

POSTĘPY FIZYKI



CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

Nobel z fizyki 2022

Pomiary kwantowe

Zimno...

Prędkości kosmiczne

2 / 2023
TOM 74



ISSN 0032-5430

9 770032 543233

02

nr indeksu 369721



POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE (PTF)

www.ptf.net.pl

ZARZĄD GŁÓWNY

Teresa Rząca-Urban (prezes)
Bogdan Kowalski (sekretarz generalny)
Jan Grabski (skarbnik)
Leszek Sirko (prezes honorowy)
Katarzyna Chałasińska-Macukow
Zofia Drzazga
Dariusz Grech
Bohdan Grządkowski
Stanisław Kistryn
Adam Maj
Sławomir Miernicki
Józef Spątek
Aneta Szczygielska-Łaciak
Andrzej Ślebarski
Andrzej Wysmołek

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)
Jerzy Bodzenta (Gliwice)
Paweł Zajdel (Katowice)
Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce)
Józef Spątek (Kraków)
Marcin Turek (Lublin)
Karol Jakub Jędrzejczak (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
Andrzej Łapiński (Poznań)
Paweł Jakubczyk (Rzeszów)
Tomasz Wróblewski (Słupsk)
Adam Balcerzak (Szczecin)
Michał Pawlak (Toruń)
Aneta Drabińska (Warszawa)
Ewa Dębowska (Wrocław)
wakat (Zielona Góra)

POSTĘPY FIZYKI (PF)

czasopismo ukazuje się od 1949 roku
ZASOPIŚMIO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

www.ptf.net.pl

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący)
Mieczysław Budzyński
Witold Dobrowolski
[Henryk Drozdowski](mailto:Henryk.Drozdowski@ptf.net.pl)
Józef Spątek
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)
Mikołaj Lewandowski (Poznań)
Michał Kaczor (Rzeszów)
Agnieszka Włodarkiewicz (Słupsk)
Janusz Typek (Szczecin)
Jakub Borkowski (Toruń)
Grzegorz Siudem (Warszawa)
Ewa Dębowska (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@ptf.net.pl

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@ptf.net.pl w formie przyjętej w czasopiśmie <https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum> w systemie LATEX (plik źródłowy + pdf) lub w programie Word; tekst powinien zawierać tytuł w j. polskim i angielskim, afiliację i nr ORCID autora, streszczenie i słowa kluczowe w j. polskim oraz j. angielskim, **bibliografię** wyłącznie załącznikową (patrz wskazówki dotyczące sporządzania bibliografii na stronie PTF: <https://www.ptf.net.pl/PF/autorzy>), podpisy do ilustracji; **ilustracje** mogą być zamieszczone w tekście, ale **należy je również przysłać 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 *Postępkach 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 2023 DLA PODMIOTÓW ZEWNĘTRZNYCH

- cena pojedynczego numeru PF wynosi 29,70 PLN (w tym 8% VAT)
- cena prenumeraty rocznika (4 numery z 9% rabatem) – 108,00 PLN (w tym 8% VAT)
- **koszty wysyłki czasopisma pokrywa zamawiający**

- zamówienie prenumeraty należy wysłać na adres postepy.fizyki@ptf.net.pl

Szczegółowe warunki prenumeraty PF znaleźć można na stronie internetowej PTF <https://www.ptf.net.pl/PF/prenumerata>

Cena pojedynczego, archiwalnego numeru PF opublikowanego do końca 2019 roku (tj. do tomu 70 włącznie) wynosi 12,00 PLN brutto + **koszty wysyłki**.

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,

dużymi krokami zbliża się 48. