cząsteczki M do stanu o wyższej energii, leżącego w kontinuum jonizacji, który następnie podlega samorzutnej autojonizacji.

Jest to proces dwuetapowy przedstawiony na rys. 1. W takim procesie natężenia linii oscylacyjnych w pasmach nie są zgodne z czynnikami Francka–Condon dla przejść jonizacyjnych. O ich natężeniu decydują tu prawdopodobieństwa przejść do i ze stanu autojonizacyjnego. Dyskretne stany autojonizacyjne oddziałują ze stanami z kontinuum jonizacyjnego i w przekroju czynnym na jonizację powstają struktury rezonansowe mające kształty maksimów, minimów lub też przybierające kształty pośrednie. Wpływ stanów autojonizacyjnych jest szczególnie dobrze widoczny w progowych widmach fotoelektronowych. Ich udział, jako stanów pośrednich w jonizacji, prowadzi do wzbudzenia wysoko leżących poziomów oscylacyjnych powstających jonów dodatnich, nie obserwowanych w konwencjonalnej spektroskopii fotoelektronowej.



Rys. 1. Schemat wzajemnego położenia stanów wzbudzonych cząsteczki M i stanów wzbudzonych jonów dodatnich M^+ . Zaznaczono wzbudzenie stanów w wyniku absorpcji fotonu i ich autojonizację z emisją e_a^- . Najniższe położone stany M i M^+ są stanami podstawowymi

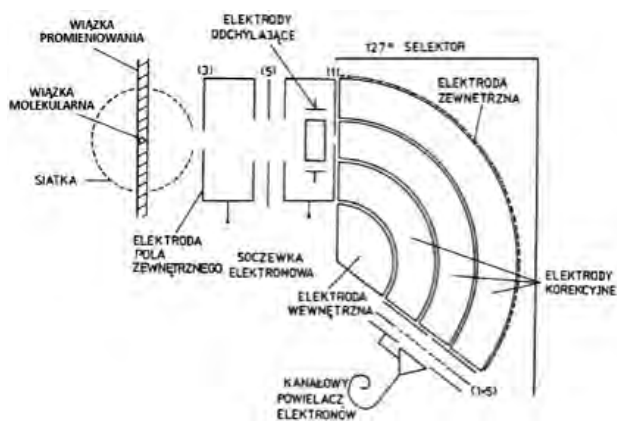
Oddziaływania korelacyjne, które tworzą oddziaływania coulombowskie pomiędzy elektronami atomu lub cząsteczki, wywołują wieloelektronowe procesy jonizacyjne. Linie satelitarne w widmach fotoelektronowych powstają w wyniku procesów dwuelektronowych, w których wraz z emisją pojedynczego elektronu następuje wzbudzenie jonu dodatniego. Inne procesy dwuelektronowe to prosta jonizacja dwukrotna dająca jednoczesną emisję dwu elektronów oraz przejścia Augera zachodzące po jonizacji, zazwyczaj z wewnętrznej powłoki elektronowej. Przedmiotem badań fotoelektronowych są ponadto efekty relaksacyjne, na przykład reorganizacji struktury elektronowej w stanie końcowym jonu. Są one wywołane emisją fotoelektronu i jednoczesną zmianą ekranowania ładunku jądra [9]. Prawdopodobieństwa powyższych procesów zależą od wielkości oddziaływania korelacyjnego.

3. Progowy spektrometr fotoelektronowy

W konwencjonalnej spektroskopii fotoelektronowej energii kinetyczną fotoelektronów (1) mierzy się najczęściej

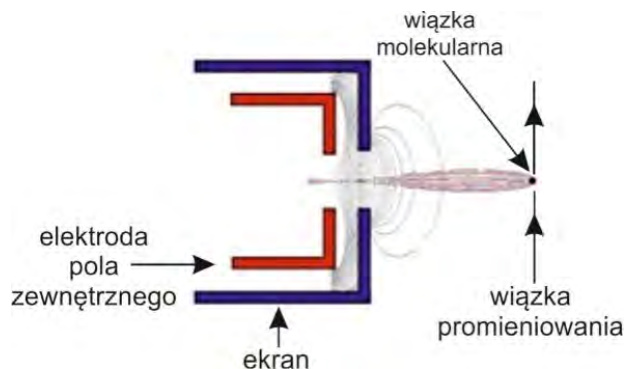
za pomocą spektrometrów wyposażonych w selektor elektronów. Selektor transmituje elektrony o energii z wąskiego zakresu o szerokości 10-50 meV, a usuwa pozostałe wchodzące do jego obszaru. Ze względu na łatwość strojenia, w spektrometrach stosuje się selektory elektrostatyczne, zwierciadlany selektor cylindryczny, selektor półsferyczny oraz 127° selektor cylindryczny [10].

W spektroskopii progowej do pomiaru widm można zastosować konwencjonalny spektrometr fotoelektronowy, nastrojony na elektrony progowe. Jednak widma ze znacznie wyższą rozdzielczością energetyczną otrzymuje się używając urządzenia o szczególnej konstrukcji przeznaczonej do zbierania i efektywnej detekcji fotoelektronów o małych energiach. Schemat takiego spektrometru, wykorzystującego metodę penetrującego pola elektrostatycznego [11], przedstawiony jest na rys. 2 [12].

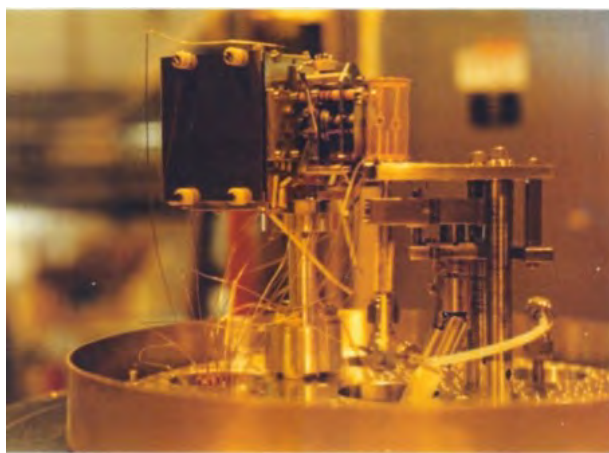


Rys. 2. Schemat progowego spektrometru fotoelektronowego wykorzystującego metodę penetrującego pola elektrostatycznego oraz 127° selektor cylindryczny [12]

Wiązka promieniowania synchrotronowego opuszczająca monochromator linii badawczej przechodzi przez centrum fotojonizacji, do którego prostopadle wprowadzana jest wiązka molekularna wytwarzana przez efuzyjny wypływ badanego gazu z rurki o średnicy 0,6 mm. Centrum fotojonizacji jest otoczone cylindryczną siatką, w której znajdują się otwory do wprowadzenia promieniowania i wyjścia fotoelektronów w kierunku selektora. W pomiarze widm progowych elektroda pola zewnętrznego jest utrzymywana na wyższym potencjale (≥ 10 V) względem cylindrycznej siatki, co powoduje penetrację słabego pola elektrycznego do centrum jonizacji. Pole to zbiera z centrum (z pełnego kąta bryłowego) fotoelektrony o małej energii (< 5 meV) i ogniskuje je w jednym punkcie [13]. Na rys. 3 przedstawiono rozkład pola elektrostatycznego (przy nieco odmiennej konfiguracji elektrod) penetrującego w kierunku centrum jonizacji oraz pokazano torę elektronów o energii 1 meV, generowanych w centrum fotojonizacji [13]. Następnie elektrony ogniskowane są przez trójelektrodową soczewkę



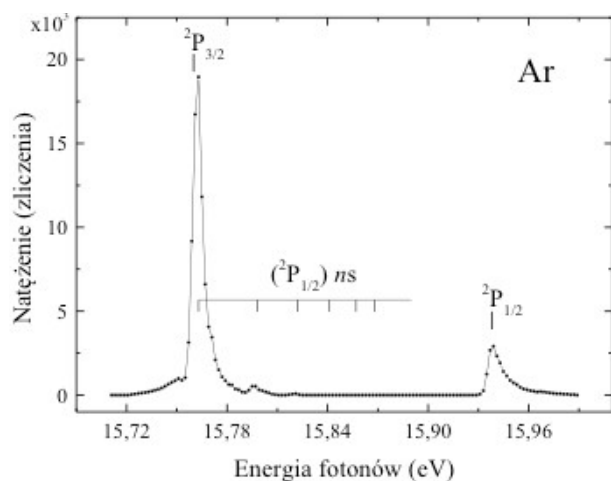
Rys. 3. Rozkład penetrującego pola elektrostatycznego oraz torę fotoelektronów o energii 1 meV wybiegające z centrum fotojonizacji [13]



Rys. 4. Progowy spektrometr fotoelektronowy, którego schemat pokazano na rys. 2

przesłonową na wejściu do 127° selektora cylindrycznego. Selektor transmituje elektrony progowe, natomiast usuwa elektrony o wyższej energii, które mogą trafić do jego wnętrza. Po opuszczeniu selektora elektrony rejestrowane są za pomocą powielacza kanałowego. Układ elektrod spektrometru (rys. 4) przymocowany jest do niewielkiego stolika, na którym widoczna jest cylindryczna siatka otaczająca centrum fotojonizacji, za nią przesłona soczewka elektronowa, a następnie 127° selektor cylindryczny.

Zdolność spektrometru do rejestrowania elektronów progowych i jednoczesnego usuwania elektronów o energiach większych od około 5 meV wykazuje się poprzez pomiar widma progowego w argonie, w pobliżu progów jonizacji $^2P_{3/2}$ (15,760 eV) i $^2P_{1/2}$ (15,937 eV) [9]. Wynik takiego pomiaru, ukazujący linie widmowe położone w pobliżu obu progów, zamieszczono na rys. 5 [14]. Pośród progów leżą rydbergowskie stany autojonizacyjne ($^2P_{1/2}$) *ns* zbiegające się do granicy jonizacji $^2P_{1/2}$ (rys. 5). W rozpadach autojonizacyjnych generują one elektrony o energiach kolejno 3, 38, 62, 81, ... meV. Na rysunku 5 wyraźnie widać, że elektrony o energiach 38 meV i 62 meV są silnie dyskryminowane, gdyż odpowiadające im piki mają niewielkie natężenia. Procesy autojonizacji kolejnych stanów rydbergowskich *ns* nie są w widmie



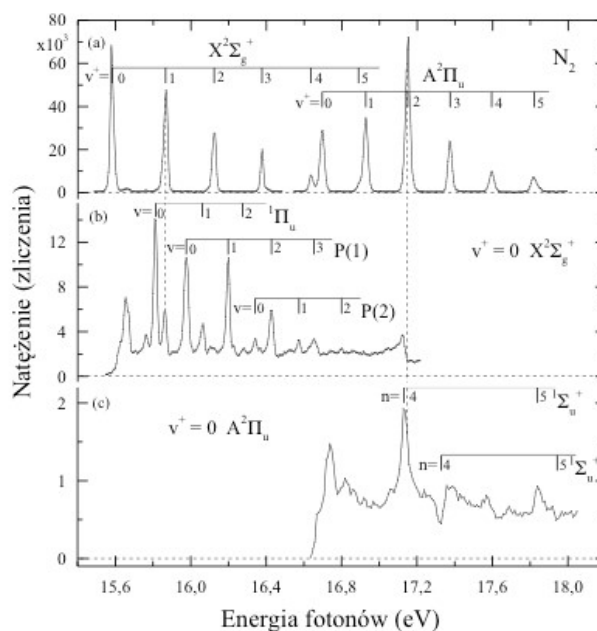
Rys. 5. Progowe widmo fotoelektronowe argonu, zmierzone w pobliżu progów jonizacji $2P_{3/2}$ i $2P_{1/2}$. Zaznaczono położenia progów jonizacji i stanów autojonizacyjnych ($2P_{1/2}$) ns [14]

widoczne; pik odpowiadający progowi $2P_{3/2}$ ma duże natężenie w porównaniu do $2P_{1/2}$, gdyż elektrony o energii 3 meV są tu rejestrowane z dużą wydajnością.

Do badania procesów progowej fotojonizacji cząsteczek używa się również innych, ciągle udoskonalanych technik pomiarowych. W jednej z nich dokonuje się pomiaru czasu przelotu elektronu z centrum fotojonizacji do detektora, który dla małych prędkości elektronów progowych jest znacznie dłuższy w porównaniu z czasem przelotu elektronów o większych energiach [15]. Wysoką rozdzielczość energetyczną (poniżej 1 meV, $0,2\text{--}4\text{ cm}^{-1}$) uzyskuje się w spektroskopii fotoelektronowej zerowej energii kinetycznej ZEKE (ang. Zero Kinetic Energy) [16], w której fotoelektrony progowe przyspiesza się z obszaru jonizacji z pewnym opóźnieniem, liczonym od momentu ich powstania, poprzez przyłożenie impulsowego pola elektrycznego. W ten sposób elektronom o większych energiach kinetycznych umożliwia się wcześniejsze opuszczenie obszaru jonizacji. W innej metodzie impulsowej, PFI-ZEKE (ang. Pulsed Field Ionization Zero Kinetic Energy) [17], rejestruje się elektrony powstające w opóźnionej impulsowej jonizacji połowej wysoko-wzbudzonych ($n \geq 100$) stanów rydbergowskich. Położenia tych stanów są zbieżne do rowibronowych progów jonizacji cząsteczek. Wykorzystuje się tu również fakt, że stany te mają długi czas życia $> \sim 1\text{ }\mu\text{s}$.

4. Widma fotoelektronowe cząsteczek azotu

Widma fotoelektronowe cząsteczek azotu były mierzone już w latach 60. XX w. przy użyciu źródeł promieniowania takich jak wyładowcze lampy wodorowe i helowe lub emitujących linie charakterystyczne Mg K_{α} i Al K_{α} . Azot, N_2 , jest cząsteczką dwuatomową o konfiguracji $(1\pi_u)^4(3\sigma_g)^2$ zewnętrznych orbitali walencyjnych w elektronowym stanie podstawowym $X^1\Sigma_g^+$.



Rys. 6. (a) Progowe widmo fotoelektronowe cząsteczek azotu [12]; (b) funkcja fotojonizacji do poziomu $v^+ = 0$ stanu $X^2\Sigma_g^+$ jonu N_2^+ [12]; (c) funkcja fotojonizacji do poziomu $v^+ = 0$ stanu $A^2\Pi_u$ jonu N_2^+ [12]; na wykresach (b) i (c) zaznaczono położenia stanów autojonizacyjnych

Na rys. 6(a) przedstawiono widmo progowe azotu zmierzone w zakresie energii fotonów 15,4–18,0 eV [12]. Pomiaru wykonano za pomocą spektrometru z rys. 2 z użyciem wiązki promieniowania synchrotronowego o szerokości energetycznej 10 meV. W widmie obserwuje się procesy fotojonizacji do poziomów oscylacyjnych $v^+ = 0\text{--}5$ stanu podstawowego $X^2\Sigma_g^+$ oraz pierwszego stanu wzbudzonego $A^2\Pi_u$ jonu N_2^+ . Oba stany powstają w wyniku emisji elektronów z dwu najbardziej zewnętrznych orbitali, odpowiednio $3\sigma_g$ i $1\pi_u$ cząsteczki azotu. Widmo składa się z wąskich linii oscylacyjnych o szerokości połowkowej 20–25 meV, na którą wpływa szerokość wiązki promieniowania synchrotronowego i rozdzielczość spektrometru. W pasmie $X^2\Sigma_g^+$ natężenie oscylacyjnych linii widmowych zmniejsza się wraz ze wzrostem v^+ i taka zmiana zdecydowanie różni się od rejestrowanej w widmach mierzonych dla wyższych energii promieniowania, na przykład linii helowej He(I) o energii 21, 22 eV [1]. W nich natężenia linii gwałtownie maleją i dla v^+ od 0 do 2 są w stosunku 1:0,08:0,006, zgodnym ze stosunkiem czynników Francka-Condon dla procesu jonizacji do stanu $X^2\Sigma_g^+$ jonu N_2^+ [1].

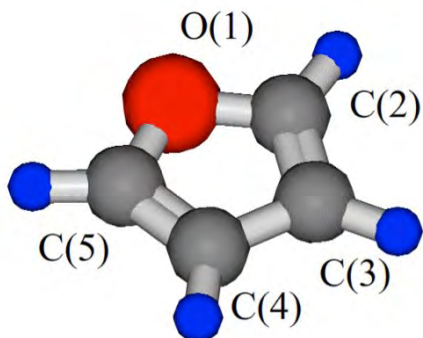
Kształt widma progowego z rys. 6(a) wskazuje na znaczny udział wzbudzenia i rozpadu stanów autojonizacyjnych w fotojonizacji progowej, zgodnie z mechanizmem (3). Badania absorpcyjne w azocie [18, 19] pokazują, że w zakresie energii do około 16,5 eV położone są stany autojonizacyjne, które tworzą serie widmowe zbiegające się do progów jonizacji $X^2\Sigma_g^+$ oraz $A^2\Pi_u$ jonu N_2^+ . Niektóre z tych stanów leżą w bezpośrednim sąsiedztwie progów fotojonizacji i ich rozpad autojoniza-

cyjny powoduje emisję elektronów progowych. Na takie dwuetapowe procesy fotojonizacyjne wskazuje porównanie widma progowego azotu (rys. 6(a)) z funkcją fotojonizacji do poziomu $v^+ = 0$ stanu $X^2\Sigma_g^+$ (rys. 6(b)) [12] (funkcja fotojonizacji jest zależnością natężenia sygnału fotojonizacyjnego od energii fotonów). W funkcji zaznaczono progresję poziomów oscylacyjnych stanu autojonizacyjnego ($A^2\Pi_u$) $4d\delta_g^1\Pi_u$ oraz niezidentyfikowanych jeszcze stanów P(1) i P(2). Z porównania widm widać, że np. stan o energii 15,862 eV, który można zidentyfikować jako stan o konfiguracji ($X^2\Sigma_g^+$) $np\pi_u$, wskazany linią przerywaną na rys. 6(b), znajduje się 10 meV powyżej poziomu $v^+ = 1$. Jego autojonizacja do stanu $X^2\Sigma_g^+$, $v^+ = 1$, powoduje kilkukrotne zwiększenie natężenia tej linii w widmie progowym.

Podobny mechanizm autojonizacyjny widoczny jest w pasmie $A^2\Pi_u$ (rys. 6(a)). Tutaj wyraźnie większe natężenie w porównaniu do pozostałych wykazuje linia $v^+ = 2$. Porównując widmo progowe z funkcją fotojonizacji z rys. 6(c) [12], można wnosić, że fotojonizacja do poziomu $v^+ = 2$ zachodzi poprzez stan autojonizacyjny o energii 17,135 eV (zaznaczony linią przerywaną). Stan ten ma konfigurację ($B^2\Sigma_u^+$) $4d\sigma_g^1\Sigma_u^+$ i jego rozpad znacznie zwiększa natężenie linii $v^+ = 2$. Należy on do serii widmowej stanów rydbergowskich $^1\Sigma_u^+$, których położenia zbiegają się do progów jonizacji $B^2\Sigma_u^+$ jonu N_2^+ . Struktury autojonizacyjne tej serii mają kształt asymetrycznych pików. Rysunek 6(c) ukazuje również drugą serię o symetrii $^1\Sigma_u^+$, której struktury w funkcji jonizacji mają kształt asymetrycznych minimów. Obie serie $^1\Sigma_u^+$ stanowią przykłady kształtów struktur autojonizacyjnych. Są one wynikiem oddziaływania dyskretnego stanu autojonizacyjnego ze stanami z kontinuum jonizacji.

5. Widma fotoelektronowe cząsteczek furanu

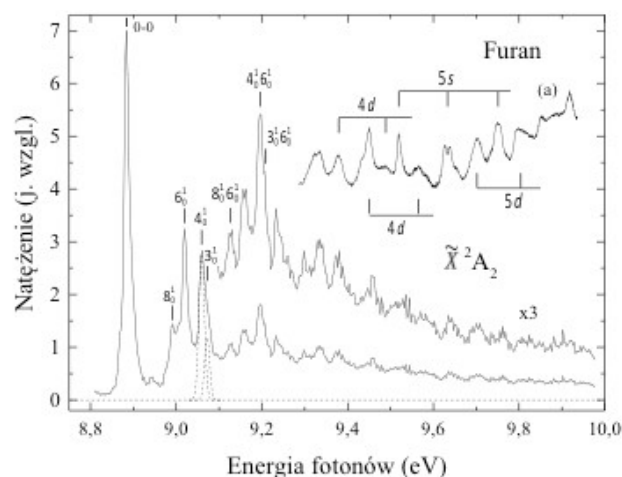
Furan jest związkem heterocyklicznym, którego cząsteczki tworzą płaskie pięciocłonowe pierścienie węglowodorowe zawierające atom tlenu (rys. 7). Furan znalazł zastosowania przemysłowe w syntetycznej che-



Rys. 7. Cząsteczka furanu (w nawiasach numeracja atomów tlenu i węgla w cząsteczce); kolorem fioletowym oznaczono atomy wodoru

mii organicznej oraz w produkcji farmaceutycznej i dlatego jest przedmiotem częstych badań spektroskopowych. Konfiguracja elektronowa orbitali walencyjnych stanu podstawowego furanu \tilde{X}^1A_1 ma postać $(8a_1)^2(9a_1)^2(2b_1)^2(1a_2)^2$.

Progowe widmo fotoelektronowe cząsteczek furanu zmierzone w zakresie energii 8,8-10 eV [14] (rys. 8) przedstawia pasmo stanu podstawowego jonu furanu \tilde{X}^2A_2 , $C_4H_4O^+$, który tworzy się w wyniku emisji elektronu z orbitalu $1a_2$ (π_3). Widmo wykazuje wyższą rozdzielczość energetyczną w porównaniu do wcześniejszych pomiarów [20, 21]. W pasmie \tilde{X}^2A_2 dominuje linia przejścia 0-0 pomiędzy poziomami oscylacyjnymi $v = 0$ cząsteczki i $v^+ = 0$ jonu furanu, która została zarejestrowana przy energii 8,885 eV [14]. Ponadto widocznych jest wiele linii wzbudzenia oscylacyjnego jonu furanu.



Rys. 8. Progowe widmo fotoelektronowe furanu ukazujące pasmo stanu podstawowego \tilde{X}^2A_2 jonu furanu [14] (podano identyfikację linii wzbudzenia oscylacyjnego jonu furanu); (a) widmo absorpcyjne furanu z zaznaczonymi położeniami stanów autojonizacyjnych [27].

W identyfikacji modów oscylacyjnych w widmie z rys. 8 pomocą służą wyniki prac teoretycznych [22, 23]. Przewidują one, że większość obserwowanych linii oscylacyjnych można przypisać wzbudzeniu całkowicie symetrycznych drgań v_3 , v_4 , v_6 i v_8 jonu o symetrii A_1 , które w przybliżeniu odpowiadają: v_3 – rozciąganiu pierścienia jonu furanu, v_4 – zginaniu wiązań C–H, v_6 – rozciąganiu pierścienia jonu i v_8 – rozciąganiu pierścienia jonu i zginaniu wiązań C–H [24]. W widmie (rys. 8) zidentyfikowano linie nadtonów 8_0^1 , 6_0^1 , 4_0^1 i 3_0^1 oraz przejść złożonych $8_0^1 6_0^1$, $4_0^1 6_0^1$ i $3_0^1 6_0^1$ (symbol k_0^1 oznacza przejście ze stanu oscylacyjnego $v = 0$ do $v^+ = 1$ modu oscylacyjnego v_k). Linie oscylacyjne leżące przy wyższych energiach należą do progresji rozpoczynających się na wymienionych nadtonach i przejściach złożonych. Analiza poszerzonej linii oscylacyjnej przy energii 9,062 eV wskazuje na obecność co najmniej dwóch modów oscylacyjnych v_3 i v_4 . Należy zauważyć, że powyższa dyskusja pasma \tilde{X}^2A_2 furanu jest

dość uproszczona i np. nie uwzględnia możliwego sprzężenia wibronowego pomiędzy modami oscylacyjnymi [25, 26].

Położenia linii nadtonów 8_0^1 , 6_0^1 , 4_0^1 oraz 3_0^1 względem linii 0-0 w widmie pozwalają wyznaczyć energie drgań modów oscylacyjnych jonu furanu w stanie \tilde{X}^2A_2 . W tabeli 1 zostały one porównane z energiami drgań w stanie podstawowym \tilde{X}^1A_1 furanu [24]. Z tego porównania widać, iż energie drgań w cząsteczce i jonie furanu w danych modach oscylacyjnych mają zbliżone wartości. Jest to prawidłowość obserwowana w cząsteczkach aromatycznych mających silnie zdelokalizowane orbitale π . Ułatwia ona identyfikację modów oscylacyjnych w pasmach fotoelektronowych.

Tabela 1. Energie (meV) normalnych drgań oscylacyjnych o symetrii A_1 cząsteczki furanu w stanie \tilde{X}^1A_1 i jonu furanu w stanie \tilde{X}^2A_2 .

Mod oscylacyjny	\tilde{X}^1A_1	\tilde{X}^2A_2
	[24]	[14]
ν_1	393	
ν_2	389	
ν_3	185	187
ν_4	172	174
ν_5	141	
ν_6	132	136
ν_7	123	
ν_8	108	106

Powyżej 9,3 eV (rys. 8) struktura oscylacyjna w widmie fotoelektronowym może zawierać wiele nakładających się progresji zawierających linie o wyższym wzbudzeniu i jest trudna do interpretacji. W tym zakresie energii, przejścia oscylacyjne pojawiają się w postaci grup linii o zwiększonym natężeniu. Ich położenia są wyraźnie zgodne z położeniami stanów autojonizacyjnych, które obserwowane są w pomiarach absorpcyjnych w furanie [27] (rys. 8). W widmie absorpcyjnym zaznaczono cztery rydbergowskie stany autojonizacyjne, dwa 4d oraz 5s i 5d (wraz z ich poziomami oscylacyjnymi), w których rdzeń jonowy jest w stanie wzbudzonym \tilde{A}^2B_1 [27]. Zwiększone natężenia linii powyżej 9,3 eV wskazują na znaczący udział procesów wzbudzenia i rezonansowej autojonizacji stanów rydbergowskich w powstawaniu elektronów progowych (mechanizm (3)).

6. 6. Podsumowanie

Celem niniejszego artykułu było przedstawienie progowej spektroskopii fotoelektronowej cząsteczek, wspólnie stosowanej techniki w badaniach struktury i dynamiki zewnętrznych i wewnętrznych powłok elektronowych cząsteczek. Bliżej opisano stosowany spektrometr fotoelektronowy wykorzystujący technikę penetrującego pola elektrostatycznego. Przedstawiono progowe widma

fotoelektronowe azotu (prostej cząsteczki dwuatomowej) oraz furanu (pięciocząłowej cząsteczki heterocyklicznej). W przypadku furanu wskazano na możliwość wyznaczania w pomiarach progowych energii modów oscylacyjnych jonów również w cząsteczkach wieloatomowych. Rozważono, jak wzbudzenie i rozpad stanów autojonizacyjnych wpływa na natężenie linii i kształt progowego widma fotoelektronowego. Zwrócono ponadto uwagę na używanie promieniowania synchrotronowego w spektroskopii fotoelektronowej. Jest ono stymulowane przez nowopowstające ośrodki synchrotronowe, otwierane na świecie, w tym w Polsce synchrotron Solaris w Krakowie.

Podziękowania

Autor dziękuje dr. Ireneuszowi Linertowi za przygotowanie rysunków widm fotoelektronowych oraz dr. Davidowi Hollandowi za udostępnienie widma absorpcyjnego furanu w postaci cyfrowej.

Literatura

- [1] D.W. Turner, C. Baker, A.D. Baker, C.R. Brundle *Molecular Photoelectron Spectroscopy* Wiley, London 1970.
- [2] J. Berkowitz *Photoabsorption, Photoionization, and Photoelectron Spectroscopy* Academic, New York 1979.
- [3] U. Becker, D.A. Shirley *VUV and Soft X-Ray Photoionization* Plenum Press, New York, London 1996.
- [4] J.A.R. Samson *Techniques in Vacuum Ultraviolet Spectroscopy* Wiley, New York 1967.
- [5] A. Myers, T.R. Rizzo (ed.) *Laser Techniques in Chemistry* Wiley, New York 1994.
- [6] G.V. Marr (ed.) *Handbook on Synchrotron Radiation* vol. 2. North-Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo 1987.
- [7] C.-Y. Ng (ed.) *Vacuum Ultraviolet Photoionization and Photodissociation of Molecules and Clusters* World Scientific, Singapore 1991.
- [8] C.-Y. Ng "Vacuum ultraviolet spectroscopy and chemistry by photoionization and photoelectron methods" *Annu. Rev. Phys. Chem* 55, 101 (2002).
- [9] G.C. King, L. Avaldi "Double-excitation and double-escape processes studied by photoelectron spectroscopy near threshold" *J. Phys. B* 33 R215 (2000).
- [10] H. Ibach (ed.) *Electron Spectroscopy for Surface Analysis* Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1977.
- [11] S. Cvejanović, F.H. Read "A new technique for threshold excitation spectroscopy" *J. Phys. B* 7, 1180 (1974).
- [12] M. Zubek, G.C. King, P.M. Rutter "Near-threshold photoionisation studies of N_2 " *J. Phys. B* 21, 3585 (1988) i wyniki niepublikowane.

- [13] M. Zubek, M. Dampc, I. Linert, T. Neumann "Electronic states of tetrahydrofuran molecules studied by electron collisions" *J. Chem. Phys.* **135**, 134317 (2011).
- [14] M. Zubek, M. Dampc, G.C. King, M.R.F. Siggel-King (2021) wyniki w przygotowaniu do publikacji.
- [15] B.P. Tsai, T. Baer, M.L. Horowitz "A time of flight detection system for near threshold photoelectron spectroscopy" *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 494 (1974).
- [16] E.W. Schlag *ZEKE spectroscopy* Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [17] K. Mueller, E.W. Schlag "High resolution zero kinetic energy (ZEKE) photoelectron spectroscopy of molecular systems" *Annu. Rev. Phys. Chem.* **42**, 109 (1991).
- [18] M. Ogawa, Y. Tanaka "Rydberg absorption series of N_2'' " *Can. J. Phys.* **40**, 1593 (1962).
- [19] M. Ogawa "Vibrational isotope shifts of absorption bands of N_2 in the spectral region 720-830Å" *Can. J. Phys.* **42**, 1087 (1964).
- [20] E.E. Rennie, L. Cooper, C.A.F. Johnson, J.E. Parker, R.A. Mackie, L.G. Shpinkova, D.M.P. Holland, D.A. Shaw, M.A. Hayes "A study of the unimolecular decomposition of internal-energy-selected furan molecular ions by threshold-photoelectron-photoion coincidence spectroscopy" *Chem. Phys.* **263**, 149 (2001).
- [21] P.J. Derrick, L. Åsbrink, O. Edqvist, E. Lindholm "Photoelectron-spectroscopical study of the vibrations of furan, thiophene, pyrrole and cyclopentadiene" *Spectrochim. Acta* **27A**, 2525 (1971).
- [22] K. Takeshita, Y. Yamamoto "A theoretical study on the ionization of furan with analysis of vibrational structure of the photoelectron spectra" *Theor. Chim. Acta* **92**, 199 (1995).
- [23] A.B. Trofimov, J. Schirmer "Polarization propagator study of electronic excitation in key heterocyclic molecules. II Furan" *Chem. Phys.* **224**, 175 (1997).
- [24] A. Mellouki, J. Liévin, M. Herman "The vibrational spectrum of pyrrole (C_4H_5N) and furan (C_4H_4O) in the gas phase". *Chem. Phys.* **271**, 239 (2001).
- [25] A.B. Trofimov, H. Köppel, J. Schirmer "Vibronic structure of the valence π - photoelectron bands in furan, pyrrole, and thiophene" *J. Chem. Phys.* **109**, 1025 (1998).
- [26] J.Y. Yang, J. Li, Y. Mo "The vibrational structures of furan, pyrrole, and thiophene cations studied by zero kinetic energy photoelectron spectroscopy" *J. Chem. Phys.* **125**, 174313 (2006).
- [27] E.E. Rennie, C.A.F. Johnson, J.E. Parker, D.M.P. Holland, D.A. Shaw, M.A. MacDonald, M.A. Hayes, L.G. Shpinkova "A study of the spectroscopic and thermodynamic properties of furan by means of photoabsorption, photoelectron and photoion spectroscopy" *Chem. Phys.* **236**, 365 (1998).

Optycznie sterowany wzrost kryształów para-nitroaniliny wykorzystujący efekt Marangoniego

K. Grześkiewicz, M. Bełej*, S. Bartkiewicz**, A. Miniewicz***

Katedra Inżynierii i Modelowania Materiałów Zaawansowanych
Wydział Chemiczny, Politechnika Wrocławska

Streszczenie. Krystalizacja substancji organicznych z roztworu z udziałem światła laserowego jest stosunkowo mało zbadanym procesem. W pracy opisujemy unikalny sposób zateżnienia roztworu para-nitroaniliny (pNA) w 1,4-dioksanie przy użyciu silnie absorbowanego światła laserowego, prowadzący do kontrolowanego wzrostu kryształów. Istotnym procesem umożliwiającym tę kontrolę jest indukowane laserowo termokapilarne zjawisko Marangoniego, które w skali mikroskopowej prowadzi do przypowierzchniowych przepływów cieczy w roztworze. Przepływy te wywołane są silnymi gradientami temperatury wytwarzanymi lokalnie przez absorpcję światła wiązki laserowej oraz idącymi za tym zmianami napięcia powierzchniowego. W rezultacie powstaje silnie wzbogacona w para-nitroanilinę kropla, której położenie może być sterowane efektywnie światłem laserowym. Takie podejście umożliwia nie tylko wzrost monokryształów paranitroaniliny w obrębie samej kropli, ale również kontrolę dostarczania porcji nasyconego roztworu do obszaru, w którym zachodzi krystalizacja.

Słowa kluczowe: laserowy wzrost kryształów, termokapilarne zjawisko Marangoniego, para-nitroanilina (pNA)

Abstract. Crystallization of organic substances from solution in the presence of laser light is a relatively new concept. In this work we describe a unique way of increasing of local concentration of para-nitroaniline (pNA) in 1,4-dioxane by using strongly absorbed laser light leading to controlled crystal growth. The key process enabling this control is laser induced thermocapillary Marangoni effect, which on microscopic scale results in near surface liquid flows. These flows are due to strong temperature gradients, formed locally by light absorption of the laser beam as well as induced changes of surface tension. As a result a strongly saturated in pNA sessile droplet is formed whose position can be effectively steered by beam manipulation. Such an approach enables not only para-nitroaniline crystal growth inside droplet itself but also control over supplying saturated solution portions to the area in which crystallization takes place.

Keywords: laser assisted crystal growth, thermocapillary Marangoni effect, para-nitroaniline (pNA)

1. Wstęp

W ostatnich dwóch dekadach obserwuje się wzrost zainteresowania kryształami organicznymi ze względu na ich nieliniowe właściwości optyczne, które są lepsze niż w kryształach nieorganicznych. Szczególne zainteresowanie budzi poszukiwanie materiałów wykazujących dużą wydajność generacji drugiej harmonicznej światła [1, 2]. Kryształy takie znajdują zastosowania w optoelektronice, telekomunikacji czy urządzeniach pamięci optycznych [3]. Jednym z intensywnie badanych materiałów jest para-nitroanilina (pNA, $C_6H_6N_2O_2$), reprezentująca modelowy związek organiczny wykazujący drugorzędowe nieliniowe właściwości optyczne, tzn. wysoką hiperpolaryzowalność molekularną $\langle \beta_{ijk} \rangle$. Cząsteczka pNA jest typowym przykładem związku (D- π -A), składającego się z ugrupowania donorowego (grupy aminowej NH_2), pierścienia aromatycznego oraz ugrupowania

akceptorowego (grupy nitrowej NO_2) w pozycji para. Ponieważ pNA krystalizuje w centrosymetrycznej grupie przestrzennej $P2_1/n$ układu jednoskośnego [4, 5], nie może wykazywać makroskopowych nieliniowych właściwości optycznych drugiego rzędu, gdyż w takiej grupie przestrzennej wszystkie składowe tensora nieliniowej podatności optycznej $\chi^{(2)}_{ijk}$ są równe zeru. Pomimo tego pokazano, że w nanokryształach można obserwować zjawisko generacji drugiej harmonicznej światła (SHG) [6], dzięki ich specjalnemu ustawieniu w polimerowej macierzy w procesie elektroprzędzenia. Ze względu na dużą rozpuszczalność pNA w 1,4-dioksanie i prosty sposób krystalizacji z tego roztworu, wybraliśmy ten układ do badań nad nowym sposobem wzrostu mikrokryształów z roztworu przy asyście wiązki laserowej.

Próby wzrostu kryształów w obecności światła laserowego były podejmowane już wielokrotnie. W literaturze można znaleźć opisy kilku różnych technik krystalizacji. W metodzie wykorzystującej optyczny efekt Kerra indukowany nanosekundowymi impulsami światła la-

*ORCID: 0000-0001-6248-2680

** ORCID: 0000-0002-6554-7299

***ORCID: 0000-0003-2470-6246

serowego w zastosowaniu do przesyconego wodnego roztworu mocznika [7], glicyny [8] czy chlorku potasu w żelu [9] trudno jest kontrolować wzrost kryształów w czasie i przestrzeni. Druga opisana metoda pozwala na uzyskanie krystalizacji białek przy użyciu laserowego tworzenia pęcherzyków kawitacyjnych i generowaniu sił mechanicznych w reżimie femtosekundowym (10^{-15} s) [10]. Trzecia metoda pozwala zaobserwować krystalizację w wyniku zogniskowania dużej mocy ($\sim \text{GW/cm}^2$) wiązki laserowej w zakresie bliskiej podczerwieni na granicy roztwór–powietrze [11, 12, 13]. Pułapkowanie laserowe pozwala na utworzenie jednego kryształu w ognisku wiązki poprzez lokalny wzrost stężenia i wytworzenie nasyconego roztworu glicyny [12]. Czwarta metoda pozwala na indukowanie krystalizacji glicyny w wodzie, poprzez użycie wiązki lasera o niskiej mocy (rzędu dziesiątek mW, z zakresu bliskiej podczerwieni), padającego na cienką warstwę złota. Powstający w wyniku wzrostu temperatury mikropęcherzyk gazu generuje gęstą kroplę, w której może wzrastać kryształ [14]. Dwie ostatnie metody nie pozwalają na długotrwałą kontrolę wzrostu kryształu. W literaturze można znaleźć wiele opisów pułapkowania nanokryształów różnych związków i obserwacje ich wzrostu lub rozpuszczania w zależności od roztworu i warunków przeprowadzania eksperymentu [15, 16, 17].

W niniejszej pracy, opisujemy indukowane laserem pracy ciągłej o mocy rzędu 100 mW lokalne ogrzewanie cieczy poprzez absorpcję promieniowania, wywołujące termokapilarny efekt Marangoniego. W zamkniętym układzie przepływu związane z termokapilarnym efektem Marangoniego są na tyle silne, że prowadzą często do pojawiania się wirów cieczy o różnym charakterze. Zjawiska te można wykorzystać do kontrolowanego zagęszczenia substancji i manipulacji szybkością oraz kierunkiem wzrostu kryształów w mikroskali. Zastosowanie tego zjawiska pokazujemy na przykładzie krystalizacji para-nitroaniliny w 1,4-dioksanie.

2. Termokapilarne zjawisko Marangoniego

Zjawisko Marangoniego zachodzi zarówno w makro-, jak też w mikroskali i dotyczy przepływów cieczy wzdłuż granicy niemieszających się ze sobą faz (zazwyczaj typu ciecz–gaz), wynikających z lokalnych gradientów napięcia powierzchniowego $\vec{\nabla} \sigma$ [18, 19]. Przepowierzchniowy przepływ cieczy następuje zawsze ku miejscom o wyższych wartościach napięcia powierzchniowego. Gradienty $\vec{\nabla} \sigma$ mogą być związane z nierównomiernym rozkładem temperatury, stężenia surfaktantu lub substancji rozpuszczonej w cieczy [20]. W przypadku gdy gradienty stężenia zmieniają napięcie powierzchniowe, mamy do czynienia z kapilarno-stężeniowym efektem

Marangoniego, a gdy są to gradienty temperatury to efekt nazywa się termokapilarnym zjawiskiem Marangoniego. W tej pracy zajmujemy się tylko laserowym wytwarzaniem gradientu temperatury $\vec{\nabla} T$ [K/m] na powierzchni cieczy, co powoduje wytworzenie gradientu napięcia powierzchniowego. Konsekwencją tego procesu jest pojawienie się naprężenia ścinającego wzdłuż powierzchni cieczy $\vec{\tau}_s$. Naprężenie to jest proporcjonalne do współczynnika temperaturowego napięcia powierzchniowego γ_T [$\frac{\text{N}}{\text{m} \cdot \text{K}}$] oraz pola gradientu temperatury na powierzchni cieczy

$$\vec{\nabla} T_s \vec{\tau}_s = \gamma_T \vec{\nabla} T_s. \quad (1)$$

Większość cieczy, w zakresie temperatur daleko od temperatury krzepnięcia lub wrzenia, ma ujemne współczynniki temperaturowe $\gamma_T = \frac{\partial \sigma}{\partial T} < 0$, co oznacza, że napięcie powierzchniowe maleje wraz ze wzrostem temperatury. Najczęściej zależność ta jest w przybliżeniu liniowa i możliwe jest zapisanie wartości napięcia powierzchniowego $\sigma(T)$ [N/m] w określonej temperaturze T zależnością

$$\sigma(T) = \sigma(T_0) + \gamma_T (T - T_0), \quad (2)$$

gdzie $\sigma(T_0)$ jest wartością napięcia powierzchniowego w temperaturze odniesienia T_0 .

Powstające, w wyniku gradientu temperatury, naprężenie ścinające $\vec{\tau}_s$ jest balansowane przez tarcie wewnętrzne cząsteczek cieczy wprowadzonych w ruch poprzez przekaz pędu, który jest zależny od lepkości cieczy. Dla cieczy nieściśliwej bez udziału ciśnienia i przy przepływie laminarnym zależność tę opisuje wzór

$$\vec{\tau}_s = \left[\mu (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^S) \right] \cdot \vec{u}, \quad (3)$$

gdzie μ to dynamiczny współczynnik lepkości cieczy [Pa·s], \vec{u} – prędkość podpowierzchniowa i powierzchniowa (S) styczna do granicy ciecz–gaz.

Z porównania zależności (1) oraz (3) dla przepływu przypowierzchniowego uzyskujemy równanie na warunki brzegowe termokapilarnego efektu Marangoniego

$$\gamma_T \vec{\nabla} T_s = \mu \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial N}, \quad (4)$$

które jest podstawą przedstawionych w dalszej części symulacji numerycznych tego zjawiska przy wykorzystaniu równań przepływu cieczy Naviera–Stokesa.

Z równania (4) wynika, że prędkość powierzchniowa spowodowana efektem termokapilarnym jest odwrotnie proporcjonalna do lepkości cieczy oraz wprost proporcjonalna do gradientu temperatury i temperaturowego współczynnika napięcia powierzchniowego cieczy.

Lepkość cieczy indukuje również przepływ podpowierzchniowy zapewniający ciągłość strugi cieczy z wektorami prędkości \vec{u}_s , dla $\gamma_T < 0$, skierowanymi przeciwnie do gradientów temperatury. Ilościowo termokapilarne zjawisko Marangoniego charakteryzuje się za pomocą bezwymiarowej liczby Marangoniego Ma , która w klasycznym eksperymencie dla warstwy cieczy o grubości d oraz współczynnika dyfuzji termicznej α_T dana jest zależnością

$$Ma = |\gamma_T| \frac{\Delta T d}{\mu \alpha_T}. \quad (5)$$

Liczba Ma porównuje szybkość transportu energii cieplnej w wyniku przepływów Marangoniego z szybkością dyfuzji energii cieplnej. Dla wysokich wartości współczynnika dyfuzji termicznej α_T oraz lepkości dynamicznej μ , liczba Marangoniego przyjmuje małe wartości i przepływy są słabe. Zwiększenie gradientu temperatury, powoduje zwiększenie przepływów związanych z efektem Marangoniego i liczba Marangoniego przyjmuje wysokie wartości.

W eksperymentach opisanych w dalszej części pracy źródłem ciepła jest absorpcja promieniowania laserowego docierającego do warstwy z rozpuszczoną substancją, co zmienia istotnie klasyczny opis efektu Marangoniego. Ciepło powstałe na skutek absorpcji promieniowania elektromagnetycznego rozchodzi się centralnie w układzie, a strumień ciepła $q(r)$ tworzy rozkład temperatury cieczy opisany prawem Fouriera

$$q(r) = -k \frac{\partial T(r)}{\partial r}, \quad (6)$$

gdzie k – współczynnik przewodnictwa cieplnego roztworu, r – odległość mierzona od punktowego źródła ciepła. Ciepło docierając do granicy międzyfazowej cieczy–powietrze wpływa na zmiany wielkości napięcia powierzchniowego, co przyczynia się do generowania przepływów masy i transportu ciepła zgodnie z prawem Marangoniego.

3. Układ doświadczalny

Układ eksperymentalny do badania procesu wzrostu kryształów pNA z roztworu z istotnym udziałem wiązki laserowej składał się z mikroskopu optycznego z próbką badanego roztworu umieszczoną na stoliku mikroskopu oraz z diody laserowej o pracy ciągłej, której wiązka sterowana lustrem mogła poruszać się w różnych kierunkach w warstwie cieczy. Laser o mocy 70 mW pracował na długości fali $\lambda = 405$ nm, co zapewniało absorpcję światła przez cząsteczki pNA i tworzenie ciepła na skutek bezradacyjnego zaniku ich stanów wzbudzonych. Światło laserowe było ogniskowane tak, by średnica plamki laserowej

w warstwie roztworu wynosiła ok. 50–100 μm , co skutkowało maksymalnym natężeniem światła ok. 3,6 kWcm^{-2} . Warstwa roztworu umieszczana była pomiędzy dwoma płytkami mikroskopowymi oddzielonymi od siebie dystanserem zapewniającym jej stałą grubość $d \approx 120$ μm i ograniczającym brzegi naczynka pomiarowego do koła o średnicy 9 mm. Swobodna powierzchnia cieczy w płaszczyźnie (x, y) nie miała kontaktu z brzegami obszaru roboczego. Uproszczony schemat konfiguracji eksperymentalnej przedstawiono na rys. 1.



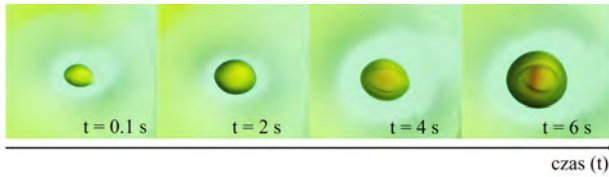
Rys. 1. Schemat układu pomiarowego i komórki pomiarowej: roztwór pNA w 1,4-dioksanie umieszczony jest pomiędzy dwoma szkiełkami mikroskopowymi oddalonymi od siebie przekładką (dystanserem) o kołowym kształcie. Sterowanie wiązką odbywa się za pomocą zwierciadła Z, a obserwacje dokonywane były pod mikroskopem polaryzacyjnym z obiektywem o powiększeniu 10

Warstwa cieczy była lokalnie podgrzewana za pomocą wiązki światła laserowego padającej od dołu, co zapewniało swobodną manipulację mechaniczną położenia wiązki w obszarze badanego roztworu.

4. Rezultaty badań i dyskusja

4.1. Mechanizm powstawania zatężonej kropli w miejscu wiązki laserowej

Jeśli oświetli się skupioną wiązką laserową cienką warstwę roztworu pNA w 1,4-dioksanie, to praktycznie natychmiast obserwuje się koncentryczną ucieczkę cieczy z miejsca oświetlanego. W takim przypadku pojawia się koło o wyraźnie bledszym odcieniu, co widać na zdjęciach zamieszczonych na rys. 2. Zmiana absorbancji wiąże się z depresją (znacznym zmniejszeniem grubości) warstwy cieczy w wyniku efektu Marangoniego. Zablockowanie wiązki lasera sprawia, że ten proces odwraca się i warstwa staje się jednorodna w całym obserwowanym obszarze. Ponowne oświetlenie wiązką laserową rozpoczyna proces ucieczki cieczy, ale już kilkadziesiąt milisekund później, w miejscu plamki lasera pojawia się kropla cieczy, której rozmiar i stężenie szybko rosną. Proces wzrostu i zatężania roztworu w kropli cieczy był rejestrowany kamerą CCD; na rys. 2 pokazano sekwencję 4 zdjęć wykonanych w odstępach dwusekundowych od momentu włączenia lasera. Pojawienie i utrzymanie się zatężonej kropli roztworu w najgorętszym miejscu



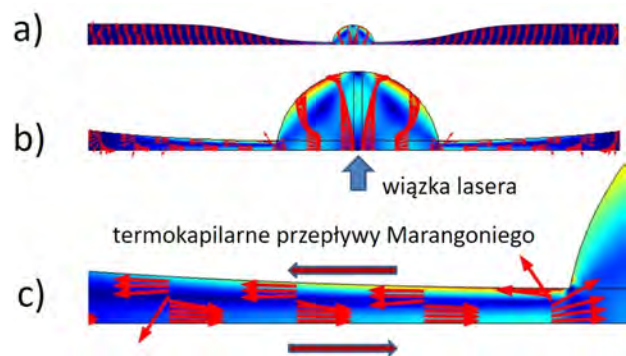
Rys. 2. Sekwencja zdjęć ukazująca dynamikę wzrostu kropli roztworu pNA w 1,4-dioksanie wraz z procesem zatężania roztworu. Jaśniejszy obszar wokół kropli to cienka warstwa roztworu wywołana ucieczką do miejsc o wyższym napięciu powierzchniowym. Wiązka lasera znajduje się dokładnie na środku kropli i jej pozycja nie zmienia się

badanego układu przeczy intuicji, gdyż odparowanie rozpuszczalnika winno szybko doprowadzić do krystalizacji pNA. Po raz pierwszy zjawisko to opisano w 2015 roku [21]. Powiększanie się kropli, w wyraźny sposób odseparowanych od roztworu, ma miejsce w wyniku dość skomplikowanego procesu rozdziału faz: ciecz o dużym stężeniu pNA–ciecz o niskim stężeniu pNA. Odpowiedzialny jest za to termokapilarny efekt Marangoniego. W miejscu ogrzewanym przez laser następuje proces parowania, który szybko prowadzi do miejscowego zatężenia roztworu. Roztwór zatężony ma większe napięcie powierzchniowe niż roztwór wyjściowy, co prowadzi do powstania niewielkiej kropli. Absorbacja światła laserowego się zwiększa (wzrost stężenia i grubości) i na powierzchni kropli zaczyna działać proces odpływu cieczy od środka kropli w stronę chłodnej cienkiej warstwy roztworu. W układzie zamkniętym, w miejsce ubywającej cieczy zaciągana jest ciecz z otoczenia kropli przez przepływy kapilarne. Do kropli dociera chłodny roztwór, który jest ogrzewany przez promieniowanie laserowe i porwany wirem w kropli porusza się do jej górnej swobodnej powierzchni. Wysoka temperatura powoduje dalsze odparowanie rozpuszczalnika i proces wzbogacania kropli w pNA postępuje. Gdy ta równowaga zostanie zachwiana przesylenie roztworu prowadzi do szybkiej krystalizacji nagromadzonego w kropli materiału. Zanim to nastąpi, za pomocą przesuwania wiązki laserowej można z łatwością zmieniać położenie kropli, która podąża szybko za plamką laserową. Natomiast zaraz po wyłączeniu wiązki laserowej (źródła ciepła) kropla się rozlewa i zawarta w niej para-nitroanilina, zgodnie z prawem dyfuzji, rozprzestrzenia się równomiernie w objętości roztworu, znika depresja i warstwa cieczy odzyskuje swą jednorodną grubość.

4.2. Symulacja zjawiska Marangoniego zachodząca w kropli oświetlanej wiązką lasera

By zrozumieć zjawisko tworzenia kropli i jej zatężania przy wykorzystaniu efektu Marangoniego zastosowano program COMSOL Multiphysics 5.5. Symulację przeprowadzono dla cieczy o właściwościach 1,4-dioksanu [22], przy założeniu przepływów laminarnych opisanych

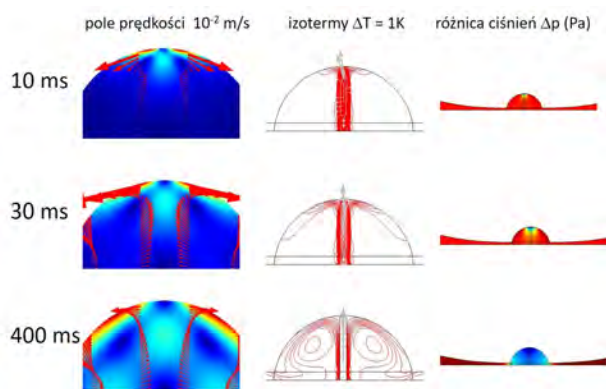
równaniami różniczkowymi Naviera–Stokesa. Metodą elementów skończonych rozwiązuje się równania różniczkowe transportu ciepła związane z przewodnictwem i przepływami masy wywołanymi lokalnym wzrostem temperatury, a jednocześnie równania różniczkowe opisujące przepływy przypowierzchniowe indukowane efektem Marangoniego. W obliczeniach przyjęto następujące niezależne od temperatury wielkości: gęstość cieczy $\rho = 1033 \text{ kg/m}^3$, współczynnik lepkości dynamicznej $m = 0,000787 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, współczynnik przewodnictwa cieplnego $k = 0,147 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, ciepło właściwe $c_p = 1721 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$, współczynnik dyfuzji termicznej $\alpha_T = 0,891 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ oraz temperaturowy współczynnik napięcia powierzchniowego $\gamma_T = -0,0001391 \text{ N}/(\text{m}\cdot\text{K})$. Na rys. 3a przedstawiono przekrój obszaru symulacji cieczy o rozmiarach: 50 mm długość, 2 mm grubość swobodnej warstwy, poziom warstwy depresyjnej 0,25 mm i wysokość kropli 2 mm. W centrum obszaru znajduje się prostokąt symulujący efekt grzania wiązki laserowej o temperaturze przewyższającej temperaturę początkową 293,15 K o 20 K. Na rys. 3b przedstawiono prędkość i kierunki przepływu cieczy w czasie $t = 80 \text{ ms}$ po włączeniu lasera.



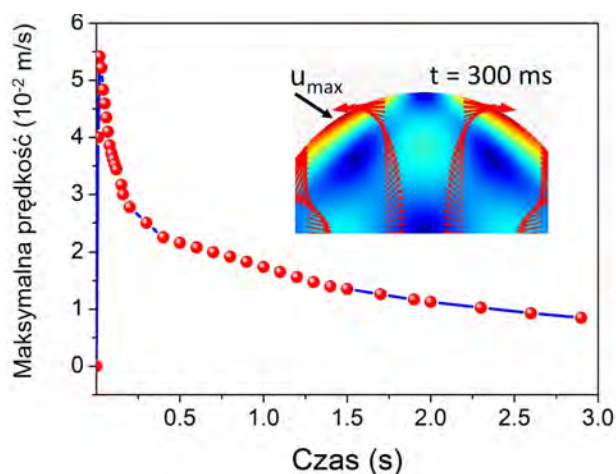
Rys. 3. a) Przekrój przez pełny obszar dwuwymiarowej symulacji z widoczną kroplą, obszarem depresji i powierzchnią cieczy daleko od źródła ciepła; b) schematyczny obraz cyrkulacji strug cieczy w kropli ogrzewanej laserem od dołu po czasie $t = 4 \text{ s}$ od włączenia źródła światła (strzałki obrazują wektory prędkości cieczy, a kolory – pole prędkości, przy czym kolor czerwony odpowiada największej prędkości, niebieski zaś najmniejszej); c) zbliżenie ukazujące termokapilarne przepływy cieczy w cienkiej warstwie łączącej gorącą kroplę z chłodnym roztworem

Poglądowe rysunki obrazujące wyniki symulacji (rys. 3) uzupełniają symulacje obliczane w funkcji czasu t , mierzonego od momentu odblokowania wiązki laserowej ogrzewającej badany układ. Na rys. 4, pokazano zestaw trzech istotnych w tym procesie parametrów: prędkości cieczy $u(x,y)$, temperatury $T(x,y)$ oraz ciśnienia $p(x,y)$ dla trzech czasów t : 10 ms, 30 ms, 400 ms.

Analiza wykonanych symulacji umożliwiła uzyskanie wyniku praktycznie niedostępnego doświadczalnie, a mianowicie wartości maksymalnej prędkości u_{max} strumienia cieczy w wyniku grzania laserem kropli kondensatu. Prędkość ta osiąga maksimum już po czasie 20 ms



Rys. 4. Wyniki symulacji optotermicznego zjawiska Marangoniego w układzie pNA-1,4-dioksan w temperaturze pokojowej w warunkach istnienia wydzielonej z układu kropki wzbogaconej w pNA i o większym napięciu powierzchniowym niż otaczający roztwór. W kolumnie z lewej strony pokazano pole prędkości strug cieczy w funkcji czasu 10, 30 i 400 ms; w kolumnie środkowej – zmiany temperatury następujące w wyniku działania ciepła dostarczanego przez laser – 10 izoterm odległych o 1 K obrazuje dynamikę rozplywu ciepła, która już po 10 ms zdominowana jest przez efekt Marangoniego; w kolumnie po prawej stronie pokazano ewolucję ciśnień w cieczy w funkcji czasu. Silny powierzchniowy odpływ cieczy z miejsca centralnego na powierzchni kropki powoduje podciśnienie w cieczy ok. -5 Pa (oznaczone kolorem niebieskim), co w rzeczywistości może prowadzić do lekkiej deformacji (spłaszczenia) kropki



Rys. 5. Wykres dynamiki zmian maksymalnej prędkości strumienia cieczy w kropki ogrzewanej wiązką laserową, dostarczającą do układu ciepło skutkujące wzrostem temperatury o 20 K w miejscu wiązki; strzałką pokazano położenie maksymalnej prędkości zgodnie z działaniem efektu termokapilarnego Marangoniego

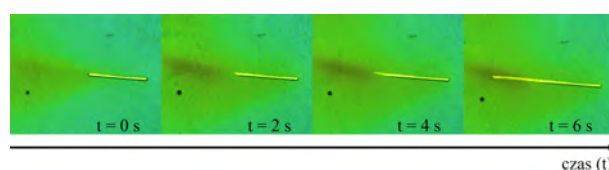
od momentu włączenia światła laserowego. Na rys. 5 przedstawiono wykres maksymalnej prędkości cieczy w badanym układzie w funkcji czasu. Z wykresu widać wyraźnie, że w miarę upływu czasu gradienty temperatury maleją w wyniku ogrzewania całego układu, spada więc i maksymalna wartość prędkości powierzchniowej, a układ dąży do równowagi termicznej. Wyznaczona z symulacji maksymalna wartość prędkości $u_{\max} = 5,5 \times 10^{-2}$ m/s dobrze zgadza się z prędkością $u = 3,6 \times 10^{-2}$ m/s dla zjawiska termokapilarnego, którą zwykle szacuje się z zależności

$$u = \sqrt{\frac{\gamma_T \cdot \Delta T}{\rho \cdot L}}, \quad (7)$$

gdzie parametry $\Delta T = 20$ K i odległość, na której ta różnica temperatur występuje $L = 2$ mm wzięto z eksperymentu symulacyjnego i wielkości charakteryzujących rozpuszczalnik 1,4-dioksan. W symulacjach nie uwzględniono efektu parowania i zmian współczynnika lepkości wraz ze zmianą stężenia i temperatury. Z tego powodu należy traktować te symulacje w sposób jakościowy, jako że dobrze tłumaczą zachodzące procesy termokapilarne, a nie ilościowy.

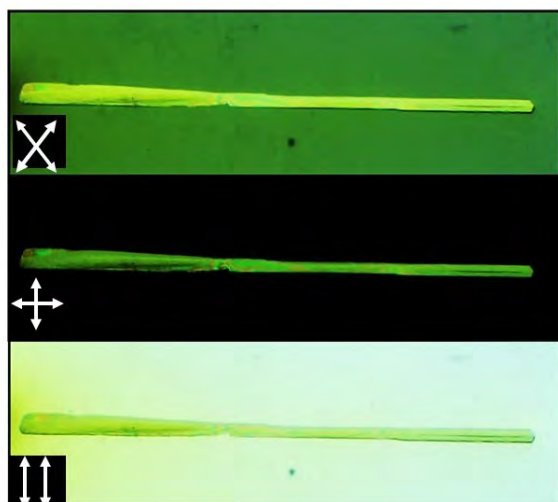
4.3. Kontrolowane laserem dostarczanie nasyconego roztworu pNA do miejsca wzrostu kryształów

Łatwość kreowania lokalnie podwyższonego stężenia roztworu za pomocą lasera i formowania kropki dzięki wyższemu, niż ma otoczenie, napięciu powierzchniowemu, została przez nas wykorzystana do hodowli mikrokryształów. Kontrola nad przemieszczaniem kropki w okolice istniejących już kryształów możliwa jest poprzez mechaniczną manipulację zwierciadłami sterującymi położeniem wiązki lasera (por. rys. 1). Wzbogacona w pNA kropka zbliżana do miejsca krystalizacji umożliwia szybszy wzrost istniejących zarodków kryształów. Proces ten dobrze ilustruje rys. 6, na którym pokazano sekwencję zdjęć obrazującą wzrost monokryształu pNA. Sukcesywne dostarczanie porcji wzbogaconego roztworu w pobliżu jednego z końców zarodka umożliwia jego dalszy wzrost, który następuje wzdłuż kierunku naturalnego szybkiego wzrostu. W przykładzie pokazanym na rys. 6 kryształ wydłużył się dwukrotnie. Można również w ten sposób budować pewne przestrzenne struktury kryształów wymuszając ich wzrost w kierunku ortogonalnym do kryształów już istniejących.



Rys. 6. Sekwencja fotografii wykonana podczas mikromanipulacji wiązką laserową dostarczającą bogaty w pNA roztwór do zarodka kryształu pNA; wiązka laserowa jest miarowo przesuwana wraz ze wzrostem kryształu i utrzymywana cały czas przy końcu kryształu

Proces wzrostu monitorowany jest pod mikroskopem optycznym, a użycie mikroskopu polaryzacyjnego ułatwia kontrolę jego jakości poprzez obserwację dwójłomności kryształu, która daje rozjaśnienia bądź wygaszenia w zależności od kąta skrzyżowania polaryzatorów i kierunku osi optycznej kryształu. Jednolity kolor świadczy o istnieniu monokryształu badanej substancji. Zdjęcia wyhodowanego kryształu przy asyście światła laserowego i efektu Marangoniego widziane pod mikroskopem polaryzacyjnym pokazano na rys. 7.

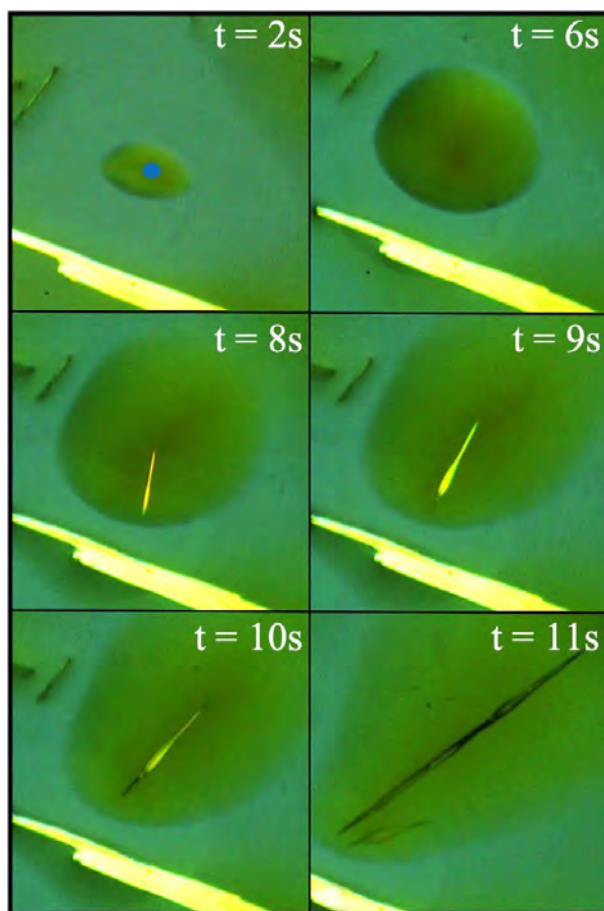


Rys. 7. Zestaw zdjęć krysztalu pNA obserwowanego pod mikroskopem polaryzacyjnym (zdjęcia zostały wykonane przy różnych względem siebie położeniach dwóch liniowych polaryzatorów, których pozycje pokazano w lewym dolnym rogu każdego ze zdjęć)

4.4. Wzrost monokrysztalu w przesyconym roztworze kropli

Do zarodkowania i wzrostu kryształu może również dojść w objętości kropli utrzymywanej w określonej pozycji za pomocą lasera. Wiązka laserowa unieruchomiona przez dłuższą chwilę prowadzi do wzrostu i nasycania kropli cząsteczkami pNA. Duże stężenie p-nitroaniliny oraz lokalne podgrzanie układu skutkują powstaniem warunków korzystnych dla wzrostu kryształów. Ten proces jest trudny do kontrolowania i często w układzie powstają polikryształy. Otrzymanie monokryształów jest dużo bardziej wymagającym procesem fizykochemicznym, w którym należy uzyskać stan metastabilny i utrzymywać go przez odpowiednio długi czas, co wymaga dodatkowo regulacji natężenia wiązki laserowej. Proces zarodkowania i późniejszego wzrostu kryształu został przedstawiony na rys. 8.

Osiągnięcie warunków metastabilnych to etap, który w całym procesie trwa najdłużej. W przykładzie zaprezentowanym na rys. 8 zarodek powstał po ok. 7 s. Późniejszy przyrost kryształu jest bardzo szybki. Kropla przesyconego roztworu powiększa swoją objętość, pozwalając by powstający kryształ mógł się poruszać (mobilność kryształu jest widoczna, ponieważ obserwuje się jego rotację w objętości roztworu). Ruch kryształu w objętości kropli jest powiązany z obecnymi w niej wirami powstałymi na skutek efektu Marangoniego. Jego rotacja występuje zazwyczaj wzdłuż osi głównej, najczęściej rotuje w tzw. martwym polu wirów, czyli w miejscu, gdzie prędkość strug cieczy spada do zera. Zgodnie z naszą wiedzą w literaturze naukowej nie badano jeszcze hodowli kryształu para-nitroaniliny metodą, w której istotną rolę odgrywa optotermiczny efekt Marangoniego.



Rys. 8. Proces wzrostu monokrysztalu z kropli utrzymywanej laserem w stałej pozycji (niebieska kropka na zdjęciu $t = 2s$); wskazany na zdjęciach czas mierzony był od momentu włączenia wiązki laserowej

4.5. Wnioski

W pracy omówiono podstawy optotermicznego zjawiska Marangoniego i wykorzystano je do kontrolowanego wzrostu mikrokryształów substancji organicznej z roztworu za pomocą absorbowanej energii światła laserowego. Zjawisko Marangoniego w tym przypadku nie jest proste i nie może być opisane prostymi zależnościami fizycznymi, dlatego do wytłumaczenia i lepszego zrozumienia obserwowanych efektów wykorzystano symulacje numeryczne przeprowadzone w pakiecie COMSOL Multiphysics. Przepływy Marangoniego zależne od wielkości gradientu temperatury w skali milimetrycznych rozmiarów kropli są na tyle silne, że można przy ich pomocy zateżać roztwór i tworzyć sprzyjające warunki do zarodkowania i wzrostu kryształów. Pomimo że zaprezentowano kontrolowany laserem wzrost kryształów na przykładzie para-nitroaniliny rozpuszczonej w 1,4-dioksanie, to z pewnością można proponowane rozwiązanie zastosować do innych organicznych, a być może też nieorganicznych substancji. Zjawisko Marangoniego jest coraz szerzej badane w różnych procesach technologicznych od spawania metali, poprzez tworzenie nanostruktur powierzchniowych [23] czy pułapkowanie pęcherzyków

gazu [24], aż do zamiany energii światła na ruch mechaniczny rotorów, czyli tzw. pływaków Marangoniego [25].

Praca została sfinansowana przez NCN w ramach projektu UMO -2018/29/B/ST3/00829.

Literatura

- [1] J. Zyss, J. F. Nicoud, M. Koqiollay *J. Chem. Phys.* **81**, 4160 (1984).
- [2] J. Zaccaro, F. Lorutet, A. Ibanez *J. Mater. Chem.* **9**, 1091 (1999).
- [3] P. N. Prasad, D. J. Williams *Introduction to Nonlinear Optical Effects in Molecules and Polymers* Wiley-Interscience, New York 1991.
- [4] K. N. Trueblood, E. Goldish, J. Donahue *Acta Cryst.* **14**, 1009 (1961).
- [5] B. M. Tonogaki, T. Kawata, S. Ohba, Y. Iwata, I. Shibuya *Acta Cryst. B* **49** (1993).
- [6] D. V. Isakov, M. S. Belsley, E. de Matos Gomes, H. Gonçalves, P. Schellenberg, B. G. Almeida *Appl. Phys. Lett.* **104**, 181903 (2014).
- [7] B. Garetz, J. Aber, N. Goddard, R. Young, A. Myerson *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3475 (1996).
- [8] J. Zaccaro, J. Matic, A. Myerson, B. Garetz *Cryst. Growth Des.* **1**, 5 (2001).
- [9] C. Duffus, P. J. Camp, A. J. Alexander *J. Am. Chem. Soc.* **131**, 11676(2009).
- [10] H. Adachi, K. Takano, Y. Hosokawa, T. Inoue, Y. Mori, H. Matsumura, M. Yoshimura, Y. Tsunaka, M. Morikawa, S. Kanaya, H. Masuhara, Y. Kai, T. Sasaki *Jpn. J. Appl. Phys.* **2** (42), L798 (2003).
- [11] T. Sugiyama, T. Adachi, H. Masuhara *Chem. Lett.* **36**, 1480 (2007).
- [12] K. I. Yuyama, T. Sugiyama, H. Masuhara *J. Phys. Chem. Lett.* **1**, 1321 (2010).
- [13] T. Rungsimanon, K. I. Yuyama, T. Sugiyama, H. Masuhara *Cryst. Growth Des.* **10**, 4686 (2010).
- [14] T. Uwada, S. Fujii, T. Sugiyama, A. Usman, A. Miura, H. Masuhara, K. Kanaizuka, M. A. Haga *ACS Appl. Mater. Inter.* **4**, 1158 (2012).
- [15] S. Ito, Y. Tanaka, H. Yoshikawa, Y. Ishibashi, H. Miyasaka, H. Masuhara *JACS* **133**, 14472 (2011).
- [16] W. Chiang, A. Usman, H. Masuhara *J. Phys. Chem. C* **117**, 19182 (2013).
- [17] J. Tu, K. Yuyama, H. Masuhara, T. Sugiyama *Cryst. Growth Des.* **14**, 15 (2013).
- [18] J. Thomson *XLII. London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **10**, 67, 330 (1855).
- [19] C. Marangoni "On the principle of the surface viscosity of liquids" established by J. Plateau (in Italian) *Il Nuovo Cimento Series 2* **5/6**, 239 (1872).
- [20] J. Won, W. Lee, S. Song *Sci. Rep.* **7**(1), 3062 (2017).
- [21] S. Bartkiewicz, A. Miniewicz *Phys. Chem. Chem. Phys.* **17**, 1077 (2015).
- [22] R. Besbes, N. Ouerfelli, H. Latrous *J. Mol. Liq.* **145**, 1 (2009).
- [23] L. Lin, X. Peng, Z. Mao, W. Li, M. N. Yogeesh, B. B. Rajeeva, E. P. Perillo, A. K. Dunn, D. Akinwande, Y. Zheng *Nano Lett.* **16**(1), 701 (2016).
- [24] A. Miniewicz, S. Bartkiewicz, H. Orlikowska, K. Dradrach *Sci. Rep.* **6**, 34787 (2016).
- [25] C. Maggi, F. Saglimbeni, M. Dipalo, F. De Angelis, R. Di Leonardo *Nature Comm.* **6**, 7855 (2015).



Odkrycie oscylacji neutrin atmosferycznych¹



Wykład noblowski wygłoszony 8 grudnia 2015

Takaaki Kajita

Institute for Cosmic Ray Research, The University of Tokyo, Japan

Opublikowany w języku polskim za zgodą Nobel Foundation

©the Nobel Foundation 2015

Przekład dokonany przy wsparciu finansowym Fundacji Pro-Physica

Słowa kluczowe: neutrina, zapachy neutrin, oscylacje neutrin, neutrina atmosferyczne, detektor promieniowania Czerenkowa
Keywords: neutrinos, neutrino flavours, neutrino oscillations, atmospheric neutrinos, Cherenkov detector

1. Wprowadzenie

Neutrina, tak jak elektron i kwarki, są rodzajem fundamentalnych cząstek elementarnych. Nie mają jednak ładunku elektrycznego. Występują w trzech odmianach (zwanym zapachami), mianowicie jako neutrina elektronowe (ν_e), mionowe (ν_μ) i taonowe (ν_τ). Są one produkowane w wielu miejscach, np. w ziemskiej atmosferze i we wnętrzu Słońca. Oddziaływania neutrin z materią są tak słabe, że z łatwością przenikają one przez Ziemię, a nawet przez Słońce. Oddziałują wprawdzie z materią, ale bardzo rzadko. Dzięki temu, że w reakcjach zwanych oddziaływaniem prądów naładowanych² (CC) inicjowanych przez neutrina elektronowe (mionowe, taonowe) powstaje elektron (mion, tau), fizycy są w stanie określić zapach neutrina rejestrując powstały w takim oddziaływaniu [naładowany]³ lepton.

Model standardowy oddziaływań cząstek elementarnych, który został stworzony w początku lat siedemdziesiątych XX w., bardzo dobrze opisuje oddziaływania silne, elektromagnetyczne i słabe. W ramach tego modelu oddziaływania te nie są jednak zunifikowane – są one potraktowane jak niezależne. Przy konstrukcji modelu standardowego przyjęto, że neutrina są bezmasowe.

dziane przez Makiego, Nakagawę i Sakatę [1] oraz przez Pontecorvo [2]. Wyobraźmy sobie np., że dzięki oscylacjom neutrina ν_μ i ν_τ mogą przechodzić wzajemnie jedno w drugie. Przy założeniu, że tylko te dwa zapachy uczestniczą w oscylacjach (tzw. dwuzapachowe przybliżenie), prawdopodobieństwo tego, że neutrina ν_μ o energii E_ν pozostanie neutrinem mionowym po przebyciu dystansu L jest dane wzorem

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) L (\text{km})}{E_\nu (\text{GeV})} \right),$$

w którym θ jest [parametrem zwanym] kątem mieszania neutrin, a $\Delta m^2 = |m_3^2 - m_2^2|$ jest różnicą kwadratów ich mas. Gdy [wskutek oscylacji] znika neutrina mionowe powstaje w jego miejsce neutrina ν_τ , więc prawdopodobieństwo tego, że neutrina jest albo mionowe albo taonowe jest równe jeden. Jak widać z przytoczonego wzoru, długość oscylacji neutrina[, tj. odległość jaką musi ono przebyć, by prawdopodobieństwo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ było znacząco mniejsze od jedności,] jest tym większa, im mniejsza jest różnica kwadratów mas.

W końcu lat siedemdziesiątych zaproponowane zostały nowe teorie unifikujące oddziaływania silne, elektromagnetyczne i słabe. Przewidywały one, że protony, które razem z neutronami są zwane nukleonami, powinny ulegać rozpadowi i mieć czas życia mieszczący się w przedziale od 10^{28} do 10^{32} lat. Aby sprawdzić te przewidywania, uruchomiono w początku lat osiemdziesiątych kilka eksperymentów mających poszukiwać rozpadu protonu. Detektorami we wszystkich tych eksperymentach były wielkie, ważące od 100 do kilku tysięcy ton masy materii, w której rozpady protonów mogłyby zdarzać się

1. Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2015 podzielili między siebie Arthur B. McDonald i Takaaki Kajita. Artykuł jest tekstem jednego z dwóch wykładów wygłoszonych z tej okazji (przyp. red.).

2. Pod tą historyczną nazwą kryje się po prostu oddziaływanie zachodzące poprzez wymianę wirtualnego bozonu W (przyp. tłum.).

3. Teksty w nawiasach kwadratowych dodał tłumacz z uwagi na zbyt zwięzły, a czasem wręcz niezrozumiały język oryginału (przyp. red.).

Fizycy zastanawiali się jednak, czy tak rzeczywiście jest, gdyby bowiem neutrina miały niezerowe masy, mogłyby zmieniać swój zapach na inny (inne). Zjawisko takie, zwane *oscylacjami neutrin*, zostało teoretycznie przewi-

dostatecznie często, gdyby czas życia protonu był taki, jak przewidywały teorie unifikacji. Jednym z tych eksperymentów był Kamiokande (od Kamioka Nucleon Decay Experiment), w którym tzw. detektor Czerenkowa stanowiła [najbardziej wewnętrzna] masa, tzw. masa odniesienia (ang. *fiducial*), ok. 1000 ton wody wydzielone z całej masy trzech tysięcy ton wody zgromadzonych na głębokości 1000 metrów pod ziemią w kopalni Mozumi w Kamioka w Japonii. Gdy naładowana cząstka przechodzi przez wodę z relatywistyczną [(tj. bliską prędkości światła w próżni)] prędkością, wypromieniowuje fotony Czerenkowa. W eksperymencie Kamiokande fotony takie były rejestrowane przez fotopowielacze zamontowane na wewnętrznych ścianach zbiornika z wodą. Ponieważ fotony Czerenkowa są emitowane w wąskim stożku wokół kierunku ruchu cząstki, dają one na ścianach detektora pierścienie światła zwane pierścieniami Czerenkowa.

2. Anomalia w zliczaniu neutrin atmosferycznych

Eksperyment Kamiokande zaczął działać w lipcu roku 1983. Jako doktorant byłem weń zaangażowany od samych jego początków. W marcu 1986 roku otrzymałem tytuł doktorski za rozprawę nt. poszukiwania w danych zgromadzonych w tym eksperymencie sygnału rozpadu protonu na mezon i antyneutrino. Żaden ślad takiego rozpadu nie został wykryty.

Zacząłem wtedy mieć poczucie, że wykorzystywane przy tej analizie oprogramowanie nie jest wystarczająco dobre, by dostatecznie efektywnie wyodrębnić sygnał rozpadu protonu z tła dominujących reakcji inicjowanych przez pochodzące z atmosfery neutrina. Zaraz po złożeniu rozprawy doktorskiej zebrałem się więc za jego ulepszenie. Jeden z elementów oprogramowania był odpowiedzialny za identyfikację rodzaju cząstki rejestrowanej poprzez wytwarzane przez nią wielokrotne pierścienie Czerenkowa. Chodziło o to, by wiedzieć, czy dany pierścień został wytworzony przez elektron, czy przez mion. Zadanie to nie było proste, gdyż pierścienie często się przekrywają. Trzeba więc było sprawdzić działanie oprogramowania krok po kroku, zaczynając od [symulowania] najprostszych przypadków, aż do najtrudniejszych.

Oprogramowanie działało rzeczywiście dobrze przy analizie najprostszego przypadku, tj. gdy symulowana była, inicjowana przez neutrina atmosferyczne, reakcja, której towarzyszył pojedynczy pierścień Czerenkowa. Miony i elektrony pochodzące z takich symulowanych oddziaływań atmosferycznych neutrin ν_μ i ν_e były identyfikowane poprawnie w około 98% przypadków. Wiedząc to, można było sprawdzić zapach neutrin atmosferycznych inicjujących reakcje [rzeczywiście] zarejestrowane przez detektor. Rezultat tego sprawdzianu okazał

się dziwny: [rzeczywista] liczba przypadków inicjowanych przez neutrina ν_μ była dużo mniejsza niż przewidziana przez symulacje. Zarazem liczba przypadków inicjowanych przez neutrina ν_e nie wykazywała takiego odstępstwa. Z początku myślałem że popełniłem byłem jakiś poważny błąd i postanowiłem naocznie sprawdzić te przypadki w zebranych danych. Rychło przekonałem się, że analiza przeprowadzana przez oprogramowanie poprawnie identyfikowała rodzaj cząstki. Niestety uznałem, że problem nie może być taki prosty, że najprawdopodobniej jest jakiś błąd ukryty gdzieś głęboko w symulacjach, selekcji danych lub w oprogramowaniu rekonstruującym przypadki oddziaływań [na podstawie rejestrowanych danych]. W końcu roku 1986 wraz z Masato Takitą wziąłem się za różne studia mające na celu sprawdzenie kodów i ostateczne wykrycie błędów.

Po roku takich studiów nie znaleźliśmy żadnego poważnego błędu i stwierdziliśmy, iż deficyt neutrin mionowych nie może być skutkiem jakiegoś dużego problemu w analizie danych lub w symulacjach. Trzeba tu wspomnieć, że stosunek strumieni atmosferycznych neutrin ν_μ i ν_e może być dokładnie przewidziany na podstawie samego mechanizmu powstawania neutrin i jest niezależny od bezwzględnych wartości tych strumieni. Atmosferyczne neutrina ν_μ i ν_e powstają w łańcuchu rozpadu pionów (tj. mezonów π) produkowanych w atmosferze w wyniku oddziaływania z nią promieni kosmicznych. Pion rozpada się na mion i ν_μ , a z kolei mion rozpada się na elektron i parę ν_μ i ν_e . Wszystkie trzy neutrina [powstałe w jednym takim łańcuchu] mają niemal takie same energie wobec czego oczekiwany stosunek strumieni atmosferycznych neutrin ν_μ i ν_e jest mniej więcej równy dwa, niezależnie od szczegółowego składu strumienia promieni kosmicznych. W istocie, bardziej szczegółowe obliczenia przewidywały, że stosunek strumieni neutrin ν_μ i ν_e jest bliski dwa w przypadku neutrin o energiach około 1 GeV. W roku 1988 oszacowaliśmy niepewność tego przewidywania na ok. 5%. Wartości bezwzględne strumieni neutrin były zaś przewidywane tylko z dokładnością pomiędzy 20% i 30%. Wyniki te wskazywały, że trudno wyjaśnić dane Kamiokande niepewnościami obliczeń strumieni neutrin.

W roku 1988 napisana i opublikowana została praca [3], w której liczby zarejestrowanych zdarzeń typu mionowego (będących w większości skutkiem oddziaływań neutrin ν_μ) i zdarzeń typu elektronowego (w większości powodowanych oddziaływaniami neutrin ν_e) zostały porównane z odpowiadającymi im liczbami uzyskanymi z symulacji. Rezultaty tego porównania są podsumowane w tabeli 3.1. Należy tu powiedzieć, że symulacje te wykorzystywały [teoretycznie] obliczone strumienie neutrin atmosferycznych i przyjmowały standardowe

Tab. 1. Porównanie liczb przypadków zarejestrowanych rzeczywiście przez detektor Kamiokande z liczbami otrzymanymi z symulacji. Liczby odpowiadają 2,87 kilotonolatom detektorowym

	dane	przewidywanie
typ elektronowy (głównie oddziaływania ν_e typu CC)	93	88,5
typ mionowy (głównie oddziaływania ν_μ typu CC)	85	144,0

właściwości neutrin, tj. nie uwzględniały możliwego wpływu oscylacji.

Na podstawie tych rozważań zespół Kamiokande wyciągał w pracy [3] następujący wniosek: „Nie możemy wyjaśnić tych danych ani systematycznymi efektami detektorowymi, ani niepewnościami przewidywań strumieni neutrin atmosferycznych. Dane te mogłyby wyjaśniać jakaś nieuwzględniona dotąd [w analizie] fizyka, taka jak np. oscylacje neutrin.” W istocie najbardziej interesowała mnie możliwość oscylacji powodowanych przez dużą wartość kąta mieszania: neutrina ν_μ wydawały się bowiem niemal całkowicie przechodzić wskutek oscylacji w neutrina jakiegoś innego rodzaju. W tamtym czasie jednak nikt nie spodziewał się, że kąt mieszania może być duży. Dało mi to silny impuls do kontynuowania badań nad neutrinami atmosferycznymi.

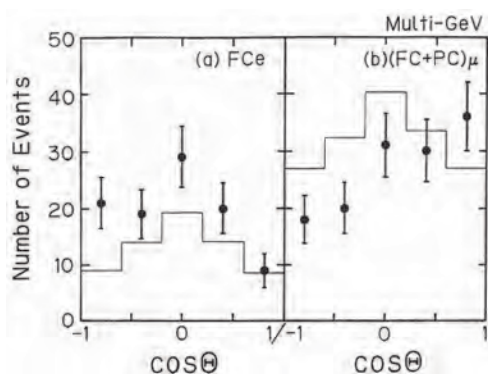
Nieco później zespół IMB, prowadzący inny eksperyment wykorzystujący duży wodny detektor Czerenkowa, potwierdził w publikacjach [4] i [5] deficyt reakcji inicjowanych przez neutrina mionowe. Zespół Kamiokande opublikował wtedy na temat neutrin atmosferycznych drugą pracę [6] zawierającą szczegółową ocenę błędów systematycznych w wyznaczaniu stosunku liczby przypadków mionowych do liczby przypadków elektronowych zarówno z danych, jak i z symulacji oraz przedstawiającą [wynikające z danych] możliwe zakresy wartości parametrów, od których zależą oscylacje, jeśli się przyjęło hipotezę oscylacji. Rezultaty analizy wskazywały, że dane dotyczące neutrin atmosferycznych mogą być wyjaśnione oscylacjami neutrin. Wciąż było to jednak tylko jedno z możliwych wyjaśnień, co wynikało częściowo z tego, że jedynym obserwowanym efektem był zbyt mały stosunek liczby przypadków typu mionowego do liczby przypadków typu elektronowego. Istotnie, wielkość deficytu przypadków typu mionowego o energiach poniżej 1 GeV (tzw. przypadków subGeV-owych) rejestrowanych przez Kamiokande i przez IMB nie wykazywała silnej zależności od kąta (zwanego azymutalnym), jaki kierunek lotu [rejestrowanego mionu] tworzył z kierunkiem pionowej osi detektora, ani od pędu [tej cząstki].

Przewidywany strumień neutrin atmosferycznych jest [w zasadzie] symetryczny względem zamiany góra-dół, wskutek izotropowego charakteru strumienia promieni kosmicznych: jakkolwiek z powodu wpływu pola

magnetycznego Ziemi na strumień promieni kosmicznych nie jest to ściśle prawdą, gdy chodzi o atmosferyczne neutrina o energiach w zakresie subGeV-owym, strumień neutrin o energiach w zakresie wielu GeV jest rzeczywiście niemal symetryczny. Jeśliby neutrina miały małe masy, długość ich oscylacji mogłaby być rzędu 100 km lub nawet dłuższa. W takim wypadku neutrina nadlatujące od góry [z obszarów atmosfery położonych bezpośrednio nad detektorem], typowo przebywające przed dotarciem do detektora odległości rzędu dziesiątków kilometrów, nie zdążyłyby oscylować przed oddziaływaniem z detektorem. Natomiast neutrina nadlatujące od dołu [z obszarów atmosfery położonych nad antypodami detektora], które mogą przebywać odległości aż do około 12800 km, mogłyby mieć dość czasu na to, by wskutek oscylacji zmienić swój zapach. Zaobserwowanie efektu znikania neutrin nadlatujących od dołu przy jednoczesnym braku takiego znikania neutrin nadlatujących od góry byłoby więc bardzo mocnym argumentem na rzecz oscylacji neutrin.

Wkrótce po wysłaniu do publikacji pierwszej pracy na temat deficytu atmosferycznych neutrin mionowych przystąpiliśmy w roku 1988 do wyselekcjonowania z danych i przebadania przypadków inicjowanych przez mionowe neutrina atmosferyczne o energiach wyższych niż 1 GeV (tzw. przypadków wieloGeV-owych). Neutrino mionowe o takiej energii typowo produkuje też wieloGeV-owy mion. Miony o takich energiach powstające w wewnętrznym detektorze często przelatują przezeń i docierają do otaczającej detektor skalnej ściany kopalni. Przypadki takie nazwaliśmy przypadkami PC (od ang. *partially contained*) – mieszczącymi się częściowo. Te właśnie przypadki wybraliśmy do analizy. Korelacja kąta pod jakim porusza się mion z kątem z jakiego nadleciało neutrin dające mu początek w wyniku oddziaływania staje się coraz ściślejsza wraz ze wzrostem energii neutrina dzięki czemu rozkład wieloGeV-owych mionów w funkcji kąta azymutalnego powinien wystarczająco dokładnie odzwierciedlać analogiczny kątowy rozkład neutrin. Wobec tego zajęliśmy się zbadaniem rozkładu kąтового przypadków wieloGeV-owych.

Ponieważ strumień atmosferycznych neutrin gwałtownie maleje ze wzrostem ich energii, wieloGeV-owych przypadków przybywało w detektorze Kamiokande w tempie ok. 20 na rok. Zebranie statystycznie istotnej ich próbki zajęło więc kilka lat. Ostatecznie analiza danych dotyczących przypadków wieloGeV-owych została przez zespół Kamiokande opublikowana [7] w roku 1994. Dane dotyczące mionów wykazały deficyt takich przypadków, w których miony leciały w kierunku do góry; nie było natomiast deficytu przypadków z mionami lecącymi w dół. Z kolei podobna analiza przypadków typu elektronowego z elektronami lecącymi do góry nie wyka-



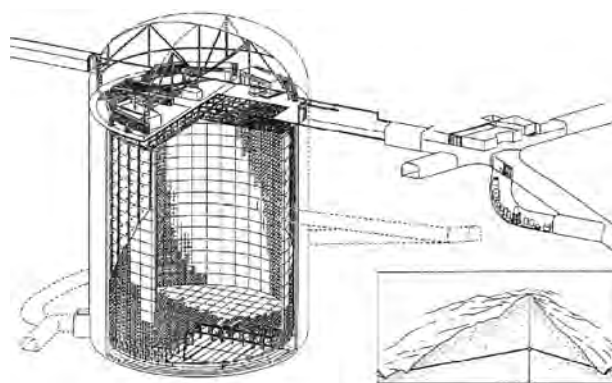
Ryc. 1. Rozkład w kącie azymutalnym rejestrowanych przez detektor Kamiokande wieloGeV-owych przypadków typu elektronowego (a) i mionowego (b) [7]. Liniami ciągłymi na histogramie zaznaczono rozkład przewidywany przy założeniu, że oscylacje nie występują

zała żadnego ich deficytu (ryc. 1). Odpowiednie stosunki liczb przypadków z naładowanymi leptonami lecącymi do góry i lecącymi w dół (tzw. stosunek góra-dół) wyniosły $0,58^{+0,3}_{-0,11}$, gdy idzie o miony i $1,38^{+0,3}_{-0,3}$ gdy chodzi o elektrony. Statystyczna istotność zaobserwowanej w danych mionowych asymetrii odpowiadała 2,8 odchylenia standardowego. Mówiąc inaczej, prawdopodobieństwo tego, że obserwowany efekt jest tylko fluktuacją statystyczną było mniejsze niż 1%. Był to więc ważny wynik, po raz pierwszy pokazujący zależność deficytu neutrin mionowych od długości przebywanej przez nie drogi, tak jak przewidywała to hipoteza oscylacji. Statystyczna istotność tego rezultatu nie była jednak wystarczająca, by umożliwić jednoznaczną konkluzję i to było źródłem zapotrzebowania na jeszcze większy zbiór danych, którego mógł dostarczyć tylko większy detektor.

3. Odkrycie oscylacji neutrin

Detektor Superkamiokande jest wodnym detektorem Czerenkowa o cylindrycznym kształcie, wysokim na 41,4 metrów i mającym średnicę 39,3 metra. Jego masa całkowita wynosi 50,000 ton. Jest on podzielony na dwie części: na wewnętrzny detektor, który bada szczegóły oddziaływań neutrin i detektor zewnętrzny, zapewniający identyfikację wlatujących i wylatujących cząstek naładowanych. Wydzieloną część masy detektora stanowi 22500 ton wody; jest więc ona mniej więcej dwudziestokrotnie większa od masy detektora Kamiokande. Schemat detektora Superkamiokande pokazuje ryc. 2.

Zespół Superkamiokande tworzy międzynarodowa grupa badawcza. Umowa o współpracy grup z USA i Japonii została podpisana w październiku 1992 roku. Do [nowego] eksperymentu dołączyło wielu członków [dawnych] zespołów Kamiokande i IMB. Detektor Superkamiokande zaprojektowano wykorzystując doświadczenie zdobyte przy tamtych przedsięwzięciach z uwzględnieniem różnych technicznych udoskonaleń. W chwili obec-



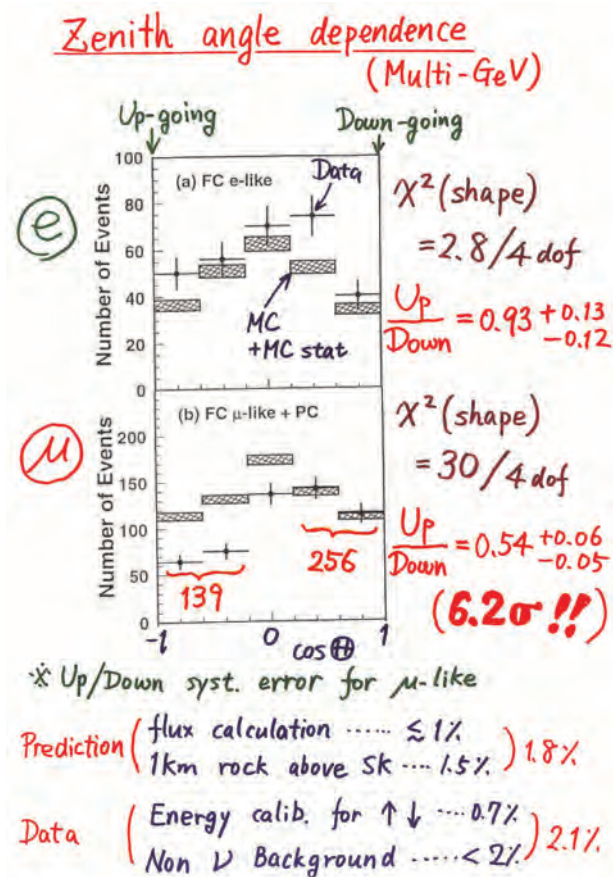
Ryc. 2. Schematyczny widok detektora Superkamiokande

nej, tj. w roku 2015, ta grupa liczy sobie 120 członków pochodzących z siedmiu krajów.

Eksperyment Superkamiokande zaczął działać wiosną 1996 roku po pięciu latach, jakie zajęła konstrukcja detektora. Dzięki swojej olbrzymiej masie detektor Superkamiokande rejestruje przypadki oddziaływania neutrin w przybliżeniu dwudziestokrotnie częściej niż robił to detektor Kamiokande. Co więcej, pierścienie Czerenkowa są w nim rejestrowane przez 11200 fotopowielaczy, co umożliwia bardzo szczegółowe badanie takich przypadków. Sposoby analizowania oddziaływań neutrin atmosferycznych zostały dostatecznie dobrze opracowane i opatowane przy poprzednich eksperymentach. Dzięki temu od samego początku działania detektora Superkamiokande można było analizować różne typy przypadków oddziaływania neutrin atmosferycznych, w tym także przypadki w pełni mieszczące się, tj. takie, przy których żadne cząstki naładowane nie opuszczają wewnętrznego detektora, oraz częściowo mieszczące się (PC) przypadki, przy których przynajmniej jedna naładowana cząstka opuszcza wewnętrzny detektor [8, 9]. Analizowane były także przypadki lecących do góry mionów wytwarzanych w oddziaływaniach neutrin zachodzących w skale pod detektorem: takie, w których mion przelatuje przez detektor [10] i takie w których mion zatrzymuje się w detektorze [11]. Topologie⁴ i inne charakterystyki tych dwóch typów przypadków różnią się od siebie znacznie. Dlatego zespołowa praca wielu uczonych, w tym młodych badaczy, była przy analizie danych niezwykle istotna. Zespół Superkamiokande opracował symulacje i programy do analizy danych wykorzystując te stworzone na potrzeby Kamiokande i IMB. Dzięki temu był w stanie produkować wiarygodne wyniki już wkrótce po uruchomieniu eksperymentu.

Do wiosny 1998 roku zespół Superkamiokande zdołał przeanalizować dane zebrane podczas 585 dni działania detektora, co jest równoważne 33 kilotonolatom detek-

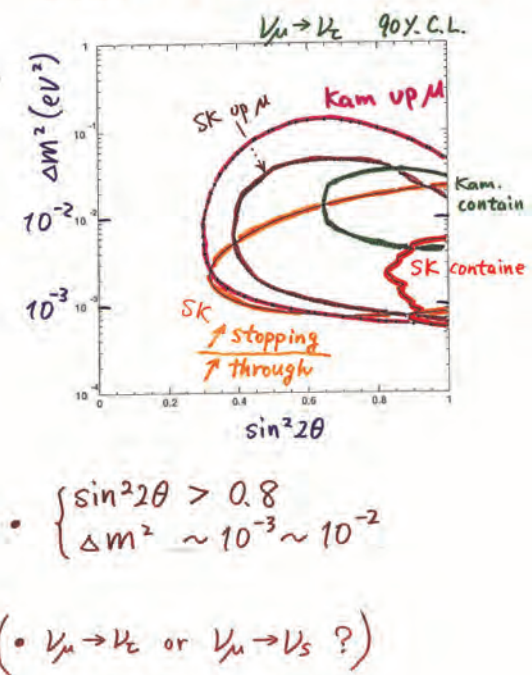
4. Topologią Autor nazywa tu kształt „drzewka” tworzonego przez ślady cząstek (przyp. tłum.).



Ryc. 3. Rozkład w kącie azymutalnym wieloGeV-owych przypadków oddziaływania neutrin atmosferycznych przedstawiony przez zespół Superkamiokande na 18. Międzynarodowej Konferencji poświęconej fizyce i astrofizyce neutrin (Neutrino'98) [12]

cji. W sumie dane zawierały 5400 przypadków oddziaływania neutrin atmosferycznych, co już siedmiokrotnie przewyższało liczbę takich przypadków znalezionych w danych zebranych przez wcześniejsze eksperymenty. Na 18. Międzynarodowej Konferencji poświęconej Fizyce i Astrofizyce Neutrin (Neutrino'98) zespół Superkamiokande ogłosił dowody na oscylacje neutrin atmosferycznych [12, 13]. Przedstawione na tej konferencji zależności liczb przypadków od kąta azymutalnego są tu przytoczone na ryc. 3. Histogramy górny i dolny pokazują rozkłady w kącie azymutalnym wieloGeV-owych przypadków typu mionowego i elektronowego (przypadki w pełni mieszczące się w detektorze i mieszczące się tylko częściowo zostały tu zebrane razem). Podczas gdy rozkład przypadków typu elektronowego nie wykazuje żadnej statystycznie istotnej asymetrii góra-dół, można zaobserwować wyraźny deficyt przypadków z mionami lecącymi do góry. Statystyczna istotność tego efektu przekracza 6 odchyleń standardowych, co oznacza, iż deficyt ten nie jest statystyczną fluktuacją. Na ryc. 4 przedstawiono pokazane na tej konferencji podsumowanie analizy oscylacji. Zakresy parametrów teoretycznego modelu oscylacji dopuszczane przez dane ze starego i z nowego eksperymentu przekrywały się, wskazując, że spójne wyjaśnienie

Summary
Evidence for ν_μ oscillations



Ryc. 4. Ostatni (zawierający podsumowanie referatu) slajd przedstawiony przez zespół Superkamiokande na konferencji Neutrino'98

danych w ramach tej hipotezy jest możliwe. Z wykonanej analizy tych danych zespół Superkamiokande wyciągnął wniosek, że neutrina mionowe oscylują w inny rodzaj neutrin, najprawdopodobniej w neutrina taonowe.

[Oprócz Superkamiokande na świecie] działały w tym samym czasie jeszcze dwa inne eksperymenty rejestrujące neutrina atmosferyczne: Soudan-2 i MACRO. Detektor śladowy pierwszego z nich, który stanowiło 1000 ton żelaza, zbierał dane już od roku 1989. Eksperyment ten potwierdził [14] zależność deficytu neutrin mionowych od kąta azymutalnego. Z kolei eksperyment MACRO dysponował dużym podziemnym detektorem, który mógł rejestrować lecące do góry miony, w tym także przypadki oddziaływania neutrin częściowo mieszczące się w detektorze. Także i w tym eksperymencie zaobserwowano zależność od kąta azymutalnego zarówno deficytu lecących do góry mionów [15], jak i częściowo mieszczących się przypadków oddziaływania neutrin mionowych [16]. Wyniki uzyskane przez te dwa eksperymenty były całkowicie zgodne z wynikami otrzymanymi z Superkamiokande. Dzięki temu oscylacje neutrin zostały szybko zaakceptowane przez społeczność fizyków neutrinowych.

4. Najnowsze wyniki i przyszłość

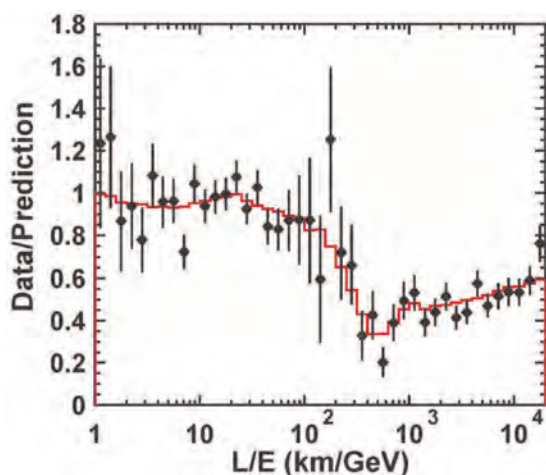
Dane zebrane przez Superkamiokande pokazały, iż mniej więcej 50% neutrin mionowych znika po przebyciu dłu-

giego dystansu. Efekt ten został powszechnie zinterpretowany jako oscylacje neutrin. Jednak bez odpowiedzi pozostawało jeszcze kilka pytań takich, jak: Jakie są wartości Δm^2 – różnicy kwadratów mas neutrin i kąta mieszania θ ? Czy prawdopodobieństwo zniknięcia neutrina mionowego rzeczywiście zmienia się z odległością tak, jak przewiduje teoria oscylacji neutrin? Czy można potwierdzić oscylacje $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ rejestrując oddziaływania neutrina taonowego? Odpowiedzi na te pytania dały [dalej] eksperymenty.

4.1. Zaobserwowanie oscylacji

Zgodnie z przytoczonym na początku wzorem, prawdopodobieństwo tego, że neutrinu pozostanie sobą, powinno mieć sinusoidalny charakter. W szczególności, przy ustalonej energii E_ν neutrina, prawdopodobieństwo to powinno być najmniejsze przy pewnej wartości stosunku L/E_ν , a następnie, przy przebytej dwukrotnie większej odległości L , przybierać znów wartość równą jedności. Prawdopodobieństwo powinno dalej w ten sposób oscylować tam i z powrotem przy zwiększaniu odległości L . Na histogramie pokazanym na ryc. 3 w każdym przedziale kąta azymutalnego zostały zebrane przypadki neutrinowe odpowiadające różnym stosunkom L/E_ν , co powoduje, że [na jego podstawie] można badać tylko uśrednione prawdopodobieństwo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$.

Zespół Superkamiokande przeprowadził specjalną analizę wykorzystując tylko te przypadki oddziaływań, w których możliwe było dostatecznie dokładne wyznaczenie stosunku L/E_ν . Streszczając krótko całą sprawę: w analizie tej nie zostały wykorzystane przypadki neutrinowe, w których kierunek lotu cząstki był niemal horyzontalny, ponieważ szacowana długość L lotu neutrina w takiej sytuacji zmienia się znacznie nawet przy niewielkich zmianach kierunku, z którego nadleciało neutrinum. W analizie tej nie zostały też wykorzystane przypadki



Ryc. 5. Stosunek danych do przewidywań [otrzymanych bez uwzględnienia oscylacji] jako funkcja czynnika L/E_ν . Wykres pochodzi z publikacji [17] zespołu Superkamiokande

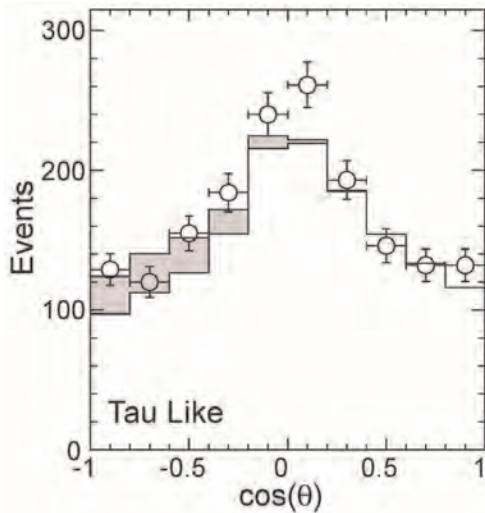
odpowiadające małej energii neutrina, ponieważ kąt pod jakim przy oddziaływaniu takich neutrin rozproszony zostaje naładowany lepton jest duży, co skutkuje dużą niepewnością szacowanej długości lotu neutrina. Wykorzystując jedynie przypadki o dobrze określonym stosunku L/E_ν zespół Superkamiokande pokazał, iż wyznaczone z danych prawdopodobieństwo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ ma dołek, odpowiadający pierwszemu minimum w teoretycznym wzorze na to prawdopodobieństwo, mniej więcej przy wartości $L/E_\nu = 500 \text{ km/GeV}$ [17]. Jest to pokazane na ryc. 5. Był to pierwszy dowód, że prawdopodobieństwo „przeżycia” neutrina mionowego zachowuje się zgodnie z przewidywaniem opartym na hipotezie oscylacji.

4.2. Zarejestrowanie neutrina taonowego

Jeśli oscylacje neutrin atmosferycznych rzeczywiście zachodzą między ν_μ i ν_τ , powinno być możliwe zarejestrowanie wytworzonego dzięki oscylacjom ν_τ poprzez jego oddziaływanie typu prądu naładowanego. Typowo w takim oddziaływaniu ν_τ powstaje lepton τ , któremu towarzyszy kilka hadronów, zwykle są to piony. Z powodu dużej masy ($1,78 \text{ GeV}/c^2$) leptonu τ , próg energetyczny takiej reakcji jest rzędu $3,5 \text{ GeV}$. Ponieważ jest on tak wysoki, a strumień neutrin atmosferycznych o energiach tego rzędu jest dość słaby, oczekiwana liczba takich przypadków wynosi mniej więcej jeden na kilotonę [wody] na rok. Oddziaływania neutrin taonowych poprzez prądy naładowane stanowią więc tylko 0,5% wszystkich oddziaływań neutrin atmosferycznych. Trzeba też wziąć pod uwagę to, że czas życia leptonu τ wynosi tylko $2,9 \times 10^{-13} \text{ s}$, więc każdy lepton τ wyprodukowany w oddziaływaniu neutrin atmosferycznych natychmiast rozpada się na kilka hadronów i neutrinum taonowe. Z tego powodu na stan końcowy typowego oddziaływania neutrina taonowego składa się wiele hadronów. Z drugiej strony, wiele hadronów bierze udział w wysokoenergetycznych oddziaływaniach typu prądów neutralnych.⁵ Poszukiwanie przypadków oddziaływania neutrin taonowych za pomocą wodnego detektora Czerenkowa jest więc skomplikowane z powodu tych procesów tła.

Mimo takich trudności zespół Superkamiokande szukał w detektorze oddziaływań ν_τ zachodzących poprzez prądy naładowane. Poszukiwania te zostały przeprowadzone z wykorzystaniem różnych zmiennych kinematycznych i zaawansowanych metod statystycznych [18], m.in. sztucznych sieci neuronowych. Histogram przedstawiony na ryc. 6 obrazuje rozkład w kącie azymutalnym przypadków, które można interpretować jako oddziaływania ν_τ [19]. Mimo wykorzystania zaawansowanych metod, końcowa próbka zawiera w sobie także wiele

5. To znaczy w oddziaływaniach zachodzących poprzez wymianę wirtualnego bozonu Z^0 (przyp. tłum.).

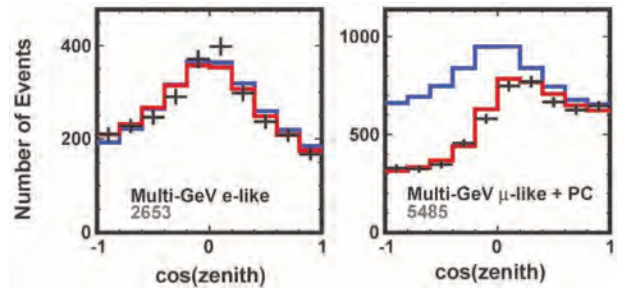


Ryc. 6. Rozkład w kącie azymutalnym przypadków oddziaływań typu taonowego wyselekcjonowanych z danych zarejestrowanych przez detektor Superkamiokande [19]. Kółka z kreskami uwidaczniającymi błędy reprezentują dane. Histogram narysowany ciągłymi liniami pokazuje uzyskane z symulacji typu Monte Carlo przewidywania uwzględniające oscylacje $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, ale nie uwzględniające oddziaływań ν_τ poprzez prądy naładowane, szare histogramy pokazują dopasowanie uwzględniające te oddziaływania

przypadków należących do tła. Widoczny jest jednak pewien nadmiar przypadków, w których naładowany lepton leci do góry, a występowania którego nie można wyjaśnić samymi tylko przypadkami należącymi do tła. Po uwzględnieniu różnych systematycznych niepewności, statystyczna istotność tej nadwyżki wynosi 3,8 odchylenia standardowego [19]. Dane te są rzeczywiście zgodne z pojawianiem się neutrin taonowych wskutek oscylacji $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ neutrin atmosferycznych.

4.3. Uaktualnienie danych, masy neutrin i kąty mieszania

Do roku 2015 detektor Superkamiokande zbierał dane łącznie przez około 5000 dni, co oznacza, że zbiór danych jest już dziesięciokrotnie większy niż w roku 1998. Histogram z ryc. 7 przedstawia rozkład zebranych przypadków w kącie azymutalnym. Porównanie z histogramem z ryc. 3 sporządzonym na podstawie danych z 1998 roku wyraźnie pokazuje znaczne zmniejszenie się błędów statystycznych. Na podstawie tych przypadków zostały wyznaczone parametry oscylacji neutrin. Dane wskazują, że różnica Δm^2 (kwadratów mas) wynosi około $0,0024 \text{ (eV}/c^2)^2$. Jeśli przyjąć, że masy neutrin różnego rodzaju nie są zbyt bliskie sobie, najcięższe z nich musi mieć masę około $0,05 \text{ eV}/c^2$, tj. 10 milionów razy mniejszą niż elektron (i ponad trylion razy mniejszą niż kwark t). Sugeruje to, że masy neutrin są nadzwyczaj małe w porównaniu z masami innych cząstek fundamentalnych. Takie małe wartości mas neutrin mogą być naturalnie wyjaśnione [20, 21, 22] przez tzw. mechanizm huśtawkowy [powsta-



Ryc. 7. Rozkład w kącie azymutalnym wieloGeV-owych przypadków oddziaływań typu elektronowego (lewy histogram) i typu mionowego (prawy histogram) neutrin atmosferycznych zarejestrowanych przez detektor Superkamiokande do roku 2015

wania mas]. Wiązałyby się one w ten sposób z ekstremalnie wysokimi skalami energii.

Mierzony kąt mieszania jest zgodny z maksymalnym możliwym, tj. $\sin^2 2\theta \sim 1$. W porównaniu z ich oszacowaniami dokonany w roku 1998, parametry te zostały wyznaczone teraz ze znacznie większą dokładnością. Należy zauważyć, że kąty mieszania neutrin różnią się znacznie od kątów mieszania kwarków: $\sin^2 2\theta \sim 1$ odpowiada kątowi θ bliskiemu 45° , podczas gdy analogiczny kąt mieszania kwarków jest równy $2,4^\circ$. Przed odkryciem oscylacji neutrin taka różnica nie była oczekiwana. W istocie, różnice między kątami mieszania kwarków i kątami mieszania neutrin mogą stanowić wskazówkę do zrozumienia głębokiego związku między kwarkami i leptonami.

4.4. Eksperymenty z oscylacjami neutrin: przeszłość, teraźniejszość i przyszłość

Tak jak to było omówione wyżej, deficyt przypadków oddziaływań neutrin mionowych widoczny już około roku 1990 w pierwszych danych dotyczących neutrin atmosferycznych został w roku 1998 potwierdzony przez następną generację eksperymentów jako efekt oscylacji neutrin. Należy też podkreślić, że strumień neutrin atmosferycznych charakteryzuje się szerokim widmem energii i dostarcza neutrin przebywających drogi o bardzo zróżnicowanych długościach. Te właśnie cechy neutrin atmosferycznych umożliwiły zbadanie oscylacji w dużym zakresie wartości parametru L/E_ν , co doprowadziło do odkrycia oscylacji neutrin.

Początkowe dane dotyczące neutrin atmosferycznych i odkrycie ich oscylacji dały impuls do badania tego zjawiska w eksperymentach akceleratorowych o długiej bazie. W eksperymentach takich długość drogi przebywanej przez neutrina jest ustalona (ma tylko jedną wartość), ponieważ wiązka neutrin jest produkowana przez akcelerator i rejestrowana przez detektor umieszczony w ustalonej odeń odległości. Dodatkowo wiązka neutrin w takich eksperymentach charakteryzuje się dużą czystością – składa się niemal wyłącznie z ν_μ (lub $\bar{\nu}_\mu$), podczas gdy strumień neutrin atmosferycznych jest mieszaniną

ν_e , $\text{anty-}\nu_e$, ν_μ i $\text{anty-}\nu_\mu$. Z tego powodu eksperymenty o długiej bazie znakomicie nadają się do przeprowadzania precyzyjnych pomiarów.

Pierwsza generacja takich eksperymentów została przeprowadzona w latach 2000–2010. Należały do niej eksperymenty K2K (od Kek to Kamiokande) oraz MINOS. Potwierdziły one występowanie zjawiska oscylacji mierząc niezależnie parametry Δm^2 i θ [23, 24]. Eksperymentem o długiej bazie był także eksperyment OPERA, który zarejestrował leptony τ wytwarzane w oddziaływaniach ν_τ pojawiających się wskutek oscylacji [25].

Oscylacje zachodzące między neutrinami ν_μ i ν_τ zostały dobrze zbadane zarówno przez eksperymenty o długiej bazie, jak też eksperymenty z neutrinami atmosferycznymi. Następnym etapem badania oscylacji koncentruje się na efektach oscylacji zachodzących między trzema zapachami neutrin. Pierwszym krokiem w realizacji tego celu było wyznaczenie kąta θ_{13} [mieszania neutrin]. Aby sprawdzić, czy ma on niezerową wartość przeprowadzono kilka reaktorowych eksperymentów (Daya Bay, RENO i Double-Chooz) oraz eksperymentów o długiej bazie (T2K and NO ν A). W eksperymentach tych zdołano wyznaczyć wartość kąta θ_{13} [26, 30] [i rzeczywiście jest ona różna od zera].

W rezultacie połączenia [omówionych wyżej wyników] z pomiarami wykonanymi w eksperymentach z neutrinami słonecznymi [31] i w reaktorowym eksperymencie KamLAND o długiej bazie [32] wyznaczone zostały wszystkie trzy kąty (θ_{12} , θ_{23} i θ_{13}) mieszania neutrin oraz wartości bezwzględne różnic Δm_{12}^2 i Δm_{23}^2 kwadratów mas neutrin, które są wolnymi parametrami teoretycznego modelu oscylacji trzech zapachów neutrin. Jest oczywiste, że od roku 1988 nasze zrozumienie tego zjawiska znacznie się polepszyło. Wciąż jednak niezmiernie pozostają pewne istotne parametry. Wyznaczenie ich wartości będzie celem przyszłych eksperymentów neutrinowych. Konieczne jest przede wszystkim ustalenie hierarchii wartości mas neutrin oraz zbadanie możliwości łamania w oscylacjach parzystości kombinowanej CP. Jeśli chodzi o hierarchię mas neutrin, to zazwyczaj zakłada się, że $m_{\nu_1} < m_{\nu_2} < m_{\nu_3}$. Rzeczywiście, z pomiarów oscylacji neutrin słonecznych wiemy, że $m_{\nu_1} < m_{\nu_2}$. Nie wiemy jednak jeszcze, czy ν_3 jest najcięższym neutrinem. Trzeba to sprawdzić eksperymentalnie. Jeśli parzystość kombinowana CP jest łamana w sektorze neutrin, prawdopodobieństwa oscylacji ν_μ w ν_τ i oscylacji $\text{anty-}\nu_\mu$ w $\text{anty-}\nu_\tau$ nie będą takie same. Odkrycie łamania CP w sektorze neutrin mogłoby głęboko wpłynąć na nasze zrozumienie barionowej asymetrii Wszechświata [33]. W związku z tym obecnie się planuje lub już kontynuuje kilka eksperymentów o długiej bazie [34, 35], eksperymentów z neutrinami atmosferycznymi [36–38] i eksperymentów reaktorowych [39, 40] mających zbadać te

zagadnienia. Mam nadzieję, że eksperymenty badające oscylacje neutrin będą nadal przynosić wyniki o fundamentalnym znaczeniu dla naszego zrozumienia cząstek elementarnych i zrozumienia Wszechświata.

Podsumowanie

Nieoczekiwany deficyt neutrin mionowych w strumieniu neutrin atmosferycznych zaobserwowano w roku 1988 w eksperymencie Kamiokande. Już wtedy oscylacje neutrin były rozpatrywane jako możliwe wyjaśnienie danych. Następnie, dzięki badaniom neutrin atmosferycznych, w eksperymencie Superkamiokande odkryto oscylacje neutrin i tym samym dowiedziono, że neutrina mają niezerowe masy. Mam poczucie, że miałem niesamowite szczęście, ponieważ byłem zaangażowany w to odkrycie od samych jego początków.

Odkrycie niezerowych mas neutrin otworzyło okno umożliwiające badanie fizyki nieujmowanej przez model standardowy oddziaływań cząstek elementarnych, czyli fizyki przy bardzo wysokich skalach energii, np. wielkiej unifikacji. Zarazem jest wciąż wiele rzeczy do zaobserwowania, gdy chodzi o same neutrina. Dalsze badania tych cząstek mogą przynieść informacje o wielkiej doniosłości dla naszego zrozumienia przyrody, m.in. dla zrozumienia pochodzenia materii we Wszechświecie.

Podziękowania

Chciałbym podziękować członkom eksperymentów Kamiokande i Superkamiokande. W szczególności chciałbym podziękować Masatoshi Koshibie i Yoji Totsuka za ich stałe wspieranie mnie i dawanie zachęty do badań w trakcie całej mojej kariery. Ponadto chciałbym następującym osobom podziękować za ich wkład w te badania. Ed Kearns wiele lat pracował ze mną w eksperymencie Superkamiokande przy analizie neutrin atmosferycznych. Masato Takita i Kenji Kaneyuki pracowali ze mną przy analizach w zespole Kamiokande. Yoji Totsuka, Yoichiro Suzuki i Masayuki Nakahata prowadzili [ze mną] eksperyment Superkamiokande. Hank Sobel i Jim Stone byli w Superkamiokande wiodącymi badaczami z USA. Kenzo Nakamura i Atsuto Suzuki odegrali bardzo ważne role na początkowych etapach eksperymentu Superkamiokande. Ciężka praca wielu młodych współpracowników tego eksperymentu była kluczowa dla odkrycia oscylacji neutrin. Chciałbym także podziękować Morihiko Hondzie za jego obliczenia strumienia neutrin.

Na koniec, Zespół Superkamiokande składa podziękowania spółce górniczo-hutniczej Kamioka. Eksperyment Superkamiokande został zbudowany i działał wykorzystując fundusze przyznawane przez japońskie Ministerstwo Edukacji, Kultury, Sportu, Nauki i Technologii,

Departament Energii USA i amerykańską Narodową Fundację Nauki (NSF). Finansowanie uzyskiwane z tych źródeł było także uzupełniane przez różne agencje Korei, Chin, Unii Europejskiej, Japonii i Kanady.

Literatura

1. Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28** (1962) 870–880.
2. B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53** (1967) 1717–1725 [Sov. Phys. JETP **26** (1968) 984–988].
3. K. Hirata et al., *Phys. Lett. B* **205** (1988) 416–420.
4. D. Casper, et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2561–2564.
5. R. Becker-Szendy, et al., *Phys. Rev. D* **46** (1992) 3720–3724.
6. K. S. Hirata, et al., *Phys. Lett. B* **280** (1992) 146–152.
7. Y. Fukuda, et al., *Phys. Lett. B* **335** (1994) 237–245.
8. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Lett. B* **433** (1998) 9–18.
9. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Lett. B* **436** (1998) 33–41.
10. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82** (1998) 2644–2648.
11. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Lett. B* **467** (1999) 185–193.
12. Takaaki Kajita, for the Kamiokande and Super-Kamiokande collaborations, talk presented at the 18th International Conference in Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino '98), Takayama, Japan, June 1998: Takaaki Kajita (for the Kamiokande and Super-Kamiokande collaborations), *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77** (1999) 123–132.
13. Y. Fukuda, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562–1567.
14. W. W. M. Allison, et al., (Soudan-2 collaboration), *Phys. Lett. B* **449** (1999) 137–144.
15. M. Ambrosio, et al. (MACRO collaboration), *Phys. Lett. B* **434** (1998) 451–457.
16. M. Ambrosio, et al. (MACRO collaboration), *Phys. Lett. B* **478** (2000) 5–13.
17. Y. Ashie, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 101801.
18. K. Abe, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 171801.
19. K. Abe, et al. (Super-Kamiokande collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 181802.
20. P. Minkowski, *Phys. Lett. B* **67**, (1977) 421–428.
21. T. Yanagida, in *Proceedings of the Workshop on the Unified Theory and Baryon Number in the Universe*, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK Report No. 79–18) (1979) p. 95–98.
22. M. Gell-mann and P. Ramond, and R. Slansky, in *Supergravity*, edited by P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North-Holland, Amsterdam) (1979) p. 315–321.
23. E. Aliu, et al. (K2K collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **94**, (2005) 081802.
24. P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 131802.
25. N. Agafonova, et al. (OPERA collaboration), *Phys. Rev. D* **89** (2014) 051102.
26. F. P. An, et al. (Daya Bay collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 171803.
27. J. K. Ahn, et al. (RENO collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 191802.
28. Y. Abe, et al. (Double Chooz experiment), *Phys. Rev. D* **86** (2012) 052008.
29. K. Abe, et al. (T2K collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 041801.
30. P. Adamson, et al. (NOvA collaboration), arXiv:1601.05022.
31. A. McDonald, Nobel Lecture (2015).
32. K. Eguchi, et al. (KamLAND collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802.
33. M. Fukugita and T. Yanagida, *Phys. Lett. B* **174**, (1986) 45–47.
34. DUNE collaboration, Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 1 to 4, arXiv:1512.06148, arXiv:1601.02984, arXiv:1601.05471, arXiv:1601.05823.
35. K. Abe, et al. (Hyper-Kamiokande working group), arXiv:1109.3262.
36. M. S. Athar, et al. (INO Collaboration), “India-based Neutrino Observatory: Project Report,” INO-2006-01.
37. M. G. Artsen, et al. (IceCube PINGU collaboration), arXiv:1401.2046.
38. V. Van Elewyck (for the KM3NeT collaboration), *J. Phys. Conf. Ser.* **598** (2015) 1, 012033.
39. Z. Djurcic et al. (JUNO collaboration), arXiv:1508.07166.
40. S. B. Kim, *Nucl. Part. Phys. Proc.* **265–266** (2015) 93–98.



Neutrinowe Obserwatorium Sudbury: Obserwacja zmiany zapachu neutrin słonecznych¹

Wykład noblowski wygłoszony 8 grudnia 2015

Arthur B. McDonald

Queen's University, Kingston, Canada

Opublikowany w języku polskim za zgodą Nobel Foundation

©the Nobel Foundation 2015

Przekład dokonany przy wsparciu finansowym Fundacji Pro-Physica

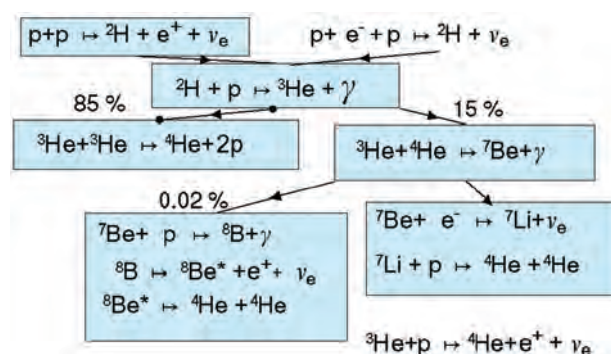
Słowa kluczowe: neutrina, oscylacje neutrin, neutrina aktywne i sterylne, neutrina słoneczne, efekt msw, radioaktywność
Keywords: neutrinos, neutrino oscillations, active and sterile neutrinos, solar neutrinos, msw effect, radioactivity

1. Neutrina słoneczne

Procesy fuzji jądrowych, które zasilają Słońce energią, zachodzą w tak wysokich temperaturach, że jądra atomów są w stanie łączyć się ze sobą. W procesach tych powstaje olbrzymia liczba cząstek elementarnych zwanych neutrinami. Jak już usłyszeli Państwo od mojego przyjaciela i naukowego kolegi, profesora Kajity, neutrina oddziałują wyłącznie słabo i grawitacyjnie dzięki czemu mogą przechodzić przez Ziemię bardzo mało lub w ogóle nie oddziałując.

To właśnie neutrina ze Słońca są przedmiotem naszych pomiarów dokonywanych w Neutrinowym Obserwatorium Sudbury (SNO), ulokowanym 2 kilometry pod ziemią, w kopalni w pobliżu Sudbury w Kanadzie. Wykorzystując ciężką wodę jako główny element specjalnie zaprojektowanego detektora, udało nam się ustalić ponad wszelką wątpliwość, że neutrina elektronowe zanim doleczą do naszego detektora, zmieniają się w jedno z dwóch pozostałych aktywnych neutrin o innym zapachu. Taką ich zmianę wymaga, by miały one niezerową masę. Obie te właściwości neutrin, [zmienianie przez nie zapachu i niezerowa masa,]² nie są przewidywaniami modelu standardowego oddziaływań cząstek elementarnych. Uogólnienia tego modelu, mające uwzględnić te właściwości neutrin, mogą dać nam bardziej kompletne zrozumienie Wszechświata na bardziej fundamentalnym poziomie.

Badanie Słońca i procesów zasilających je energią było przedmiotem zainteresowania od wielu już lat i jest oczywiste, że jak to ujął Izaak Newton „możemy spojrzeć dalej, dzięki temu, że stoimy na barkach gigantów”. Pionierami badania fizyki reakcji jądrowych zachodzących w Słońcu byli laureaci nagrody Nobla Hans Bethe i Willy Fowler: Bethe (1967) za swoje prace na temat produkcji energii w gwiazdach za pośrednictwem reakcji jądrowych, a Fowler (1983) za opracowanie szczegółów reakcji proton-proton (*p-p*) oraz innych reakcji, które są odpowiedzialne za powstawanie większości pierwiastków we wnętrzach gwiazd i supernowych. Ogólny wniosek, jaki wynikał z ich prac, był taki, że tzw. cykl *pp* pokazany na ryc. 1 jest głównym źródłem wytwarzanej w Słońcu energii.



Ryc. 1. Cykl *pp* reakcji jądrowych, który dominuje wytwarzanie energii w Słońcu i daje różne liczby neutrin o różnych energiach. Strumienie i energie tych neutrin są pokazane na ryc. II

1. Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2015 podzielili między siebie Arthur B. McDonald i Takaaki Kajita. Artykuł jest tekstem jednego z dwóch wykładów wygłoszonych z tej okazji (przyp. red.).

2. Teksty w nawiasach kwadratowych dodał tłumacz z uwagi na zbyt zwięzły, a czasem wręcz niezrozumiały język oryginału (przyp. red.).

zumienie fizyki Słońca i gwiazd. Podczas mojego tam pobytu spotkałem dwóch innych pionierów badań Słońca i neutrin: Raya Davisa (otrzymał nobla w roku 2002), który dokonał pierwszych pomiarów [strumienia docierających do Ziemi] neutrin słonecznych i Johna Bahcalla, który zapoczątkował kompletne i dokładne obliczenia liczby neutrin emitowanych przez Słońce. Ich pionierskie badania dały początek temu, co później stało się znane jako problem neutrin słonecznych, gdyż pomiary Davisa wykazały, iż liczba neutrin elektronowych docierających do Ziemi jest trzykrotnie mniejsza niż obliczona przez Bahcalla [1]. Możliwym powodem takiej niezgodności mógł być błąd eksperymentalny lub niedobra teoria. Jeszcze inna hipoteza została rzucona w roku 1968, tj. w tym samym czasie, gdy Davis rozpoczynał swój eksperyment, przez innych pionierów na polu fizyki neutrin. Mianowicie Gribov i Pontecorvo wysunęli myśl, że być może neutrina elektronowe ze Słońca oscylują w neutrino o innym zapachu (w tym czasie wiedziano już, że oprócz elektronowych istnieją także neutrina mionowe). Gdyby ich hipoteza była prawdziwa, nie byłyby one rejestrowane przez detektor Davisa, który reagował tylko na neutrina elektronowe. Była to pewna wariacja teoretycznego pomysłu, jaki Pontecorvo wysunął był [3] jeszcze w roku 1958, zgodnie z którym neutrina elektronowe mogłyby oscylować w elektronowe antyneutrino.

2. Początki Neutrinowego Obserwatorium Sudbury

Naukowa grupa badawcza Sudbury Neutrino Observatory Scientific Collaboration (SNO) powstała w roku 1984. Jej rzecznikami byli profesor Herb Chen z Uniwer-

sytetu Kalifornijskiego w Irvine (USA) i profesor George Ewan z Uniwersytetu Królowej w Kingston w prowincji Ontario w Kanadzie. W roku 1985 dołączyła do niej Wielka Brytania, której rzecznikiem był dr David Sinclair z Uniwersytetu w Oksfordzie. Cel eksperymentu, w którym jądra deuteru obecne w ciężkiej wodzie miały umożliwić wykrywanie dwóch różnych reakcji – jednej inicjowanej tylko przez neutrina elektronowe produkowane w Słońcu i drugiej inicjowanej przez neutrina wszystkich trzech zapachów - został przedstawiony w pracy Chena [4]. Porównanie częstości zachodzenia tych dwóch reakcji wykrywających neutrina pochodzące z rozpadu ^{18}B w Słońcu miało pozwolić jednoznacznie ustalić, bez konieczności odwoływania się do [teoretycznych] obliczeń strumienia pierwotnych neutrin słonecznych, czy neutrina elektronowe zmieniają się w neutrina pozostałych trzech zapachów. Ponadto druga reakcja wykrywająca neutrina mogła być wykorzystana do dokładnego pomiaru strumienia neutrin elektronowych pochodzących z rozpadu ^{18}B , niezależnie od tego czy oscylacje neutrin zachodzą, czy nie.

Pozycja [5] spisu literatury zawiera listę szesnastu pierwszych członków tej organizacji. Są oni także uwiecznieni na fotografii (ryc. 2) zrobionej w roku 1986 na spotkaniu w Laboratoriach Jądrowych w Chalk River w Kanadzie. W tym czasie uzyskana już była od Kanadyjskiej Agencji Atomowej Ltd. (AECL) wstępna zgoda na wypożyczenie z kanadyjskich rezerw 1000 ton ciężkiej wody i była już wstępnie zatwierdzona przez kompanię INCO Limited, właściciela kopalni Creighton w pobliżu Sudbury w Ontario, lokalizacja, którą znalazł profesor Ewan



Ryc. 2. Fotografia niektórych członków zespołu Sudbury Neutrino Observatory Scientific Collaboration (SNO) uczestniczących w spotkaniu w Chalk River w roku 1986. Od lewej: Davis Earle, Mort Bercovich, David Sinclair, John Simpson, Doug Hallman, Hay Boon Mak, Peter Doe, Henry Lee, Clif Hargrove, Hugh Evans, Peter Skensved, Herb Chen, Dan Kessler, George Ewan, Richard Allen i Art McDonald. Z pierwotnych członków nieobecni są na zdjęciu m.in. Walter Davidson, Barry Robertson, Robert Storey

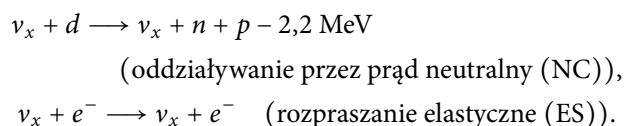
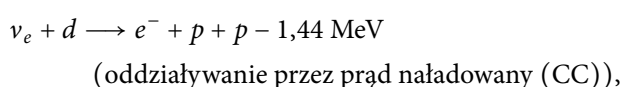
i uznał za najbardziej odpowiednią dla głęboko pod ziemią położonego laboratorium mającego badać radioaktywność. Niestety, profesor Chen zmarł wskutek leukemii w roku 1987, mniej więcej sześć miesięcy po wykonaniu fotografii przedstawionej na ryc. 2.

Dla zespołu była to wielka strata. Jego członkowie zachowali jednak pamięć o nim i o jego naukowych celach przy kontynuowaniu prac nad projektem układu eksperymentalnego i przy wystąpieniach o finansowanie przedsięwzięcia. Pracowałem wtedy na uniwersytecie w Princeton i przejąłem po nim rolę rzecznika grupy amerykańskiej; wkrótce dołączył do mnie profesor Eugene Beier z uniwersytetu pensylwańskiego w Filadelfii. Grupa rozrosła się znacznie w kilku następnych latach i około roku 1989 w jej skład wchodziło już 14 instytucji z Kanady, USA i Wielkiej Brytanii. By dokończyć projekt układu eksperymentalnego i jego lokalizacji wykonana została znaczna praca i z końcem roku 1989 agencje wszystkich trzech państw przyznały finansowanie. W tym to roku przenieśliśmy się z Princeton na Uniwersytet Królowej i biorąc odpowiedzialność za międzynarodowe przedsięwzięcie, zostałem dyrektorem Instytutu SNO, a także dyrektorem Sudbury Neutrino Observatory Scientific Collaboration.

Pierwotnie zespół zrzeszał Kanadyjską Agencję Atomową Ltd. (Laboratoria Chalk River), Uniwersytet w Carleton, Uniwersytet Laurentjański, Kanadyjską Narodową Radę Badań Naukowych, Uniwersytet Oksfordzki, Uniwersytet w Princeton, Uniwersytet Królowej, Uniwersytet Kalifornijski w Irvine i Uniwersytet Guelph. W roku 1989 do wymienionych instytucji dołączył Uniwersytet Pensylwański, Narodowe Laboratoria w Los Alamos, Narodowe Laboratorium im. Lawrence'a w Berkeley, Uniwersytet Brytyjskiej Kolumbii i Narodowe Laboratorium w Brookhaven. Liczebność grupy wzrosła do ok. 70 badaczy. Ostateczna liczba autorów podpisujących prace SNO wynosiła 274. Większość dodatkowych autorów stanowili doktoranci i postdokowicze, co jasno uwidacznia ważny edukacyjny aspekt tego naukowego przedsięwzięcia.

3. Detekcja neutrin w SNO

Dzięki jądrom deuteru zawartym w cząsteczkach ciężkiej wody (składającej się w ponad 99,92% z cząsteczek D_2O) wypełniającej detektor SNO możliwe było rejestrowanie trzech różnych oddziaływań neutrin. Dwóch wspomnianych wyżej i trzeciego, którym było ich elastyczne rozpraszanie na elektronach, które zachodzi w każdym ośrodku:



x oznacza tu elektron, mion lub tau. W reakcjach pierwszego typu mogą brać udział tylko neutrina elektronowe. Powstaje w nich wysokoenergetyczny elektron, który wysyłając promieniowanie Czerenkowa wytwarza w detektorze stożek światła rejestrowany przez układ fotosensorów. W drugiej reakcji (NC) wszystkie [wymienione, tj. aktywne] neutrina mogą brać udział na równych prawach. Powstaje w niej swobodny neutron, który w trzech różnych fazach działania detektora SNO był obserwowany różnymi sposobami. Porównując odpowiednio wykalibrowane szybkości zachodzenia tych dwóch reakcji było możliwe ustalenie, czy elektronowe neutrina słoneczne zmieniły się w neutrina o innym zapachu przed dotarciem do detektora.

Trzecia reakcja (ES) zachodzi rzadziej niż pozostałe dwie i jest głównie czuła na neutrina elektronowe (sześć razy bardziej niż na neutrina dwóch pozostałych zapachów³ przy energiach, jakie mają neutrina słoneczne). Powstaje w niej wysokoenergetyczny elektron i rozkład kątowy elektronów pochodzących z tej reakcji ma silne maksimum w kierunku do przodu w stosunku do kierunku, z którego nadleciało neutrin, czyli do kierunku od Słońca i dzięki temu reakcja ta może być odróżniona od pozostałych dwóch.

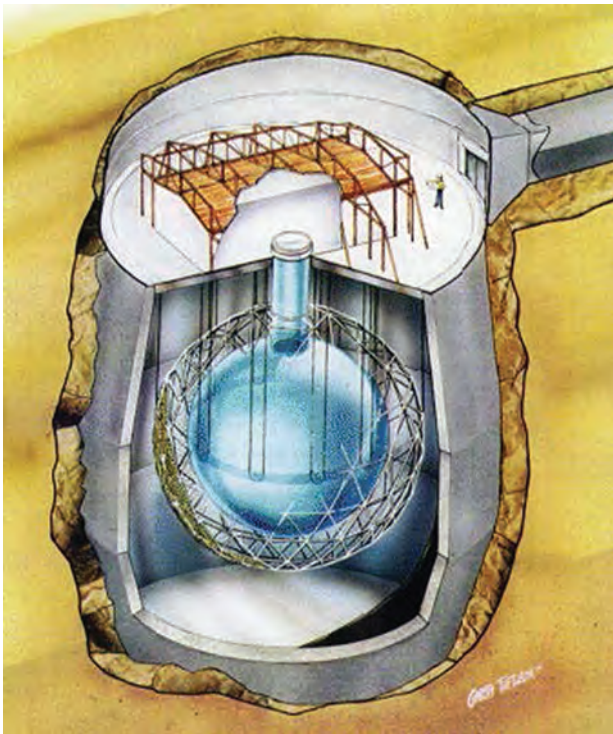
Eksperyment SNO miał trzy różne fazy. W fazie pierwszej użyta była czysta ciężka woda i swobodne neutrony powstające w reakcji NC wykrywano poprzez ich wychwyty przez jądra deuteru. Przy wychwycie takim powstaje promieniowanie gamma, czyli foton o energii 6,25 MeV, który w procesie Comptona wytwarza następnie elektron emitujący promieniowanie Czerenkowa. W drugiej fazie do ciężkiej wody dodano 2 tony ultraczystej soli NaCl, tak iż swobodne neutrony były wychwytywane głównie przez jądra chloru, wytwarzając kaskadę promieni gamma o sumarycznej energii około 8,6 MeV. Zwiększyło to efektywność wychwyty neutronów z 14% do 40% i spowodowało, że światło rozchodzące się w detektorze wskutek tej reakcji stało się izotropowe, co pozwoliło rozdzielić statystycznie przypadki oddziaływań NC od oddziaływań CC dających stożkowy rozkład światła. W fazie trzeciej do ciężkiej wody został wprowadzony niezależny układ detektorów neutronów, które wypełniał hel 3 (^3He), co umożliwiło bezpośred-

3. W przypadku neutrin elektronowych ta reakcja zachodzi przez prądy neutralne (czyli wymianę wirtualnego bozonu Z^0) i przez prądy naładowane (wymianę wirtualnego W), a w przypadku pozostałych zapachów tylko przez prądy neutralne (przyp. tłum.).

nią detekcję neutronów powstających w reakcjach typu prądów neutralnych.

4. Detektor SNO

Na ryc. 3 pokazano artystyczną wizję detektora SNO [7] umieszczonego w beczkowskoidalnym wydrążeniu skalnym wysokim na 34 m i o średnicy 22 m, zlokalizowanym dwa kilometry pod ziemią, w kopalni należącej do kompanii INCO/Vale Creighton w pobliżu Sudbury w prowincji Ontario w Kanadzie.



Ryc. 3. Schematyczny widok SNO

Tysiąc ton ciężkiej wody wzbogaconej deuterem do 99,92% (wartej 300 milionów dolarów kanadyjskich) jest zamknięte w przezroczystym akrylowym pojemniku mającym średnicę 12 m i ścianki grubości 5,6 cm. Pojemnik ten jest otoczony przez 9438 czujników światła (fotopowielacze) zamontowanych na tworzących linie geodezyjne ramach wykonanych z nierdzewnej stali. Wydrążenie skalne jest wyrównane nieprzenikalnym dla wody i radonu urylonowym plastikiem. Wydrążenie to na zewnątrz akrylowego pojemnika jest całe wypełnione zwykłą wodą oczyszczoną tak, by była miliard razy czystsza niż woda z kranu, gdy chodzi o zawartość pierwiastków należących do łańcuchów promieniotwórczych rozpadów uranu i toru.

Zaprojektowanie i skonstruowanie dwa kilometry pod ziemią tego masywnego i skomplikowanego detektora w ultraczystych warunkach było wielkim osiągnięciem inżynierskim. Przy realizacji tej jedynej w swoim rodzaju konstrukcji mieliśmy szczęście współpracować

z zespołem bardzo zdolnych inżynierów, techników i pracowników budowlanych. Kierowane przez swoich liderów grupy naukowe tworzące zespół podzieliły między siebie odpowiedzialność za większe części tego projektu, takie jak akrylowy pojemnik, ramy podtrzymujące fotopowielacze, układ wodny, elektronika, zbieranie danych, kalibracja, symulacje i analiza danych. Grupy te zajęły się swoimi odcinkami pracy w całości: od stworzenia projektu, przez budowę i doprowadzenie ich do stanu odpowiadającego technicznemu i naukowemu wymogom. Koordynację między grupami zapewniały regularne spotkania i dyskusje.

Wszystkie elementy detektora zostały starannie wybrane i przetestowane tak, by wykazywały jak najniższą radioaktywność, a powietrze w całym laboratorium było utrzymywane w nadzwyczaj wysokiej czystości (jego stopa sześcienna zawierała mniej niż 2000 cząsteczek pyłu o średnicy większej niż pół mikrona). Ustalono, że w całym skonstruowanym detektorze było mniej niż 1 gram pyłu kopalnianego. Utrzymanie ultra niskiego poziomu radioaktywności w detektorze i w ciężkiej wodzie było niezwykle istotne, gdyż każdy kwant gamma o energii wyższej niż 2,2 MeV (jaką mają fotony powstające w łańcuchach radioaktywnych rozpadów toru i uranu) mógł spowodować rozbicie jakiegoś jądra deuteru, wytworzyć swobodny neutron i dać sygnał, jaki daje reakcja typu NC neutrina. Utrzymując bardzo niską radioaktywność (dzięki zawartości toru niższej niż 3×10^{-15} grama na gram ciężkiej wody) i dokładnie kontrolując skład wody udało się zapewnić, że liczba neutronów powstających w wyniku przypadkowego rozbijania jąder deuteru przez kawanty gamma była dużo mniejsza niż neutronów powstających w reakcjach neutrin. Tło pochodzące od takich rozpadów radioaktywnych było dokładnie mierzone poprzez badanie próbek wody pod kątem obecności w niej produktów rozpadów radioaktywnych należących do łańcucha rozpadu toru i poprzez analizowanie danych dotyczących reakcji zachodzących przy niskich energiach, które są zdominowane przez radioaktywność. Podobne kroki podjęto, by ograniczyć wpływ rozpadów uranu i by kontrolować domieszkę zwykłej wody w wodzie ciężkiej.

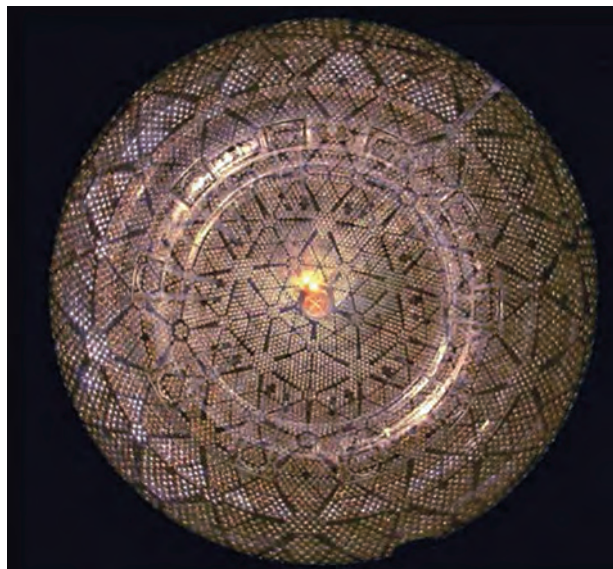
Rycina 4 przedstawia detektor w trakcie jego konstrukcji, gdy akrylowa sfera została już złożona ze 122 części dostatecznie małych, by mogły przejść przez podziemny chodnik stanowiący dojście do komory.

Na ryc. 5 pokazano skompletowany detektor przed napełnieniem go wodą, a na ryc. 6 zamieszczono zdjęcie zrobione szerokokątnym obiektywem skierowanym od spodu do góry na sferę tworzoną przez fotopowielacze.

Rycina 7 przedstawia część układu oczyszczającego wodę wraz z wchodzącym w jego skład układem pozwa-



Ryc. 4. Detektor SNO w czasie konstrukcji



Ryc. 6. Fotopowielacze detektora SNO



Ryc. 5. Detektor przed wypełnieniem go wodą

lającym mierzyć bardzo niski poziom radioaktywności poprzez przepływ wody przez specjalnie zaprojektowane filtry do pomiaru zawartości produktów rozpadu toru i uranu. Innym radioaktywnym składnikiem, którego obecność musiała być silnie ograniczona i kontrolowana, był radon w postaci gazowej. Ograniczenie jego zawartości osiągnięto izolując ciężką wodę gazowym azotem otrzymywanym z ciekłego azotu doprowadzonego do wrzenia w dużych naczyniach Dewara. Gaz ten miał bardzo niską zawartość radonu, a układ został zaprojektowany tak, by uniknąć dopływu do wody powietrza z kopalni poprzez wymuszanie przepływu czystego azotu nad wodą nawet w trakcie zmian ciśnienia w kopalni.



Ryc. 7. Część układu oczyszczania wody

Zwykła woda [wypełniająca resztę wydrążenia] była najpierw odgazowywana, a następnie nagazowywana przez doprowadzanie do wrzenia azotu o niezwykle niskiej zawartości radonu. Dzięki tym wszystkim zabezpieczeniom w jednej tonie ciężkiej wody zachodził dziennie tylko jeden radioaktywny rozpad należący do łańcucha rozpadów toru i uranu, co wystarczało, by można było skutecznie rejestrować reakcje neutrin.

5. Pomiary wykonane przez SNO

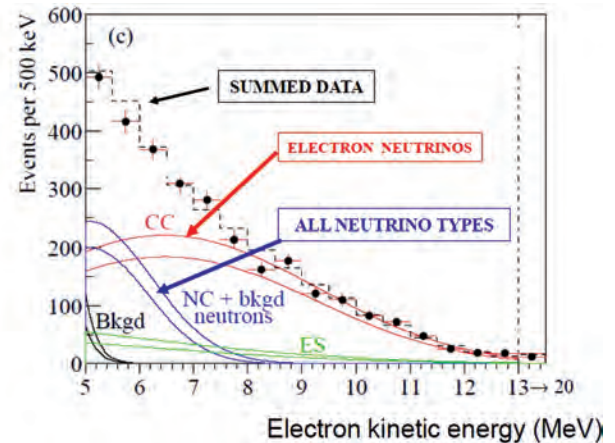
Fotopowielacze przekształcały fotony światła wytworzonego przez oddziaływania neutrin w ciężkiej wodzie w impulsy elektroniczne kształtowane przez specjalnie zaprojektowane obwody. Impulsy te wraz z tymi wytwarzanymi przez radioaktywne tło były zbierane przez układy komputerowe. Dane te, w celu wydzielenia z nich sygnałów oddziaływania neutrin, były starannie analizowane przy użyciu informacji na temat siły impulsu i czasu ich przybycia do wszystkich fotopowielaczy uruchomionych przez neutrinową reakcję. Razem zbiór takich informacji nazywa się przypadkiem albo zdarzeniem. Informacja

była dokładnie analizowana, by odróżnić przypadki neutrinowe od tych spowodowanych radioaktywnością lub innymi efektami aparaturowymi.

Na ryc. 8 przedstawiono wykres dotyczący przypadków zebranych w pierwszej fazie działania eksperymentu, w której detektor był wypełniony czystą ciężką wodą. Przedstawione tu dane pochodzą z najbardziej wewnętrznej, tworzącej kulę o średnicy 11 m, części wody i zostały zebrane w ciągu 306 dni działania detektora. Pokazano także przewidywane kształty krzywych odpowiadających przypadkom reakcji typu CC, NC i ES oraz danych ekstrapolowanych z niższych energii, odpowiadających tłu pochodzącemu z radioaktywności. Wykresy te otrzymano za pomocą symulowania metodą Monte Carlo impulsów oczekiwanych z detektora, dokładnie wykalibrowanego przez pomocnicze pomiary wyrzystujące źródła emitujące znane ilości promieni gamma, neutronów i elektronów o znanych energiach. Źródła te mogły być na specjalnym wysięgniku przeniesione przez około 70% objętości detektora w dwóch wzajemnie prostopadłych płaszczyznach, co umożliwiło otrzymanie dokładnej mapy jego czułości.

Rozkład liczby przypadków reakcji typu NC w funkcji energii jest z dużą dokładnością określony przez promienie gamma o energii 6,25 MeV emitowane przy wychwycie swobodnych neutronów przez jądra deuteru. Można go było dokładnie wykalibrować używając do tego celu źródła promieni gamma o energiach 6,13 MeV pochodzących z rozpadu ^{16}N . Azot ten był wytwarzany w osłoniętym miejscu w podziemnym laboratorium niedaleko od detektora i doprowadzony do ciężkiej wody rurkami kapilarnymi [8]. Przyczynę wnoszoną przez przypadki tła pochodzące z radioaktywności generującej w detektorze promieniowanie Czerenkowa, pokazany [na wykresie] czarnymi liniami, został obliczony na podstawie pomiarów wykonanych na osłoniętych torowych i uranowych źródłach przeniesionych przez detektor na wspomnianym wysięgniku umożliwiającym manipulowanie źródłami kalibrującymi. Liczba swobodnych neutronów wytwarzanych przy rozbijaniu jąder deuteru promieniami gamma pochodzącymi z rozpadów uranu i toru została obliczona na podstawie pomiarów obecności, w objętościach zajmowanych przez wodę ciężką i zwykłą, pierwiastków należących do łańcuchów rozpadów uranu i toru oraz na podstawie pomiarów (mniejszego) przyczynku pochodzącego od znanej radioaktywności innych materiałów, z których wykonany był detektor. Zawartość pierwiastków, należących do łańcuchów rozpadu toru i uranu, w całej objętości wody, wyznaczono pobierając bezpośrednio próbki wody przepuszczanej przez filtry wypełnione dwutlenkiem manganu lub wodnym tlenkiem tytanu, analizując przypadki niskoenergetycznych rozpadów toru i uranu oraz wykorzystując

izotropowość światła rejestrowanego przez detektor do odróżnienia przypadków rozpadu tych dwu pierwiastków. Przyczynki pochodzące od promieniowania Czerenkowa i od neutronów powstających wskutek przypadkowego rozbijania jąder deuteru przez promienie gamma stanowiły odpowiednio 8% i 12% całkowitej liczby przypadków rejestrowanych oddziaływań typu NC neutrin. Łączny błąd systematyczny liczby przypadków takich oddziaływań wyniósł tylko 4%.



Ryc. 8. Zebrane w pierwszej fazie działania eksperymentu SNO dane pokazujące liczbę przypadków w funkcji energii kinetycznej [powstałego w reakcji] elektronu

Wykorzystując dane pokazane na wykresie (ryc. 8) oraz dodatkowe informacje dotyczące każdego z możliwych typów oddziaływania neutrin ze szczególnym uwzględnieniem [dedukowanego na podstawie szczegółowej analizy sygnału] kierunku [z którego nadleciało neutrin] i miejsca zajścia oddziaływania w objętości ciężkiej wody został wykonany test hipotezy, że neutrina elektronowe nie zmieniają swojego zapachu przed dotarciem do detektora SNO. Hipoteza niezachodzenia zmiany zapachu neutrina została wyeliminowana, po uwzględnieniu połączonych błędów statystycznych i systematycznych, na poziomie 5,3 odchylenia standardowego, co odpowiada szansie mniejszej niż jedna na milion, że zapach neutrina nie ulega zmianie. Otrzymane na podstawie danych, przy założeniu, że rozkład energii elektronowych neutrin pochodzących z reakcji ^8B w Słońcu nie jest niczym modyfikowany, najlepsze dopasowanie strumienia neutrin elektronowych i sumarycznego strumienia neutrin mionowych i taonowych jest (w jednostkach 10^6 neutrin na centymetr kwadratowy na sekundę) następujące

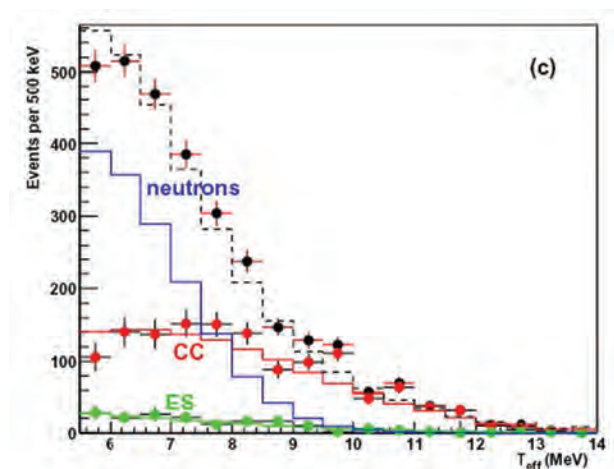
$$\phi_e = 1,76_{-0,05}^{+0,05}(\text{stat.})_{-0,09}^{+0,09}(\text{synt.}),$$

$$\phi_{\mu\tau} = 3,41_{-0,45}^{+0,45}(\text{stat.})_{-0,45}^{+0,48}(\text{synt.}).$$

To „najlepsze dopasowanie” pokazuje, iż około dwie trzecie neutrin elektronowych wyprodukowanych w centralnej części Słońca zmieniło się przed osiągnięciem przez

nie detektora SNO w pozostałe dwa rodzaje aktywnych neutrin.

Bardziej szczegółowa naukowa dyskusja tych wyników jest przedstawiona w dwóch pracach [9] zespołu SNO opublikowanych w roku 2002. Wyniki te były zgodne z podanymi w poprzedniej pracy [10] z roku 2001, w której dane dotyczące oddziaływań typu CC w detektorze SNO neutrin pochodzących z reakcji ^8B zostały porównane z wynikami dotyczącymi tych samych neutrin rejestrowanych przez detektor Superkamiokande poprzez ich reakcje typu ES w zwykłej wodzie. Tamto wcześniejsze porównanie wykazało było nieadekwatność hipotezy niewystępowania zmiany zapachu na poziomie 3,3 odchyłeń standardowych.

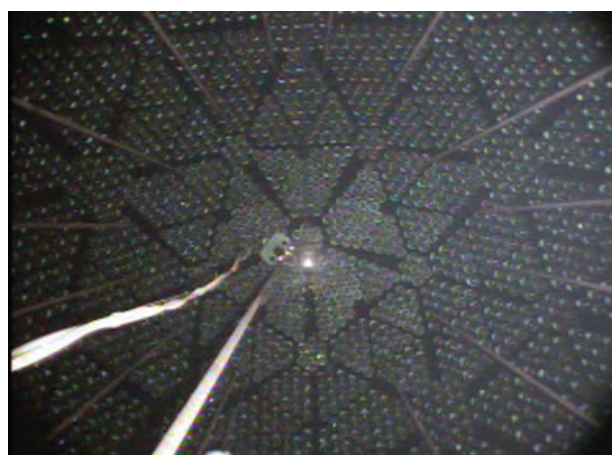


Ryc. 9. Dane z drugiej fazy eksperymentu pokazujące liczbę przypadków w funkcji efektywnej energii kinetycznej elektronu

Wyniki drugiej fazy eksperymentu, w której w ciężkiej wodzie rozpuszczono dwie tony NaCl przedstawia wykres pokazany na ryc. 9. Porównanie z wykresem z ryc. 8 pokazuje, że liczba wykrywanych przypadków oddziaływań typu NC wzrosła dzięki zwiększeniu się efektywności detekcji swobodnych neutronów z 14% do 40%. W tej fazie różnica w izotropowości światła emitowanego w wyniku oddziaływań typu NC i typu CC została wykorzystana jako dodatkowy sposób odróżniania przypadków tych dwóch oddziaływań, co jeszcze bardziej zwiększyło dokładność.

Wyniki uzyskane w drugiej fazy eksperymentu [11] są zgodne z otrzymanymi w fazie pierwszej, ale są od tamtych dokładniejsze: znacznie polepszyła się dokładność pomiaru całkowitego strumienia neutrin z reakcji ^8B za pomocą oddziaływań typu NC. Ponadto, odróżnianie przypadków oddziaływań typu NC od tych typu CC na podstawie stopnia izotropii emitowanego światła umożliwiło niezależne wyznaczenie z tych drugich reakcji kształtu energetycznego widma neutrin elektronowych. Wyznaczone widmo jest zgodne z przewidywanym [teoretycznie] widmem energii neutrin elektrono-

wych powstających w rozpadzie ^8B w Słońcu i zgodne z założeniami poczynionymi przy otrzymywaniu z danych zebranych w fazie pierwszej „najlepszego dopasowania” strumieni neutrin. Hipoteza, że neutrina nie oscylują została teraz wykluczona na poziomie ponad 7 odchyłeń standardowych, czyli szansa jej prawdziwości spadła do mniej niż jednej na 400 miliardów. Całkowity strumień wszystkich zapachów neutrin został wyznaczony teraz znacznie dokładniej i okazał się doskonale zgodny z obliczonym [teoretycznie] przez Bahcalla i innych na podstawie tzw. standardowego modelu Słońca.



Ryc. 10. Zdalnie sterowana łódź podwodna instalująca przed trzecią fazą eksperymentu jeden z (wielu, tworzących cały układ) detektorów neutronów wypełnionych ^3He

W trzeciej fazy eksperymentu w objętości wypełnionej ciężką wodą za pomocą zdalnie sterowanej łodzi podwodnej zainstalowany został, mający łącznie długość 400 metrów, układ wypełnionych ^3He detektorów neutronów o bardzo niskim poziomie tła [6]. Na ryc. 10 widzimy fotografię łodzi w trakcie instalowania ostatnich detektorów. Można dostrzec, że łódź ma kolor zielony matowy, a nie taki, jaki mógłby być wybrany przez kogoś o trochę bardziej artystycznej duszy, czyli takiej, jaką jest obdarzona większość fizyków. Oczywiście wybraliśmy Żółtą Łódź Podwodną i taki był też pierwotny kolor łodzi. Traf jednak chciał, że żółta farba była zbyt radioaktywna, żeby można było ją zaakceptować, więc musieliśmy ją zdrapać i zadowolić się bardziej prozaicznym kolorem zielonym, jaki widać na fotografii. Jest to tylko jeden z przykładów procesów [obróbki], jakim musieliśmy poddać wiele materiałów wykorzystanych w detektorze, aby sprostać naszym ostrym wymaganiom dotyczącym radioaktywności a zarazem przykład jednej z niespodzianek, z jakimi się można spotkać prowadząc tak skomplikowany eksperyment jak nasz.

Zainstalowane detektory neutronów posłużyły do wykonania pomiarów reakcji typu CC i NC metodą mającą zupełnie inne niepewności systematyczne, niż metody wykorzystane w dwóch pierwszych fazach. Wyniki

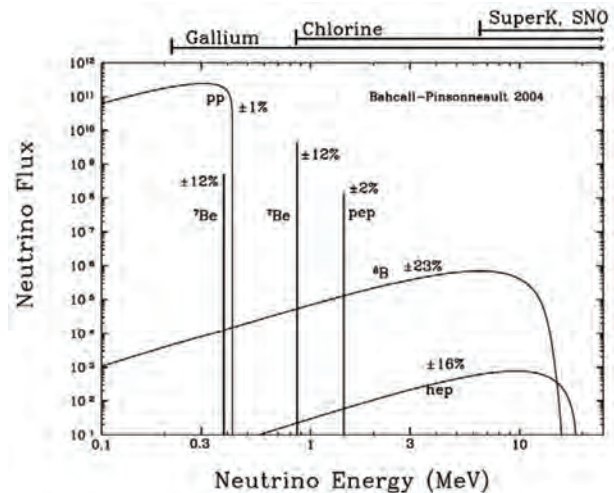
fazy trzeciej [12] także okazały się, w granicach błędów, zgodne z uzyskanymi w fazach pierwszej i drugiej. Zwiększyło to ogólną dokładność wszystkich wyników i dało nam dodatkowo poczucie, że poprawnie odróżniamy przypadki oddziaływań typu CC i NC. Przy analizie danych SNO zbieranych w trzech fazach zastosowane zostały różne podejścia w taki sposób, by końcowy ich rezultat nie był widoczny dla wykonujących analizę aż do momentu, gdy wszystkie parametry, które miały być użyte, były już w pełni wyznaczone.

Końcowa analiza łącząca dane ze wszystkich trzech faz dała ostatecznie liczbę $0,317 \pm 0,016(\text{stat.}) \pm 0,009(\text{syst.})$ jako stosunek strumienia neutrin elektronowych do strumienia wszystkich neutrin [13]. Ten końcowy wynik pokazuje jasno, że ponad dwie trzecie neutrin elektronowych zmienia się w neutrina pozostałych dwóch zapachów przed osiągnięciem detektora SNO. Zmierzony całkowity strumień neutrin pochodzących z rozpadu ${}^8\text{B}$ w Słońcu wynosi $5,25 \pm 0,16(\text{stat.}) + 0,11 - 0,13(\text{syst.})$ milionów neutrin na centymetr kwadratowy na sekundę. Wynik ten zgadza się z [teoretycznymi] obliczeniami [14] strumienia neutrin pochodzących z rozpadu ${}^8\text{B}$ w Słońcu, ale jest bardziej dokładny i jako taki jest teraz, w połączeniu z innymi obserwacjami, np. heliosejsmologicznymi, wykorzystywany [15] do ulepszenia modeli Słońca.

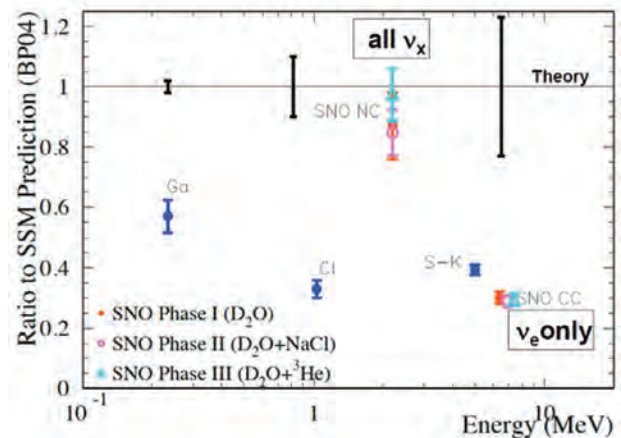
6. Porównanie wyników SNO z innymi pomiarami neutrin słonecznych

Po pionierskim pomiarze przez Davisa [1, 16] strumienia neutrin słonecznych (wykorzystującym oddziaływanie neutrin elektronowych z chlorem), ale przed otrzymaniem wyników przez SNO prowadzono kilka innych eksperymentów rejestrujących tylko neutrina elektronowe (wykorzystujących radiochemiczne metody detekcji przy użyciu galu) [17] lub wykrywających przede wszystkim te właśnie neutrina poprzez ich elastyczne rozpraszanie na elektronach w lekkiej wodzie (detektory Kamiokande i Superkamiokande) [18]. Minimalna energia neutrina konieczna, by mogło ono być zarejestrowane w każdym z tych eksperymentów, jest zaznaczona nad górną ramką wykresu pokazującego obliczone strumienie neutrin powstających w różnych reakcjach cyklu pp zachodzącego w Słońcu (ryc. 11). Wyniki uzyskane przez te inne eksperymenty są graficznie przedstawione na wykresie z ryc. 12. Z wykresu tego widać, że mierzone strumienie są od dwóch do trzech razy mniejsze niż oczekiwane na podstawie obliczeń wykonanych w ramach modeli Słońca.

Na ryc. 12 pokazane są także wyniki pomiarów SNO z trzech różnych faz jego działania. Widoczna jest ich wzajemna zgodność. Widać też, że otrzymany całkowity strumień wszystkich neutrin pozostaje w dobrej zgodności z przewidywaniami modeli Słońca, a wyznaczony



Ryc. 11. Strumienie neutrin słonecznych obliczone [19] z uwzględnieniem zbioru reakcji cyklu pp pokazanego na ryc. 1. Nad wykresem zaznaczone zostały progi energetyczne na zarejestrowanie neutrina elektronowego przez eksperymenty wykorzystujące chlor, gal i lekką wodę



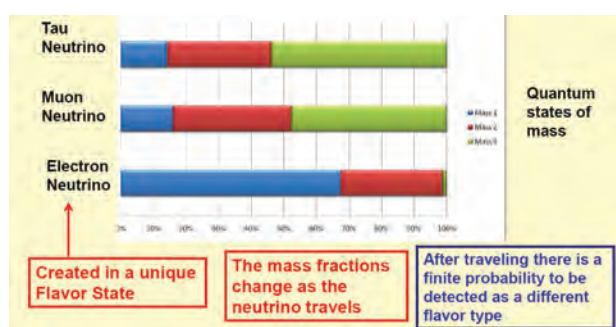
Ryc. 12. Stosunki zmierzonych strumieni neutrin do strumienia neutrin elektronowych wytwarzanych w centralnej części Słońca, obliczone [19] na podstawie Standardowego Modelu Słońca

strumień neutrin elektronowych jest, wskutek zmiany zapachu neutrin, około trzykrotnie mniejszy niż przewidywany. Należy także zauważyć, że różnica pomiędzy stosunkiem [mierzonego] strumienia [neutrin elektronowych do strumienia tychże neutrin przewidywanego bez uwzględnienia oscylacji] wyznaczonym przez SNO z reakcji typu CC, a tym samym stosunkiem wyznaczonym przez eksperyment Superkamiokande jest spowodowana przede wszystkim tym, że proces elastycznego rozpraszania wykorzystany w tym drugim eksperymencie rejestruje w pewnym stopniu także i neutrina pozostałych dwóch zapachów. Ten właśnie fakt został wykorzystany w pracy [10] do wyznaczenia (z ograniczoną dokładnością) całkowitego strumienia neutrin słonecznych.

7. Oscylacje neutrin i zmiana zapachu

Oscylowanie neutrin i zmienianie przez nie zapachu oznacza, że muszą one mieć niezerowe masy. Gdyby bowiem miały zerowe masy, tak jak przewiduje to mo-

del standardowy oddziaływań cząstek elementarnych, podróżowałyby z prędkością światła i w ich własnym układzie odniesienia nie istniałaby miara czasu, której można by użyć do zdefiniowania procesu oscylacji. Zaakceptowany obecnie model oscylacji neutrin wykorzystuje pracę [20] Makiego, Nakagawy i Sakaty oraz prace [2, 3] Pontecorvo. Zgodnie z tym modelem, kwantowy stan zapachowy neutrina, w jakim ono powstaje, może być przedstawiony, jak to schematycznie zobrazowano na ryc. 13, jako superpozycja kwantowych stanów neutrin o określonych masach. Gdy neutrino pierwotnie powstałe w stanie o określonym zapachu przemieszcza się w przestrzeni, rozkład tego stanu na stany o określonej masie ulega zmianie. Gdy następnie dokonywany jest pomiar [(neutrino inicjuje w detektorze reakcję)], stan neutrina ma częściowo skład (w sensie superpozycji stanów o określonej masie) taki, jak stan neutrina elektronowego, częściowo taki, jak stan neutrina mionowego, a częściowo taki, jak neutrino taonowego. To determinuje ułamek przypadków, w których jest ono przy pomiarze rejestrowane jako jedno z tych trzech neutrin.



Ryc. 13. Schematyczne przedstawienie oscylacji neutrin

W przypadku neutrin elektronowych występuje jeszcze inny efekt (zwany efektem MSW), odkryty przez Michejewa i Smirnowa, którzy rozwinęli idee Wolfensteina [21]. Efekt ten dodaje się do efektów oscylacji. Gdy neutrino elektronowe przechodzi przez gęste obszary wnętrza Słońca, które są bogate w elektrony, efekt MSW może modyfikować oscylacje: zmienia np. stan neutrin elektronowych powstających w rdzeniu Słońca w rozpadach ^8B w czysty stan neutrina o masie m_2 ; neutrino pozostaje następnie w tym stanie, aż do jego zarejestrowania na Ziemi. Takie jest właśnie wyjaśnienie mierzonego przez SNO składu zapachowego neutrin pochodzących ze Słońca. Ustalenie, że efekt ten rzeczywiście występuje, wynika z porównania [22] szczegółowych przewidywań, wykorzystujących obliczone na podstawie modeli Słońca strumienie neutrin, skutków oscylacji neutrin w Słońcu i wpływu na nie efektu MSW z wynikami otrzymanymi w eksperymentach z detektorami chlorowymi, galowymi, wodnymi, w tym z wynikami SNO oraz z wynikami dotyczącymi oscylacji antyneutrin wytwarzanych na Ziemi

przez reaktory. Więcej informacji na ten temat można znaleźć w pracy [13]. Na podstawie efektu MSW wiemy też, że masa m_2 jest większa niż masa m_1 .

8. Przyszłe pomiary

Od czasu otrzymania pierwszych wyników w eksperymentach Superkamiokande i SNO uruchomiono wiele innych eksperymentów rejestrujących neutrina. Pomogły one ustalić właściwości tych cząstek i scharakteryzować ich oscylacje. Pozostało jednak kilka pytań dotyczących tych zagadnień i powstają lub są planowane nowe eksperymenty mające dać na te pytania odpowiedzi.

Sam detektor SNO także przechodzi przemianę. Nowy eksperyment zwany SNO+ będzie próbował zarejestrować proces radioaktywnego rozpadu, znany jako podwójny bezneutrinowy rozpad beta, jąder telluru rozpuszczonego w ciekłym scyntylatorze, który zastąpi ciężką wodę wypompowaną już z detektora. Jeśli taki rzadki rozpad zostanie zaobserwowany, będzie on dowodem, że neutrina są swoimi własnymi antycząstkami (cząstki takie nazywają się fermionami Majorany). Uda się przy tym wyznaczyć bezwzględne masy neutrin. Na razie pomiary oscylacji pozwoliły wyznaczyć jedynie różnice [kwadratów] mas poszczególnych neutrin. Planowane jest też przeprowadzenie za pomocą detektora SNO+ pomiarów neutrin słonecznych o niższych energiach oraz neutrin wytwarzanych w Ziemi i w reaktorach jądrowych. Detektor ten będzie także wykorzystany do poszukiwania neutrin powstających w zachodzących w naszej galaktyce wybuchach supernowych.

Laboratorium obecnie działające pod kierownictwem prof. Davida Sinclaira zostało rozbudowane i pod nazwą SNOLAB mieści kilka uzupełniających eksperymentów, wśród których jest eksperyment mający bezpośrednio poszukiwać cząstek ciemnej materii oraz inny, mający rejestrować neutrina pochodzące z supernowych. Całkowita objętość wydrążonego w skale laboratorium jest trzykrotnie większa niż pierwotnego obszaru badawczego eksperymentu SNO; aby lepiej kontrolować radioaktywność, całe wydrążenie i laboratorium jest utrzymywane w czystości odpowiadającej klasie 200 jakości powietrza, a nawet lepszej. Więcej szczegółów można znaleźć pod adresem: www.snolab.ca

Podziękowania

Kończąc chciałbym wyrazić moje najserdeczniejsze podziękowania wielkiej liczbie współpracowników, którzy przyczynili się do sukcesu, jaki osiągnął eksperyment SNO. Kompletny zbiór 263 autorów naukowych publikacji zespołu SNO jest następujący:

Adam Cox, Aksel L. Hallin, Alain Bellerive, Alan Smith, Alan Poon, Alexander Wright, Allan Myers,

Alysia Marino, André Krüger. André Roberge, Andre Krumins, Andrew Ferraris, Andrew Hime, Anett Schülke, Anthony Noble, Araz Hamian, Arthur McDonald, Aubra Anthony, Azriel Goldschmidt, Barry Robertson, Bassam Aharmim, Bei Cai, Benjamin Monreal, Bernard Nickel, Berta Beltran, Bhaskar Sur, Blair Jamieson, Brandon Wall, Brent VanDevender, Brian Morrisette, Bruce Cleveland, Bryan Fulsom, Bryce Moffat, Carsten Krauss, Catherine Mifflin, Charles Currat, Charles Duba, Charlotte Sims, Christian Nally, Christian Oullet, Christine Kraus, Christopher Kyba, Christopher Howard, Christopher Jillings, Christopher Tunnell, Christopher Waltham, Clarence Virtue, Colin Okada, Darren Grant, David Anglin, David Sinclair, David Waller, David Wark, Davis Earle, Diane Reitzner, Dimpal Cauchan, Doug Halman, Douglas Cowen, Douglas McDonald, Duncan Hepburn, Ed Frank, Edward Clifford, Michael Dragowsky, Emmanuel Bonvin, Eric Norman, Erik Saettler, Etienne Rollin, Eugene Guillian, Eugene Beier, Fabrice Fleurot, Feng Zhang, Ferenc Dalnoki-Veress, Fraser Duncan, Gabriel D. Orebi Gann, Geoffrey Miller, George Doucas, George Ewan, Gerhard Bühler, Gersende Prior, Gordana Tešić, Gordon McGregor, Gregory Harper, Guy Jonkmans, Gwen Milton, Hadi Fergani, Hamish Robertson, Hans Bichsel, Hans Mes, Hardy Seifert, Hay Boon Mak, Heidi Munn, Helen M. O'Keeffe, Hendrick Labranche, Henry Lee, Hok Seum, Wan Chan Tseung, Huaizhang Deng, Hugh Evans, Hui-Siong Ng, Ian Lawson, Ilan Levine, Ira Blevis, Jacques Farine, James Cameron, James Hall, James Loach, James Leslie, Jaret Heise, Jason Detwiler, Jason Hewett, Jason Pun, Jason Goon, Jeanne Wilson, Jeffrey Secrest, Jeremy Lyon, Jerry Wilhelmy, Jessica Dunmore, Jian-Xiong Wang, Jimmy Law, Jocelyn Monroe, John Amsbaugh, John Boger, John Orrell, John Simpson, John Wilkerson, Jon Hykawy, Jose Maneira, Joseph Formaggio, Joseph Banar, Joseph Germani, Joshua Klein, Juergen Wendland, Kai Zuber, Kara Keeter, Kareem Kazkaz, Karsten Heeger, Katherine Frame, Kathryn Schaffer, Keith Rielage, Kenneth McFarlane, Kevin Graham, Kevin Lesko, Kevin McBryde, Khalil Boudjemline, Klaus Kirch, Laura Kormos, Laura Stonehill, Laurel Sinclair, Louise Heelan, Malcolm Fowler, Manuel Anaya, Marc Bergevin, Marcus Thomson, Maria Isaac, Marie DiMarco, Mark Boulay, Mark Chen, Mark Howe, Mark Kos, Mark Neubauer, Martin Moorhead, Masa Otori, Melin Huang, Melissa Jerkins, Michael Bowler, Michael Browne, Michael Lay, Michael Lowry, Michael Miller, Michael Thorman, Michal Shatkay, Mike Schwendener, Miles Smith, Minfang Yeh, Miriam Diamond, Mitchell Newcomer, Monica Dunford, Morley O'Neill, Mort Bercovitch, Myung Chol Chon, Naeem Ahmed, Nathaniel Tagg, Neil McCauley, Nicholas Jelley, Nicholas West, Nikolai Starinsky, Nikolai Tolich, Noah Oblath, Noel Gagnon, Nuno

Baros, Olivier Simard, Patrick Tsang, Paul Keener, Peter Wittich, Peter Doe, Peter Watson, Peter Skensved, Peter Thornewell, Philip Harvey, Pierre Luc Drouin, Pillalammarr Jagam, Ranpal Dosanjh, Reda Tafirout, Reena Meijer Drees, Reyco Henning, Richard Allen, Richard Ford, Richard Helmer, Richard Hemingway, Richard Kouzes, Richard Hahn, Richard Lange, Richard Ott, Richard Tappin, Richard Van Berg, Richard Van de Water, Rizwan Haq, Robert Black, Robert Boardman, Robert Stokstad, Robert Heaton, Robert Komar, Robin Ollerhead, Rushdy Ahmad, Ryan MacLellan, Ryan Martin, Ryuta Hazama, Salvador Gil, Sarah Rosendahl, Scott Oser, Sean McGee, Shahnoor Habib, Sherry Majerus, Simon Peeters, Stanley Seibert, Steffon Luoma, Steven Elliott, Steven Biller, Steven Brice, Teresa Spreitzer, Thomas Andersen, Thomas J. Radcliffe, Thomas J. Bowles, Thomas Kutter, Thomas Sonley, Thomas Steiger, Timothy Van Wechel, Tom Burritt, Tudor Costin, Tyron Tsui, Vadim Rusu, Vladimir Novikov, Walter Davidson, William Frati, William Handler, William Heintzelman, William Locke, William McLatchie, Xin Chen, Xin Dai, Yaroslav Tserkovnyak, Yasuo Takeuchi, Yekaterina Opachich, Yuen-Dat Chan.

I jeszcze jedenaście osób, które już zmarły: Herbert Chen, John C. Barton, John Cowan, Andre Hamer, Clifford Hargrove, Barry C. Knox, Jan Wouters, Peter Trent, Robert Storey, Keith Rowley i Neil Tanner.

Przypadł mi w udziale prawdziwy przywilej kierowania jako dyrektor przedsięwzięciem, w którym uczestniczyła ta grupa utalentowanych i pracujących ciężko i z wielkim poświęceniem badaczy. Chciałbym także wyrazić uznanie dla grupy równie utalentowanych i równie ciężko pracujących inżynierów, techników, konstruktorów oraz personelu administracyjnego SNO. Sukces jaki osiągnęliśmy był naprawdę sukcesem wszystkich członków całego zespołu, których wspierali także ich małżonkowie i rodziny. Jestem zaszczycony, że mogłem z tymi ludźmi pracować i jestem im wdzięczny za wszystkie ich wysiłki.

Chciałbym także podziękować wszystkim agencjom i administracjom tych instytucji, które wspierały nas przez te długie lata, jakie zajęło przeprowadzenie całego eksperymentu. Szczególne słowa uznania należą się Kanadyjskiej Agencji Atomowej Ltd. (AECL) za wypożyczenie ciężkiej wody oraz spółce INCO/Vale za jej wsparcie udzielane niezmiennie najpierw SNO, a obecnie SNOLAB.

Literatura

1. R. Davis Jr., D. S. Harmer and K. C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205 (1968); J. N. Bahcall, N. A. Bahcall and G. Shaviv, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1209 (1968).

2. V. Gribov and B. Pontecorvo, *Phys. Lett.* **25B**, 493 (1969).
3. B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP* **7**, 172 (1958).
4. H. H. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1534 (1985).
5. D. Sinclair, A.L. Carter, D. Kessler, E.D. Earle, P. Jagam, J.J. Simpson, R.C. Allen, H.H. Chen, P.J. Doe, E.D. Hallman, W.F. Davidson, A.B. McDonald, R.S. Storey, G.T. Ewan, H. B. Mak, B.C. Robertson, *Il Nuovo Cimento C9*, 308 (1986).
6. J. Amsbaugh et al., *Nucl. Instr. Meth A* **A579**, 1054 (2007).
7. J. Boger et al. (SNO Collaboration), *Nucl. Instr. and Meth.* **A449**, 172 (2000).
8. M.R. Dragowsky, A. Hamer, Y.D. Chan, R. Deal, E.D. Earle, W. Frati, E. Gaudette, A. Hallin, C. Hearn, J. Hewett, G. Jonkmans, Y. Kajiyama, A.B. McDonald, B.A. Moffat, E.B. Norman, B. Sur, N. Tagg, *Nucl. Instr. and Meth.* **A481**, 284–296 (2002).
9. Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002); Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **89**, 011306 (2002).
10. Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 07301 (2001).
11. S. N. Ahmed et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **92**, 181301 (2004).
12. B. Aharmim et al (SNO Collaboration) *Phys. Rev. Lett.* **101**, 111301 (2008).
13. B. Aharmim et al, (SNO Collaboration), *Phys. Rev. C* **88**, 025501 (2013).
14. A. M. Serenelli, S. Basu, J. W. Ferguson, and M. Asplund, *Astrophys. J. Lett.* **705**, L123 (2009).
15. I. Lopes and S. Turck-Chieze, *Astrophys. J.* **765**, 14 (2013).
16. B. T. Cleveland et al, *Astrophysical Jour.* **496**, 505 (1998).
17. J. N. Abdurashitov et al. (SAGE Collaboration), *Phys. Rev. C* **80**, 015807 (2009), contains combined analysis with the following references; M. Altmann et al. (GNO Collaboration), *Physics Letters B* **616**, 174 (2005); F. Kaether, Datenanalyse der Sonnenneutrino-experiments Gallex, Ph.D. thesis, Heidelberg (2007).
18. K. Abe et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. D* **83**, 052010 (2011).
19. J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, *Phys. Rev. Lett.* **92**, (2004) 121301.
20. Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870 (1962).
21. L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **17**, 2369 (1978); S. Mikheyev and A. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913 (1985).
22. K. Abe et al. (Kamland Collaboration), *Phys. Rev. C* **84**, 035804 (2011).

Przekład Piotr Chankowski

Marian Grynberg (1940–2017)

Mijają trzy lata od niespodziewanej śmierci Profesora Mariana Grynberga – niekwestionowanego autorytetu w dziedzinie fizyki ciała stałego, docenianego w Polsce i za granicą. Był jednym z najważniejszych twórców cieszącego się prestiżem na całym świecie polskiego środowiska fizyki półprzewodników. Swoje zawodowe życie związał z Uniwersytetem Warszawskim rozpoczynając studia fizyki w 1957 r. Po ich ukończeniu w 1962 r. został zatrudniony na UW, gdzie pracował do ostatnich swoich dni.

Profesor Grynberg zajmował się badaniami właściwości transportowych i optycznych materiałów półprzewodnikowych, szczególnie pod wpływem czynników zewnętrznych, takich jak pole magnetyczne, ciśnienie hydrostatyczne, ciśnienie jednoosiowe. Były to badania o charakterze zarówno doświadczalnym, jak i teoretycznym, przedstawiane w międzynarodowych czasopismach oraz na znaczących konferencjach międzynarodowych i krajowych.

Prowadzone przez Mariana Grynberga badania pozwoliły mu uzyskać w 1966 r. stopień doktora na podstawie rozprawy *Wpływ jednoosiowych naprężeń na własności optyczne CdSe*. W tym samym roku opublikował pracę *Some Transport Properties of Semiconductors Under Uniaxial Stress*¹, w której widoczne jest kompleksowe (teoretyczne i doświadczalne) podejście do problemów fizyki półprzewodników.

Już wtedy, w latach 60. XX w., Marian Grynberg skierował swoją uwagę na wpływ pola magnetycznego na materiały półprzewodnikowe. Praca opublikowana wraz z Janem Blinowskim *Landau Levels in Uniaxial Stressed Zinc-Blende Type Semiconductors*² jest tego najlepszym przykładem.

Kolejnym krokiem w karierze naukowej Profesora było uzyskanie w 1973 r. stopnia doktora habilitowanego na podstawie rozprawy *Dynamiczna funkcja dielektryczna w półprzewodnikach z zerową przerwą energetyczną*. Meritum tej rozprawy stało się źródłem rozległych i trwających wiele lat badań prowadzonych w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, dotyczących spektroskopii i magneto-spektroskopii półprzewodników o wąskiej i zerowej przerwie energetycznej w średniej i dalekiej podczer-



wieni. Młodzi naukowcy pod kierunkiem Profesora uzyskali szereg znaczących wyników w tej dziedzinie, które doprowadziły do licznych publikacji w międzynarodowych czasopismach i wystąpień na prestiżowych konferencjach. Wiele z tych prac powstało w ramach opieki nad młodszymi współpracownikami – w ciągu swojej kariery zawodowej Marian Grynberg wypromował 13 doktorów. Jego wychowankowie oraz wychowankowie jego wychowanków pracują w laboratoriach na całym świecie.

Profesor Grynberg uzyskał tytuł profesora nadzwyczajnego w 1980, a w 1989 roku najwyższy tytuł naukowy profesora zwyczajnego. W tym okresie Profesor poszerzył tematykę swojej działalności naukowej o badania wzbudzeń magnetycznych w kryształach mieszanych CdTe-MnTe, których wyniki stanowią istotny wkład w rozwój fizyki nowej klasy materiałów. Zajmował się także badaniami stanów domieszkowych, a w szczególności stanów donorowych w materiałach objętościowych i w studniach kwantowych. Tu na uwagę zasługują wspólne prace z prof. Sergem Huanem z Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych w Grenoble, a m. in. *Magneto-optical Studies of Shallow Donors in Selectively Doped GaAs-GaAlAs Multiple Quantum Wells*³, które zaowocowały badaniami stanów ujemnie naładowanych donorów w studniach kwantowych.

W ostatnich latach swojej pracy Profesor Grynberg prowadził badania dotyczące wzbudzeń plazmy elektronicznej w strukturach dwuwymiarowych i tranzystorach polowych. Tematyka ta, związana początkowo z zastoso-

1. M. Grynberg, *Phys. Status Solidi* 13, 277 (1966).

2. J. Blinowski, M. Grynberg, *Phys. Rev.* 168, 882 (1968).

3. S. Huan, M. Grynberg, et al., *Solid State Commun.* 65, 1467 (1988).

waniem tranzystorów polowych jako detektorów i emiterów promieniowania dalekiej podczerwieni, rozwinęła się z czasem w badania podstawowe wzbudzeń dwuwymiarowej plazmy elektronowej w heterostrukturach i studniach kwantowych i jest do dziś kontynuowana w grupie badawczej prowadzonej niegdyś przez Mariana Grynberga. Ostatnie lata działalności Profesora zbiegły się z szerokim, w skali światowej, zainteresowaniem materiałami wąskoprzerwowymi jako półprzewodnikami topologicznymi. Ta tematyka pojawiła się także w grupie badawczej Profesora Grynberga, gdzie mógł on dzielić się z młodszymi współpracownikami swoją ogromną wiedzą i doświadczeniem.

Profesor Marian Grynberg jest współautorem około 150 publikacji zamieszczonych w czasopiśmie o międzynarodowym zasięgu. Jego prace zdobyły duże uznanie w świecie, o czym świadczą liczne zaproszenia do wygłaszania wykładów w ośrodkach zagranicznych i referatów na prestiżowych konferencjach międzynarodowych.

Należy również podkreślić działalność organizacyjną Profesora. W zasadniczy sposób przyczynił się do rozwoju infrastruktury badawczej na Wydziale Fizyki UW. Dzięki jego staraniom powstała instalacja kriogeniczna umożliwiająca prowadzenie eksperymentów w temperaturze ciekłego helu, co pozwoliło na rozwój badań magnetoptycznych. Profesor Grynberg pełnił szereg ważnych funkcji. W latach 1978-1980 był zastępcą dyrektora Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW. Jako Dyrektor (1981-1984) znakomicie przeprowadził Instytut przez okres stanu wojennego. Przez blisko 20 lat kierował Zakładem Fizyki Ciała Stałego i budował jego prestiż. Był członkiem Senackich komisji UW ds. Współpracy z Zagranicą (1978-1980), ds. Odznaczeń (1981-1985), ds. Budżetu i Finansów (od 1980).

Dbał o rozwój współpracy międzynarodowej. Jego wyjazdy do Francji w latach 70. i 80. XX w. (Uniwersytet Paris VI, École Normale Supérieure w Paryżu, SNCI- CNRS i Uniwersytet J. Fouriera w Grenoble) doprowadziły do wieloletniej współpracy tych ośrodków z Zakładem Fizyki Ciała Stałego. Dzięki niej wielu młodych naukowców z Zakładu, a także z innych polskich placówek naukowych, miało szanse współpracy z ośrodkami francuskimi, dzięki której powstało wiele interesujących prac na światowym poziomie.

Marian Grynberg uczestniczył w działalności publicznej związanej z nauką biorąc aktywny udział w pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego (Prezes Oddziału

Warszawskiego w latach 1985-1989), Towarzystwa Popierania i Krzewienia Nauk, Towarzystwa Naukowego Warszawskiego i Rady Fundatorów Kasy im. Mianowskiego, których był członkiem. Przez 13 lat był wiceprezesem Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej.

Aktywnie uczestniczył w pracach międzynarodowych organizacji naukowych: Sekcji Materii Skondensowanej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) oraz Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej IUPAP najpierw w latach 1984-1987 jako członek Komisji Fizyki Półprzewodników, a następnie sekretarz Komisji Fizyki Półprzewodników (1987-1993) i na zakończenie znów jako członek Komisji (1999-2005).

Przez wiele lat był członkiem *komitetów redakcyjnych* czasopism: *Materials Science and Engineering B* (od 1987), *Solid State Communications* (od 1990) i *Semiconductor Science and Technology* (1987-1993).

Za swoją działalność Marian Grynberg został odznaczony Krzyżem Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski (2005).

Za tą krótką historyczną informacją kryje się niezwykle Osoba dociekliwego badacza, niezwykle utalentowanego eksperymentatora, znakomitego wykładowcy, ale przede wszystkim bardzo ciepłego, życzliwego, dobrego, mądrego Człowieka i Wychowawcy. Sam będąc osobą bardzo skromną, Profesor troszczył się o zachowanie w naszej pamięci wybitnych przedstawicieli środowiska fizyków.

Kierując Zakładem Fizyki Ciała Stałego wpała współpracownikom uczciwość, rzetelność i pracowitość. Był centrum życia Zakładu, zawsze znajdował czas, by w prywatnej rozmowie dzielić radości, sukcesy, troski i problemy swoich koleżanek i kolegów. Jego mądre rady, często okraszone żartem, umożliwiały z nową energią mierzyć się z codziennymi wyzwaniami. Sprawy ludzkie zawsze były priorytetem działania Mariana Grynberga i załatwiał je tak szybko, jak było to możliwe, nigdy nie pozostawiając prośby czy pytania bez odpowiedzi.

Śmierć Profesora Mariana Grynberga pogrążyła środowisko polskich fizyków w głębokim żalu. Pozostało poczucie wdzięczności za Jego obecność, mądrość, życzliwość i przekazaną wiedzę. Imię Profesora pozostanie trwale zapisane na kartach historii nauki, a pamięć o nim – w naszych sercach.

Jerzy Łusakowski, Andrzej Witowski, Dariusz Wasik,
Wydział Fizyki UW

Ewa Skrzypczak (1929–2020)

Ewa Teresa Skrzypczak, z domu Kirszenstein, urodziła się jeszcze przed wojną. Jej ojciec, Witold, pochodził ze starej, zubożałej szlachty kurlandzkiej. Walczył w wojnie 1920, potem ukończył Wyższą Szkołę Wojenną, pracował w Sztapie Głównym. Zamieszkał w Warszawie, tam urodziła się Ewa. Ojciec walczył w czasie wojny 1939 i dostał się do ołagiu. Po wojnie zaprosił go do współpracy marszałek Rola-Żymierski, ale ojciec Ewy odmówił.

Ewa Skrzypczak rozpoczęła studia na Uniwersytecie Warszawskim, na fizyce. Wybór kierunku wynikał z zainteresowań — ale też kontaktu ze świetnymi nauczycielami w liceum w Chorzowie, gdzie rodzina mieszkała po zburzeniu ich warszawskiego domu. W czasie studiów Ewa mieszkała w Warszawie w zatłoczonym internacie akademickim sióstr Urszulanek na Powiślu. Wspominała czasem wyprawy wzdłuż ruin z Powiśla do Śródmieścia. Zajęcia odbywały się w większości w budynku przy ul. Hożej 69. Wykładali świetni wykładowcy. Rządził prof. Stefan Pieńkowski, dwukrotny rektor UW i organizator życia na Hożej. Ewa pamiętała jego znakomite wykłady, z perfekcyjnie przygotowywanymi przez asystentów pokazami. Wspominała też wykłady prof. K. Borsuka, który „nie zniżał się” do trzech wymiarów i swoje rozważania prowadził w przestrzeniach wielowymiarowych. Pamiętała także wykłady Leopolda Infelda, jego interakcyjny sposób prowadzenia wykładu oraz liczne pytania do słuchaczy.

A jak rozpoczęła się jej kariera naukowa? Jeszcze przed magisterium, pracę młodszego asystenta w Instytucie Fizyki Doświadczalnej zaproponował Ewie prof. Stefan Pieńkowski. Wracając z jego gabinetu Ewa spotkała prof. Wojciech Rubinowicza, który powiedział, że chciał jej zaproponować zatrudnienie w Instytucie Fizyki Teoretycznej. W tej sytuacji trzeba było podziękować i odmówić. Później Ewa mówiła, że nie żałowała tego „zrządzenia losu”.

Pierwszą publikację dotyczącą promieniotwórczości meteorytu łowickiego Ewa (jeszcze) Kirszenstein opublikowała wspólnie z prof. Pieńkowskim w 1951. Ale wkrótce pojawił się na Hożej Marian Danysz i nastąpiła epoka fizyki cząstek elementarnych. Ewa Skrzypczak zaczęła pracę w tej dziedzinie posługując się techniką emulsji jądrowych. Znakomicie ją opanowała. Badania miały charakter zespołowy, ale w każdym kolejnym zespole odgrywała coraz bardziej znaczącą, a z czasem



— wiodącą rolę. Zaczęło się od pracy w zespole dwóch „legend Hożej” — profesorów Mariana Danysza i Jerzego Pniewskiego, kilkakrotnie nominowanych i bliskich nagrody Nobla odkrywców hipermaterii jądrowej. Ewa Skrzypczak pracowała nad wyznaczeniem masy hiperonów lambda, ciężkich cząstek, które, jak się okazało, mogą wraz z protonami i neutronami tworzyć jądra atomowe. Wyznaczona w jej pracy doktorskiej (1960) masa hiperonu lambda była przez kilka lat najdokładniejszym pomiarem na świecie, co miało wielkie znaczenie dla badania hiperfragmentów.

Po doktoracie Ewa Skrzypczak odbyła dwa dłuższe staże zagraniczne w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej pod Moskwą, a następnie w sławnym Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze. W czasie tego pobytu uczestniczyła w prowadzonym przez międzynarodowy ośrodek CERN eksperymencie badającym produkcję cząstek dziwnych produkowanych w zderzeniach wysokiej energii z ciężkimi jądrami bromu i srebra, przy wykorzystaniu nowatorskiej techniki emulsji jądrowych umieszczonych w bardzo silnym polu magnetycznym. Wyniki badań zgromadzone w tym eksperymencie stanowiły podstawę habilitacji Ewy Skrzypczak w roku 1964.

W latach 60. ponownie nawiązała kontakt z Laboratorium Wysokich Energii w ZIBJ w Dubnej. Wraz z kilkuosobową grupą warszawską zajmowała się oddziaływaniami lekkich jąder przyspieszanych w dubnieńskim synchrofazotronie z emulsjami jądrowymi, a następnie dołączyła do nowatorskiego w owych czasach eksperymentu badającego oddziaływanie jądro-jądro za pomocą komór strumieniowych (ang. *streamer chamber*). W tym czasie były na świecie dwa laboratoria badające takie oddziaływanie przy energii kilku GeV na nukleon: Lawrence

Berkeley Laboratory w USA i właśnie ośrodek w Dubnie. Ówczesne uwarunkowania polityczne powodowały, że laboratoria te niechętnie cytowały się nawzajem, no ale fizycy wiedzieli swoje. To właśnie doświadczeni fizycy z LBL zwrócili uwagę na dubnieńskie prace i w połowie lat 80. zaprosili kilka osób z Warszawy i Krakowa, m. in. Ewę Skrzypczak, do udziału w naprawę pionierskim eksperymencie w CERN, kiedy to po raz pierwszy przyspieszono wiązki relatywistycznych jąder tlenu i siarki do energii 200 GeV na nukleon i badano ich zderzenia z tarczami jądrowymi.

To były nowatorskie prace, istniały bowiem przewidywania, że w niektórych, bardzo rzadkich zderzeniach może pojawić się nowy stan materii — tak zwana plazma kwarkowo-gluonowa. Niezależnie od wszelkiej plazmowej egzotyki, w pierwszych pomiarach należało poprawnie wyznaczyć informacje podstawowe: przekroje czynne zdarzeń i krotności powstających w nich cząstek. Przewidywania modelowe różniły się między sobą bardzo istotnie. Pierwsza publikacja eksperymentu NA35 (taki nosił kryptonim) dotycząca wyznaczenia tych wielkości powstała w miesiąc po pierwszych naswietleniach, przy wiodącej roli uczestników z Polski, w tym Ewy Skrzypczak. Potem nastąpiły żmudne analizy wielu charakterystyk zdarzeń. Specjalnością zespołu warszawskiego były badania produkcji cząstek dziwnych. Ich produkcja okazała się znacząco silniejsza, niż w oddziaływaniach elementarnych.

Kolejnym po NA35 był eksperyment NA49, w którym badano oddziaływania najcięższych jąder ołowiu, przyspieszonych do energii 158 GeV na nukleon, z tarczami jądrowymi. Używano już nowych detektorów — tzw. komór projekcji czasowej i liczników czasu przelotu. Ewa Skrzypczak aktywnie uczestniczyła w tych pracach i w wielu wspólnych publikacjach odgrywała wiodącą rolę. Jej specjalnością była produkcja cząstek dziwnych, a także badanie wszelkiego rodzaju fluktuacji i korelacji w charakterystykach danych. Tu wielce przydawała się Jej znakomita znajomość statystyki matematycznej — nikt lepiej od niej nie mógł ocenić, jakie efekty są naprawdę znaczące i z jakim prawdopodobieństwem można to stwierdzić. Przy okazji warto wspomnieć, ponieważ wydaje mi się to szczególnie cenne w pracy badawczej Ewy Skrzypczak, jej racjonalną dociekliwość i rzetelność. Zilustruje to może przygoda z epoki naszej wspólnej pracy w CERN przy pierwszym eksperymencie z relatywistycznymi jonami, kiedy to jeden z kolegów (nie z polskiej grupy) sugerował, że zaobserwowaliśmy pewien bardzo nietypowy efekt dotyczący kinematyki produkowanych cząstek. Ewa Skrzypczak w kilku prostych obliczeniach na jednej kartce papieru wykazała niezbitnie, że zaobserwowane zjawisko nie

byłoby zgodne z podstawowymi zasadami zachowania energii i pędu. I rzeczywiście — ten efekt okazał się wynikiem błędu w programie analizującym pomiary. To ilustruje jeszcze inną cechę Ewy Skrzypczak jako badacza: oczywiście opanowała współczesne techniki wykorzystania programu komputerowego przy analizie danych, ale zawsze pamiętała, że to nie komputer rządzi, tylko umysł fizyka.

Ewa Skrzypczak odegrała wielką rolę w jeszcze innej dziedzinie, a mianowicie szeroko pojętej fizyce medycznej. W latach siedemdziesiątych zainicjowała i zorganizowała program specjalności „fizyka medyczna” na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Zaczęło się od wykładów, stworzenia pracowni, przyciągnięcia fachowców — i co najważniejsze — młodych ludzi do tej rozwijającej się dziedziny. Dziś pracują w niej samodzielni pracownicy naukowcy, ukończyło studia wielu magistrów, obroniono doktoraty i kilka habilitacji, a dziedzina rozwija się bardzo dynamicznie. Sama Ewa Skrzypczak jest współautorką dwóch bardzo znaczących prac dotyczących diagnostyki izotopowej w badaniach scyntygraficznych w onkologii, opublikowanych w prestiżowym piśmie *Nuclear Medicine*.

W dalszych latach Ewa Skrzypczak powróciła do prac z dziedziny fizyki oddziaływań elementarnych, ale do końca utrzymywała kontakty z fizyką medyczną, prowadząc konsultacje i szkolenia w Instytucie Onkologii. Jej wykłady ze statystyki matematycznej dla lekarzy oceniających wyniki badań mają ogromną wartość dla istotności tych badań i, nie waham się tak tego określić, dla zdrowia pacjentów.

O szerokości zainteresowań Ewy Skrzypczak świadczy jej wieloletni udział w interdyscyplinarnym seminarium profesora Krzysztofa Maurina (dla ludzi bardzo zróżnicowanych profesji i zainteresowań), zwanym *Część i całość*. Przygotowała i wygłosiła tam kilka referatów, m.in. o zasadzie antropicznej, o przestrzeniach o różnej liczbie wymiarów, o cząstkach elementarnych.

Koncentrowałam się tu na sylwetce Ewy Skrzypczak jako badacza, ale równie ważną i równie cenioną częścią jej działalności było nauczanie. Chodzi tu zarówno o formalne prowadzenie zajęć dydaktycznych, jak i formowanie kolejnych adeptów nauki. Pod jej kierunkiem powstało kilkadziesiąt prac magisterskich i 8 doktoratów, a jej opieka naukowa przyczyniła się do czterech habilitacji. Dziś ci fizycy są profesorami w Polsce i w Niemczech, a jeden kieruje prężną firmą komputerową. Ewa Skrzypczak jest autorką dwóch podręczników specjalistycznych, dwóch skryptów, książki popularnonaukowej, a także licznych artykułów popularyzatorskich. W jej działalności dydaktycznej trzeba podkreślić nie tylko znakomity poziom prowadzonych wykładów i niezwykle staranne ich przygotowanie, nie

traktowała bowiem dydaktyki jako „dopust boży”, ale autentycznie pracowała z ludźmi. Przez kilka lat brała również udział w pracach związanych z Olimpiadą Fizyczną.

Ewa Skrzypczak za swój obowiązek uważała też działalność organizacyjną. Pełniła funkcję prodziekana Wydziału w niełatwych czasach po wydarzeniach Marca’68, kierownika pracowni, była wiceprzewodniczącą Polskiego Towarzystwa Fizycznego, a także przez parę lat — wiceprezesem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Jej poczucie obowiązku społecznego kazało jej także — dyskretnie a skutecznie — działać w latach stanu wojennego w specjalnej uniwersyteckiej komisji niejednokrotnie interweniującej w sprawach pracowników. Pamiętam, jak opowiadała z humorem o wyklócaniu

się z gen. Kiszczakiem w sprawie jakichś nielegalnych druków.

Ewa Skrzypczak odżegnywała się od haseł feministycznych, ale warto wspomnieć, że jej znakomita kariera naukowa jakoś dała się — z sukcesem — pogodzić z wychowaniem trójki dzieci (doczekała się sześciorga wnuków i dwojga prawnuków). Swego czasu na Hożej krążyła opinia, że kolejne etapy kariery i stopnie naukowe Ewa Skrzypczak zaznaczała urodzeniem kolejnego potomka.

Podsumowując można powiedzieć, że prof. dr hab. Ewa Skrzypczak dobrze zasłużyła się polskiej fizyce i Uniwersytetowi Warszawskiemu.

Helena Białkowska, NCBJ

Język, którym mówi Bóg

Michał Heller

Uniwersytet Jagielloński
Centrum Kopernika Badań Interdyscyplinarnych



Steven Strogatz, *Potęga nieskończoności. Jak rachunek różniczkowy i całkowy odkrywa tajemnice wszechświata*, przekład: Tadeusz Chawziuk, CCPress, Kraków 2021, stron 427

Analiza matematyczna, czyli rachunek różniczkowy i całkowy (po angielsku po prostu *calculus*) jest naszym narzędziem na co dzień. Trudno byłoby znaleźć roboczy dzień w życiu fizyka teoretyka, w którym nie musiałby czegoś zróżniczkować albo scałkować. Wielu z nas przez lata wkładało innym do głowy zasady obliczania różniczek i całek. Czy można jeszcze z podręczników analizy wyczytać coś odświeżającego? Jeżeli mamy co do tego wątpliwości, to weźmy do ręki książkę Stevena Strogatza *Potęga nieskończoności*.

Pisarz Herman Wouk umówił się z Richardem Feynmanem na rozmowę o projekcie Manhattan. Po rozmowie Feynman zapytał Wouka, czy zna rachunek różniczkowy i całkowy, a gdy usłyszał, że nie, powiedział: *Powinien się Pan nauczyć. Jest to język, którym mówi Bóg*. Wouk postanowił pójść za radą Feynmana i podjął kilka prób nauczania się podstaw analizy matematycznej, ale

nie okazały się one skuteczne i w końcu się poddał. Przyznał, że *spędził uniwersyteckie lata na studiowaniu humanistyki, tj. literatury i filozofii, ulegając młodzieńczej pasji poszukiwania sensu istnienia, ale nie wiedząc nic a nic o tym, że rachunek różniczkowy i całkowy – ta piła nikomu do niczego niepotrzebna – jest językiem, którym mówi Pan Bóg*. Profesor matematyki stosowanej w Cornell University, Steven Strogatz postanowił wyjść naprzeciw potrzebom takich desperatów jak pisarz Wouk i napisać dla nich książkę o rachunku różniczkowym i całkowym. Nie ma to być samouczek *for dummies*¹, lecz książka do czytania, w której pojawiałyby się *najwspanialsze równania i dowody, jakie kiedykolwiek wymyślono, coś bowiem jest warta wizyta w galerii, skoro nie widziało się jej najcenniejszych arcydzieł?* Od siebie spieszę dodać, że lektura tej książki dostarczy także wiele przyjemności tym, którzy dobrze znają rachunek różniczkowy i całkowy – będą z niej mogli wyczytać rzeczy zaskakująco nowe i spojrzeć na stare w odkrywczym nowym świetle.

Wszyscy pamiętamy, że metoda wyczerpywania była poprzedniczką całkowania. I że w przypadku obliczania pola powierzchni koła polega ona z grubsza na opisywaniu i wpisywaniu w koło wieloboków o coraz to większej liczbie boków. Ale jeżeli myślimy, że tylko na tym polegał kunszt Archimedesza, to tym uważniej powinniśmy przeczytać rozdział 2, który Strogatz jemu poświęca, zwłaszcza fragment (s. 74-85), w którym omawia, jak Archimedes obliczył długość odcinka paraboli. Podziwiać również należy sposób, w jaki Strogatz przedstawił to czytelnikowi. Porównanie z huśtawką i „ważeniem pół” jest nie tylko bardzo pogładowe, ale również pokazuje, że metoda Archimedesza, choć polegała na zliczaniu coraz cieńszych pasków, dała wynik całkiem ścisły.

Dobra popularyzacja ma za zadanie nie tylko wyjaśnić czytelnikowi jakieś pojęcie lub definicję, lecz również skojarzyć z nimi właściwe intuicje. Na przykład wy-

1. Znana w Stanach Zjednoczonych seria samouczków *for dummies*, dosłownie – dla głupków, lub mniej obraźliwie – dla opornych, czasem tłumaczy się wręcz schlebająco – dla bystrzaków.

dawałoby się, że nic prostszego, jak wyjaśnić, co to jest funkcja. Owszem, ale niełatwo zrobić to z finezją. Strogatz ujął to następująco: *Zwróćmy uwagę na to, że funkcja to coś innego niż wykres funkcji. Funkcja jest niematerialną regułą pochłaniającą x i wyrzucającą y w sposób jednoznaczny – dla każdego x jedno y . W tym znaczeniu funkcja jest bezcielesna. Gdy patrzymy na funkcję, niczego nie widzimy. Jest ona bytem duchowym, abstrakcyjną regułą. Może być, na przykład, regułą: Podaj liczbę, a zwrócę liczbę dziesięciokrotnie większą. Wykres tej funkcji jest czymś widzialnym i namacalnym: prostą o nachyleniu 10, przechodzącą przez początek układu współrzędnych, czyli prostą o równaniu $y = 10x$. Sama funkcja nie jest tożsama z prostą. Funkcja to reguła tworząca tę prostą. Dzięki tak elementarnym, a zarazem trafiającym w sedno objaśnieniom, dobrze znany dotychczas obraz nabiera przejrzystości.*

Oprócz klarowności szczegółów, książkę charakteryzuje jasna idea przewodnia – jest nią tytułowa *potęga nieskończoności*. Wiadomo, że trudny problem łatwiej rozwiązać, jeżeli się go rozłoży na mniejsze składowe. *Prawdziwie radykalna i charakterystyczna cecha rachunku różniczkowego i całkowego polega na tym, że zasadę „dziel i rządź” doprowadził do ostateczności – i zszedł w tym aż do nieskończoności. Tę część programu wykonuje rachunek różniczkowy. Pozostaje do wykonania druga część: trzeba uzyskane w ten sposób rozdrobnienie aż do nieskończoności złożyć z powrotem w jedną całość. Okazuje się to trudniejszym zadaniem; wykonuje je rachunek całkowity.*

Idei przewodniej swojej książki Strogatz nadaje postać *zasady nieskończoności: Aby wyjaśnić ciągi kształt, rzecz, ruch, proces lub zjawisko – bez względu na to, jak dziwaczne i złożone mogą się wydawać – należy je sobie przedstawić jako nieskończony ciąg prostszych części, zanalizować je, a potem zsumować z powrotem wyniki w celu zrozumienia wyjściowej całości.* Zwykle o nieskończoności myślimy jako o czymś niewyobrażalnie wielkim, ale – jak widzimy – nieskończoność kryje się również w niewyobrażalnie małym. Dostrzeżenie i wykorzystanie tego faktu stworzyło analizę matematyczną.

Jednakże lektura *Potęgi nieskończoności* bynajmniej nie zmusza nas do rezygnacji z kojarzenia nieskończoności z czymś niewyobrażalnie wielkim. Przeciwnie – analiza matematyczna walnie przyczyniła się do tego, by samą matematykę uznać za coś nieskończenie rozległego, nieograniczone pole struktur i wyników. Wróćmy jeszcze do Archimidesa. Wyraził on nadzieję, że *pośród obecnych i przyszłych matematyków znajdą się tacy, którzy dzięki przedstawionej tu metodzie odkryją nieznanne nam do tej pory twierdzenia.* Strogatz pisze, z niejaką emfazą, że zdanie to wzrusza go do łez: *Ten niedościgły geniusz, czujący*

skończoność swojego żywota w obliczu nieskończoności matematyki, przyznaje, że niezmiernie wiele pozostało do odkrycia, że „istnieją nieznanne nam do tej pory twierdzenia”. Wszyscy matematycy tak czują. Nasz przedmiot jest bezkresny.

Metoda, dzięki której powstała analiza matematyczna, okazała się niezwykle potężna (stąd oczywiście w tytule *potęga nieskończoności*). Przede wszystkim potęga ta przejawiała się *na wewnątrz*, w samym rachunku różniczkowym i całkowym. Jego wewnętrzna logika zawierała w sobie zarodzie przyszłego rozwoju. Rozwój ten nastąpił szybko i przeszedł wszelkie oczekiwania. Ewolucja nauki niekiedy bardzo przypomina ewolucję biologiczną. Około trzech i pół miliarda lat Ziemię zamieszkiwały wyłącznie organizmy jednokomórkowe (podobne do dzisiejszych bakterii). Około pół miliarda lat temu nastąpiło wydarzenie, które biologowie nazywają eksplozją kambryjską – narodziły się organizmy wielokomórkowe, co spowodowało ogromne przyspieszenie ewolucji i zapoczątkowało lawinowy proces powstawania nowych gatunków. Narodziny rachunku różniczkowego i całkowego Strogatz nazywa eksplozją kambryjską w matematyce. *Od tej eksplozji nowe matematyczne formy życia zaczęły się mnożyć i kwitnąć, aż zmieniły otaczający nas krajobraz.*

Tajemnica matematycznej eksplozji tkwi w tym, że rachunek różniczkowy i całkowity nie tylko „opisuje” świat, lecz także wnika w jego logikę. Tej niezwyklej właściwości nowożytna fizyka zawdzięcza swoją skuteczność. Dzięki niej mechanika klasyczna mogła przekształcić się w teorię względności i mechanikę kwantową. W obu tych teoriach *prawa przyrody nadal zapisane są w języku rachunku różniczkowego i całkowego, a ich zdania mają postać równań różniczkowych.* Zdaniem autora omawianej książki, największym osiągnięciem Newtona było to, że pokazał, iż przyroda jest logiczna. *Przyczyna i skutek w świecie przyrody zachowują się jak dowód w geometrii i jedna prawda wynika z innej na mocy logiki, z tym wyjątkiem, że w świecie jedno zdarzenie wynika z innego, a nie jedna idea z innej.*

Trudno wyobrazić sobie popularną książkę o rachunku różniczkowym i całkowym, w której wiele stron nie byłoby poświęconych polemice między Newtonem i Leibnizem. W omawianej książce są to dwa pełne rozdziały, ale Strogatza interesuje nie tyle rywalizacja między tymi uczonymi, ile raczej ich odmienne strategie dochodzenia do wyników. Czytelnik nie jest zasypywany dużą liczbą historycznych detali, a raczej prowadzony myślowymi ścieżkami, po których kiedyś kroczyli obaj rywale. Tym razem nie chodzi o logikę samej matematyki, lecz o swoistą logikę meandrów ludzkiej myśli. Myśl Newtona podążała drogą analizy ruchu; myśl Leibniza

błądziła wśród liczb naturalnych, liczenia, kombinacji, permutacji, ułamków i sum pewnego szczególnego rodzaju. Newton widział fluksje i fluenty, a więc wielkości związane z przepływami; Leibniz rozważał nieskończenie małe. Ale były to różne drogi do tego samego.

Steven Strogatz jest profesorem matematyki stosowanej i wiedzę w tej dziedzinie szeroko wykorzystuje w swojej książce. Logikę świata, którą eksploatuje matematyka, można zaprząć do praktycznych celów, na przykład do zaprojektowania kształtu skrzydła Boeinga 787 Dreamlinera. Skoro ta sama logika obowiązuje w matematyce i w rzeczywistym świecie, to po co wykonywać kosztowne eksperymenty z kształtem skrzydeł, jeżeli można zmusić matematykę, by eksperymenty wykonała za nas. Douglas Ball, główny inżynier Boeinga, zwrócił uwagę na to, że podczas projektowania Boeinga 767 w latach osiemdziesiątych firma zbudowała i przetestowała 77 prototypów skrzydeł. Dwadzieścia pięć lat później, dzięki użyciu superkomputerów do symulacji skrzydeł Boeinga 787, trzeba było zbudować i przetestować tylko siedem prototypów.

Bardziej nieoczekiwanym przykładem skuteczności analizy matematycznej (w tym przypadku teorii równań różniczkowych) są prace Davida Ho i Alana Perelsona nad opanowaniem wirusa HIV. Opracowali oni model matematyczny mechanizmów namnażania się tego wirusa, z którego wynikało, że liczba cząstek wirusa, usuwanego codziennie przez układ odpornościowy pacjenta, sięga miliarda dziennie. Nikt tego przedtem nawet nie po-

dejrzewał, a konsekwencje okazały się rewolucyjne – podczas długiego okresu, który dotychczas uważano za fazę bezobjawową, w rzeczywistości w organizmie pacjenta odbywa się tytaniczna walka. Odkrycie to spowodowało istotny postęp w leczeniu AIDS. *Mimo że trój etapowa terapia kombinowana nie prowadzi do zupełnego wyeliminowania HIV, zmienia AIDS w chorobę przewlekłą, z którą pacjenci mogą żyć, – przynajmniej ci mający zapewniony dostęp do leków. Dała nadzieję, której wcześniej nie było.*

Osiągnięcia i rozgałęzienia rachunku różniczkowego i całkowego są do tego stopnia dalekosiężne, że nawet tak obszerna książka jak *Potęga nieskończoności* może wiele z nich jedynie zasygnalizować. W końcowych partiach książki wspomniana jest teoria nieliniowych równań różniczkowych i wynikająca z niej teoria chaosu, a także powiązania analizy matematycznej ze sztuczną inteligencją. Są to dziedziny matematyki, bez których nie da się uzyskać postępu w pracy nad największymi wyzwaniem poznawczymi naszych czasów: *poczynając od ewolucji gospodarek, społeczeństw i komórek, a kończąc na funkcjonowaniu układu odpornościowego, genów, mózgow i świadomości.* W tych dziedzinach, których matematyka, wywodząca się z rachunku różniczkowego i całkowego, nie spenetrowała jeszcze do końca, *zrozumienie jest nadal w fazie przedgalileuszowskiej i przedkeplerowskiej...* Mamy zatem przed sobą jeszcze długą drogę.

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego

KWIECIEŃ–CZERWIEC 2020

Kraków. Organizowana przez Studenckie Koło Naukowe KERMA (działające przy wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH) VIII edycja Ogólnopolskiej Konferencji Studentów Fizyki Medycznej: Fizyka dla Medyka, która odbyła się w kwietniu 2020, została wskazana przez The European Federation of Organisations for Medical Physics jako jedno z najważniejszych wydarzeń w Polsce dedykowanych młodym fizykom medycznym. Szersza relacja na ten temat została zamieszczona w *European Medical Physics Winter News*.

Kraków. Wychodząc naprzeciw trudnościom, z jakimi mierzą się pracownicy służby medycznej walczącej z epidemią koronawirusa SARS-CoV-2, pracownicy, doktoranci i studenci Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, chcąc zrobić ukłon w kierunku medyków ciężko pracujących dla naszego wspólnego dobra, zorganizowali akcję „UJ dla medyków”. Wykorzystali swoją wiedzę i odciążyli rodziców związanych ze służbą zdrowia udzielając wsparcia naukowego z zakresu fizyki, chemii i matematyki ich dzieciom. Tym drobnym gestem podziękowali za zaangażowanie medyków w wyjątkowo trudnym czasie. Z bezpłatnych korepetycji skorzystało około 30 uczniów zarówno szkół podstawowych, jak i średnich.

Kraków. 25.06.2021 miało miejsce wmurowanie kamienia węgielnego pod nowy pawilon Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH. Budynek o powierzchni użytkowej ok. 4 tys. m² powstaje przy ul. Reymonta 19, w bezpośrednim sąsiedztwie dotychczasowej siedziby Wydziału. W nowym budynku znajdą się zarówno pomieszczenia dla pracowników, laboratoria naukowe, jak i sale dydaktyczne. Tym sposobem, w stulecie obecności fizyki na AGH, nastąpi kondensacja kadry naukowo-dydaktycznej Wydziału w jednym miejscu kampusu uczelni. Pracownie studenckie posłużą między innymi studentom dwóch nowo utworzonych kierunków współprowadzonych przez Wydział Nanoinżynierii Materia-

łów (rekrutacja od 2020/21) oraz Wydział Mikro- i Nanotechnologii w Biofizyce (rekrutacja od 2019/20).

LIPIEC–WRZESIEŃ 2020

Warto żeglować!

Romuald Kotowski

Z wykształcenia jestem fizykiem. Od kiedy los rzucił mnie w objęcia informatyki i zostałem wykładowcą na uczelniach informatycznych, staram się przekazać moim studentom pewne wartości humanistyczne, jakie przekazali mi moi profesorowie w czasie studiów, m.in. prof. Krzysztof Maurin. Jak mawiał największy fizyk wśród poetów – prof. Grzegorz Białkowski: fizyk może być poetą, ale żadnemu humaniście nie udało się jeszcze zostać fizykiem.

Parę lat temu, zupełnie przypadkowo (a jak wszystkim wiadomo – nie ma przypadków) zostałem zaproszony na rejs dużym żaglowcem po Morzu Śródziemnym. Pływałem przedtem w czasie studiów (i nieco później) po Jeziorach Mazurskich, więc odróżniałem ster od żagla, ale to była już zupełnie inna przygoda. Do dziś żegluję po dużych akwenach, po morzach i oceanach, daleko od kraju. Dane mi było także pływać pod żaglami dwu najpiękniejszych polskich żaglowców: STS Pogoria i STS Fryderyk Chopin.

W 2020 roku pojawiła się kolejna fantastyczna okazja do żeglowania. Polskie Towarzystwo Fizyczne postanowiło uczcić stulecie swego istnienia, oprócz zwyczajowymi przy takich okazjach działaniami typu zjazd, konferencje, seminaria, konkursy itp., czymś nadzwyczajnym, a mianowicie rejsem fizyków po Bałtyku, Morzu Norweskim i Morzu Północnym na dużych żaglowcach. Te wspaniałe plany zdewastowała rozgrzewająca się do ataku pandemia koronawirusa. Odbył się jedynie Rejs Fizyków Szczecin-Ostenda (08–20.08.2020) żaglowcem STS Fryderyk Chopin.

Trasę wyznaczały nam (byłem uczestnikiem tego rejsu) kolejne blokady portów. W rezultacie pływalismy inaczej, niż to było wcześniej zaplanowane, ale akurat ta zmiana okazała się czymś pozytywnym. Dużo więcej czasu spędziliśmy na morzu niż w portach, dzięki



STS Fryderyk Chopin

temu cztery wizyty w portach (Szczecin, Kristiansand, Helgoland, Ostenda) były wielkimi wydarzeniami¹.

Obecnie w całej Europie rozwija się w gigantycznym tempie akcja szczepień przeciwko covid 19. Jest więc nadzieja, granicząca z pewnością, że tegoroczny, rejs z okazji 100-lecia PTF *Fizycy pod żaglami* będzie bardziej zgodny z planowaną trasą Szczecin–Bremerhaven (02–11.08.2021)



A jaki to ma związek z moimi wstępnymi uwagami o humanizmie? Czasy, w jakich przyszło nam żyć, nie są łatwe. Są pełne niepokoju i niepewności. Czas, spędzony na pełnym morzu na wspaniałym żaglowcu, staje się czymś wyjątkowym. Daje możliwość wewnętrznego wyciszenia się, spojrzenia na rzeczywistość z dystansu. Ale jest jeszcze coś ważniejszego. Nigdy nie zapomnę tej wspaniałej atmosfery, jaka się w czasie rejsu wytwarza i trwa. Atmosfery pełnego zaufania, gotowości do współpracy, w duchu przyjaźni i wybaczenia drobnych potknięć. Wszyscy członkowie załogi stają się dobrymi, wzajemnie życzliwymi braćmi i siostrami.

Kraków. Synchrotron SOLARIS

Podsumowanie szóstego naboru wniosków badawczych. W szóstym naborze do Centrum SOLARIS wpłynęły 63 wnioski o czas badawczy na linii i mikroskop Cryo-EM, które złożyli naukowcy zarówno z Polski, jak i zagranicy. 34 grupy aplikowały o możliwość korzystania z trzech linii badawczych synchrotronu, natomiast na korzystanie z kriomikroskopu wpłynęło 29 wniosków. Największą popularnością w tym naborze cieszyła się

linia PEEM/XAS (19 aplikacji). O linię UARPES ubiegało się 9 wnioskodawców, natomiast o uruchomioną niedawno linię PHELIX – 6. Planowane eksperymenty dotyczyły następujących dziedzin nauki: fizyka, nauka o materiałach, chemia, nauki o życiu i biotechnologia, inżynieria i technologia. Chęć wykorzystania mikroskopu Cryo-EM zgłosili przede wszystkim biolodzy, ale także chemicy. Eksperymenty z tego naboru są realizowane od marca 2021.

Trzecia linia gotowa do badań. W połowie września na próbcie umieszczonej w stacji końcowej trzeciej linii eksperymentalnej pn.: PHELIX po raz pierwszy pojawiło się światło synchrotronowe. Ten sukces stanowi zwieńczenie trzech lat ciężkiej pracy, projektowania, kompletowania i dostrajania do wiązki synchrotronowej jej komponentów. Linia ta będzie wykorzystywała miękkie promieniowanie rentgenowskie. Jej stacja badawcza umożliwi szeroki zakres badań spektroskopowych i absorpcyjnych, charakteryzujących się różną czułością powierzchniową. Oprócz zbierania standardowych wysokorozdzielczych widm, pozwoli np. na mapowanie struktury pasmowej w trzech wymiarach oraz na detekcję spinu elektronów w trzech wymiarach. Użytkownicy będą mogli prowadzić badania nowych materiałów, cienkich warstw i wielowarstw, katalizatorów i biomateriałów, badania powierzchni materiałów litych, stanów powierzchniowych spolaryzowanych spinowo oraz zachodzących na powierzchni reakcji chemicznych. Naukowymi opiekunami linii są: dr inż. Magdalena Szczepanik-Ciba oraz mgr Tomasz Sobol.

Pierwszy w historii SOLARIS Users Meeting zorganizowano we wrześniu 2020. Z uwagi na pandemię pierwsze w historii spotkanie użytkowników SOLARIS odbyło się w formie online za pośrednictwem platformy Whova. W spotkaniu Joint Meeting of Polish Synchrotron Radiation Society and SOLARIS Users licznie wzięli udział badacze zarówno z Polski, jak i z zagranicznych instytucji naukowych. Łącznie odbyło się 35 tematycznych sesji. Tematyka dotyczyła linii badawczych, pomiarów oraz zastosowania promieniowania synchrotronowego w różnych dziedzinach nauki. W każdym z tych spotkań uczestniczyło od 80 do 130 osób; podczas wydarzenia dostępna była także sesja plakatowa. Spotkania SOLARIS Users Meeting będą kontynuowane w kolejnych latach.

Umowa na dostawę i instalację źródła promieniowania dla linii SOLCRY została podpisana w sierpniu ub. r. Źródłem tym będzie nadprzewodzący wiggler o indukcji pola magnetycznego 4 tesli. Wiggler będzie przesuwac energię krytyczną wiązki promieniowania synchrotronowego do wartości około 6 keV. Urządzenie dostarczy Instytut Fizyki Jądrowej im. G. Budkera (Rosja).

1. Rejs Fizyków 2020 (ptf.net.pl).

PAŹDZIERNIK-GRUDZIEŃ 2020

Poznań. 28.10.2020 w ramach cyklu seminariów Modern Trends in Physics Research Seminar, prof. Sławomir Breitner z Instytutu Obserwatorium Astronomicznego UAM, wygłosił referat *The YORP effect – 20 years of research*.

Poznań. 04.11.2020 odbył się kolejny wykład w ramach Modern Trends in Physics Research Seminar, który wygłosił prof. Maciej Zgirski z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie: *Thermodynamics of nanostructures at low temperatures. How to measure temperature by flipping a coin?*.

Poznań-Warszawa. 23-25.11.2020 Instytut Filologii Polskiej, Instytut Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu, Instytut Historii Nauki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie oraz Poznańskie Towarzystwo Przyjaciół Nauk zorganizowały konferencję: Światy (nie) równoległe. Literatura wobec astronomii. Informacje o programie zamieszczone są na stronie: http://ihnpan.pl/konferencja-swiaty-nierownoległe/#content_anchor

Kraków. W dniach 12–22.11.2020 odbyły się Święta Nauk Ścisłych w AGH – Dni prof. Antoniego Hoborskiego 2020. W ramach konferencji online miały miejsce m. in. Studencka Konferencja Nauk Ścisłych, Konferencja Studenckich Kół Naukowych: Kariera uczonego atrakcyjną ścieżką życiową, uroczyste posiedzenie Ogólnopolskiego Seminarium Kształcenia Matematycznego poświęcone nauczaniu przedmiotów ścisłych: Sto lat matematyki w Krakowie i AGH, konferencja dydaktyczna: Nauczanie przedmiotów ścisłych poprzez doświadczenie w obliczu nauki zdalnej – sto lat matematyki i fizyki w AGH, wręczenie Nagrody im. Prof. Antoniego Hoborskiego, Medalu Bartla i Artystycznej Gwiazdy Hoborskiego oraz koncert Melodie Nauki – Lata 20., na szczęście.

Kraków. W Narodowym Centrum Promieniowania Synchrotronowego SOLARIS trwa instalacja drugiego kriomikroskopu elektronowego z przeznaczeniem do badań przemysłowych. Na zakup mikroskopu otrzymano dofinansowanie unijne w ramach konkursu organizowanego przez Ośrodek Przetwarzania Informacji. Mikroskop GLACIOS będzie częścią Narodowego Centrum Kriomikroskopii Elektronowej, która powstaje pod dachem SOLARIS, a którego sercem jest już kriomikroskop elektronowy Titan Krios G3i. Drugi mikroskop będzie uzupełniał ofertę SOLARIS, która w tym przypadku jest skierowana do firm zainteresowanych wykorzystaniem techniki kriomikroskopii elektronowej w swoich badaniach. Do SOLARIS dotarły kolejne zamówione elementy niezbędne do zakończenia budowy linii o roboczej nazwie

XMCD. Na montaż czekają trzy komory próżniowe oraz dwie komory pompujące wraz z pompami jonowymi. Dotarły także trzy lustra. Jedno z nich (tzw. M3b) będzie służyło do przekierowywania wiązki na stację końcową STXM lub na stację PEEM. Dwa pozostałe (M4a i M4b) będą działały w tandemie skupiając wiązkę fotonów na próbce w mikroskopie PEEM. Będzie to pierwsza linia w SOLARIS instalowana w całości przez pracowników ośrodka, która wykorzystuje szereg elementów przywiezionych ze szwedzkiego ośrodka synchrotronowego z linii I1011. Części te wymagały rewitalizacji, a teraz są łączone z nowymi, które właśnie dotarły – wyjaśnił dr inż. Tomasz Giela, jeden z opiekunów naukowych tej linii.

Katowice. Mocą decyzji Senatu RP rok 2020 został ustanowiony Rokiem Fizyki. Z tej okazji w dniach 3 i 4 grudnia 2020 r. odbyła się konferencja: 2020 Rokiem Fizyki – panel dyskusyjny, zorganizowana przez pracowników Instytutu Fizyki im. Augusta Chełkowskiego Uniwersytetu Śląskiego oraz katowicki oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Program konferencji obejmował szereg wykładów na tematy związane z najnowszymi badaniami naukowymi z dziedziny fizyki i nauk pokrewnych realizowanymi w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Śląskiego, w Polsce oraz na świecie. Wśród wykładowców, oprócz pracowników Uniwersytetu Śląskiego znaleźli się również goście z kraju i zagranicy. Konferencja zakończyła się **dyskusją panelową** podsumowującą rok 2020. Szczegółowe informacje dostępne są na stronie Instytutu Fizyki: <https://us.edu.pl/instytut/ifiz/rok-fizyki-2020/>.

Panel dyskusyjny online dostępny jest pod adresem: <https://us.edu.pl/wydzial/wnst/multimedia/2020-rokiem-fizyki-panel-dyskusyjny-online/>.

STYCZEŃ 2021

Poznań. 26.01.2021 zmarł dr hab. Kazimierz Jurga, profesor UAM. Członek Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Wybitny twórczy badacz w dziedzinie spektroskopii jądrowego rezonansu magnetycznego, Budowniczy uniikatowej aparatury naukowej; kierownik Zakładu Fizyki Wysokich Ciśnień Wydziału Fizyki UAM. Wychowawca wielu pokoleń fizyków. Profesor Kazimierz Jurga miał samych przyjaciół i ani jednego wroga.



Profesor Antonina Kowalska uhonorowana Medalem Stulecia Odzyskanej Niepodległości

Maria Pawłowska,* Biblioteka WFAIS UJ

Kraków. 19.03.2021, w 76 rocznicę pierwszej powojennej inauguracji roku akademickiego na Uniwersytecie Jagiellońskim, upamiętniono organizatorów, wykładowców i studentów tajnego nauczania w okresie okupacji niemieckiej. Z tej okazji, na wniosek Stowarzyszenia *Ne Cedat Academia*, uhonorowana została Medalem Stulecia Odzyskanej Niepodległości, przyznany przez prezydenta Andrzeja Dudę, Pani Profesor Antonina Kowalska, jedna z ostatnich żyjących uczestniczek tajnego nauczania na Uniwersytecie Jagiellońskim. Udział w tajnym nauczaniu nie jest jedynym powodem, dla którego Pani Profesor dostała tego zaszczytu. Na podkreślenie zasługuje Jej rola jako świadka, ale przede wszystkim uczestnika, odradzania się po wojnie studiów uniwersyteckich na kierunkach matematyka i fizyka i Jej wieloletni udział w tworzeniu na Uniwersytecie Jagiellońskim nowoczesnego ośrodka fizyki, zajmującego się dydaktyką i badaniami naukowymi, obejmującego nie tylko krakowskie środowisko fizyków, ale również współpracę z krajowymi i zagranicznymi ośrodkami naukowymi.



Prof. Antonina Kowalska (fot. Krzysztof Magda)

Antonina Kowalska, dziś emerytowany profesor fizyki, z Uniwersytetem Jagiellońskim związana była od 1944 roku, kiedy to po zdaniu tajnej matury postanowiła na tajnych uniwersyteckich kompletach studiować matematykę. Dzięki wysiłkom profesorów, zwłaszcza nieustrzonego profesora Konstantego Zakrzewskiego, już w marcu 1945 r., kilka tygodni po zakończeniu wojny, w Collegium Witkowskiego rozpoczęły się oficjalne wykłady dla studentów matematyki i fizyki, w których brała udział Antonina Kowalska. W 1950 r. uzyskała absolutorium z matematyki, jednak pracę magisterską, której promotorem był prof. Jan Weyssenhoff, przygotowała z fizyki, bo na jego wniosek już na trzecim roku studiów została zatrudniona na stanowisku młodszego asystenta w Katedrze Fizyki Teoretycznej UJ. Początkowo zajmowała się organizacją biblioteki instytutowej, później powierzono jej prowadzenie ćwiczeń z algebry wyższej dla

fizyków, a także ćwiczenia i wykłady z różnych działów fizyki teoretycznej. Prowadziła również wykłady dla studentów Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Katowicach. Dla studentów astronomii i studium podyplomowego przygotowała specjalny skrypt do mechaniki kwantowej.

W kwietniu 1962 roku na podstawie pracy *Fotodezintegracja ^9Be z uwzględnieniem możliwości wzbudzeń*⁸ uzyskała tytuł doktora, a trzy lata później wyjechała do Kopenhagi, gdzie w Instytucie H.C. Ørsted dołączyła do kierowanego przez profesora Højgaard Jensena zespołu zajmującego się badaniami w zakresie fizyki ciała stałego. We współpracy z położonym nieopodal Kopenhagi słynnym Centrum Naukowym na półwyspie Risø, uczeni z Instytutu Ørsted prowadzili badania materii skondensowanej przy wykorzystaniu strumienia neutronów, rozpoczęto również badania własności metali ziem rzadkich i do tych badań, od strony teoretycznej, dołączyła Antonina Kowalska. W jednym z opracowań, którego była współautorką, przedstawiono wyniki prowadzonych eksperymentów i opisano zaproponowaną przez Kowalską, oryginalną metodę diagonalizacji hamiltonianów spinowych, którą nazwała „*step transformation*”.

Antonina Kowalska jest współautorką (razem z prof. Jerzym Janikiem) dwóch rozdziałów w monografii *Thermal neutron scattering* pod redakcją P. A. Egelstaffa, która została wydana w 1965 r. przez prestiżowe wydawnictwo naukowe Academic Press. Fragmenty przygotowane przez polskich uczonych dotyczyły rozpraszania termicznych neutronów, w szczególności rozpraszania na drobinach.

Badania prowadzone w Kopenhadze, uzupełnione o prace wykonywane przez krakowską grupę fizyków doświadczalnych, badających neutronami energie magnonów w antyferromagnetyku Cr_2O_3 w celu oszacowania parametrów hamiltonianu spinowego, pozwoliły Antoninie Kowalskiej przygotować rozprawę *Exchange Parameters of Spin-Hamiltonians Derived from the Experimental Spin Wave Energies*, na podstawie której uzyskała habilitację.

Równoległe z pracami naukowymi doc. Antonina Kowalska zajmowała się dydaktyką: prowadziła wykłady z teorii grup i jej zastosowań w fizyce, była promotorem dwóch rozpraw doktorskich i kilkunastu prac magisterskich. W latach 1987–1990 pełniła funkcję prodziekana Wydziału Matematyki i Fizyki UJ. Wieloletnie wykłady z teorii grup opracowała w formie skryptu dla fizyków ciała stałego (*Wstęp do zastosowań teorii grup w fizyce. Skrypt przeznaczony dla studentów fizyki i chemii WUJ, Kraków 2000*). Antonina Kowalska jest autorką (lub współautorką) 23 artykułów, które ukazały się w latach 1961–1991 w polskich i zagranicznych czasopismach naukowych.

*ORCID 0000-0002-9603-8884

29 sierpnia 1991 r. doc. Antonina Kowalska została mianowana na stanowisko profesora nadzwyczajnego w Uniwersytecie Jagiellońskim.

Zainteresowanie teorią grup, a zwłaszcza zastosowaniami w fizyce, na które przed laty zwrócił jej uwagę prof. Jan Weysenhoff, początkowo traktowała hobbystycznie i dopiero u schyłku swojej kariery naukowej mogła się bez reszty temu poświęcić. Właśnie wtedy postanowiła przetłumaczyć na język polski trudną, ale niezwykle atrakcyjną książkę Simona Altmanna z Uniwersytetu w Oksfordzie *Induced representations in Crystals and Molecules. Point, Space, and Nonrigid Molecule Groups* (Academic Press, London 1977). Udało jej się nawiązać kontakt z autorem dzieła, z którym przeprowadziła wiele dyskusji, co zaowocowało przygotowaniem doskonałego tłumaczenia (Altman Simon L. *Reprezentacje indukowane w kryształach i molekułach. Grupy punktowe, przestrzenne i molekuł nieszywnych* Stowarzyszenie „Symetria i własności strukturalne”, Poznań, 1994). Docenili je nie tylko polscy czytelnicy, ale również autor oryginału, pisząc w Przedmowie do wydania polskiego: *Nie mógłbym sobie życzyć lepszego tłumacza. [...] Wiem, że jakiegokolwiek zdanie czy problem matematyczny budzące wątpliwości nie uszły jej uwadze i zostały ze mną wyjaśnione. [...] Polskie wydanie jest udoskonaloną wersją oryginału.* (Altman S. *Reprezentacje...*, s. X).

Gdy po 48 latach pracy w Uniwersytecie Jagiellońskim profesor Antonina Kowalska przechodziła na emeryturę, prof. Aleksander Koj, ówczesny Rektor UJ, w specjalnym podziękowaniu napisał: *Twórczy wkład pracy Pani Profesor w dziedzinie fizyki teoretycznej, fizyki statystycznej i teorii ciała stałego jest trwale zapisany w kronikach Uczelni, a liczne rzesze wychowanków Pani Profesor będą, poprzez kontynuację Pani badań naukowych, utrwaląc Sylwetkę naukową Pani jako Mistrza potrafiącego skupić wokół siebie indywidualności.* (Pismo Rektora UJ z 30 września 1996).

Przedstawiona sylwetka Pani Profesor byłaby niepełna, gdyby nie wspomnieć o jej udziale w specjalnych konferencjach z cyklu „Nauka – Religia – Dzieje”, organizowanych w latach 1980-2003 w letniej siedzibie papieży w Castel Gandolfo. Geneza tych spotkań sięga lat pięćdziesiątych ubiegłego wieku, kiedy studenci i młodzi krakowscy uczeni spotykali się na górskich szlakach, podczas pieszych wędrówek, spływów kajakowych i wypraw narciarskich. Był wśród nich obecny biskup, a później kardynał, Karol Wojtyła. Killudniowe eskapady i wieczorne dyskusje na tematy religijne, filozoficzne, teologiczne, etyczne czy wreszcie fizyczne, nie kończyły się po powrocie do Krakowa. Z czasem przeniosły się do mieszkania prof. Jerzego Janika, a później do Pałacu Biskupiego przy ulicy Franciszkańskiej. Gdy arcybiskup Karol Wojtyła został Papieżem, zaproponował, by te niezwykle spotkania dyskusyjne przenieść do Castel Gandolfo i spotykać

się co dwa lata. Właśnie w tych spotkaniach brała udział Antonina Kowalska. Podczas jednego z nich wygłosiła interesujący referat zatytułowany *Symetria i asymetria zwierciadlana*.



(fot. Krzysztof Magda)

Dokonując dekoracji, minister Wojciech Kolarski przypomniał, że Medal Stulecia Odzyskanej Niepodległości ustanowiono: *z myślą o tych wszystkich, którzy swoją służbą publiczną, walką o niepodległość, o wolność, osiągnięciami zawodowymi, pracą społeczną i działalnością artystyczną, przyczynili się do tego, że dzisiaj mamy wolną i niepodległą Rzeczpospolitą.* A zwracając się do Pani Profesor, powiedział: *Jest Pani bohaterem tego dnia, w którym wspominamy to, co wydarzyło się 76 lat temu, czyli inaugurację roku akademickiego, która była kontynuacją tajnego nauczania na Uniwersytecie Jagiellońskim.*



(fot. Krzysztof Magda)

Przepiękna uroczystość, w której z powodu szalejącej pandemii mogło wziąć udział tylko kilka osób, odbyła się 19 marca 2021 w mieszkaniu Pani Profesor. Niekłamanie zdziwienie na jej twarzy wywołała informacja, że powodem otrzymania tak znamienitego odznaczenia jest udział w tajnym nauczaniu. Wszak dla niej to, że może się uczyć, było największą radością, mimo rozlicznych niebezpieczeństw i trudności związanych z tajnym studiowaniem.

Serdecznie Pani Profesor gratulujemy!

Z A U F A J M Y
E N E R G E T Y C E
J Ą D R O W E J



A N D R Z E J S T R U P C Z E W S K I



Ej 1 sp. z o.o.



Świerk



ANDRZEJ STRUPCZEWSKI

Wiceprezes Stowarzyszenia
Ekologów na Rzecz Energii
Nuklearnej SEREN,

przewodniczący Komisji
Bezpieczeństwa Jądrowego
i rzecznik energetyki jądrowej
w Narodowym Centrum
Badań Jądrowych,

ekspert ds. bezpieczeństwa
jądrowego Komisji Europejskiej
i Międzynarodowej Agencji
Energii Atomowej (MAEA).

Publikacja ukazała się w ramach kampanii edukacyjnej

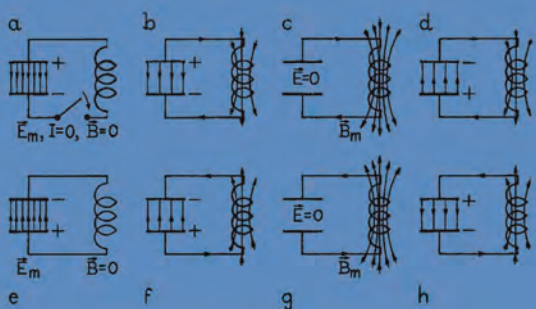
ŚWIADOMIE O ATOMIE

Redakcja czasopisma roześle nieodpłatnie egzemplarze tej książki do pierwszych jedenastu Czytelników PF, którzy zgłoszą chęć jej otrzymania **przysyłając** na adres **postepy.fizyki@gmail.com** **krótkie uzasadnienie dlaczego chcą otrzymać tę publikację** wraz ze swoim pełnym adresem pocztowym.

Jaka temperatura panuje we wnętrzu gwiazd?
Czym jest światło słoneczne?
Jak wyjaśnić zjawisko błękitu nieba?
Jak objaśnić ruch Księżyca wokół Ziemi?
Jaką zasadą opisujemy ruch rakiety?
Co powoduje przepływ prądu elektrycznego?
Jakie są własności fizyczne cieczy i gazów?
Co jest podstawą działania instrumentów muzycznych?
Jaki ruch wykonuje wahadło zegara?
W jakich warunkach ciepło zamienia się na pracę mechaniczną?

Fizyka w działaniu

Jerzy Kociński



OFICYNA WYDAWNICZA POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ

Odpowiedzi na te i inne pytania znajdziemy w nowej publikacji OWPW: Jerzy Kociński **Fizyka w działaniu**. Dobór treści książki wynika z wieloletniego doświadczenia dydaktycznego Autora zdobytego na PW. Jest to podręcznik zarówno dla studentów różnych kierunków, na których wykładane są przedmioty dotyczące zjawisk fizycznych, jak też dla kandydatów na studia techniczne. Zainteresuje z pewnością nauczycieli fizyki w szkołach średnich, którzy mieliby ochotę porównać swoje metody dydaktyczne z wykorzystywanymi przez Autora, a także ich uczniów chcących pogłębić swoją wiedzę w zakresie fizyki. Z uwagi na to, że część potencjalnych czytelników może nie dysponować umiejętnością posługiwania się rachunkiem różniczkowym i całkowym (np. uczniowie szkół średnich), autor zrezygnował z jego stosowania w tej książce. Dzięki temu publikacja może również zainteresować osoby, które po ukończeniu szkoły średniej straciły kontakt z fizyką, a którym obecnie, przy lekturze tekstów popularyzujących współczesne odkrycia naukowe i ich techniczne zastosowania, brakuje znajomości niektórych pojęć i zasad fizyki.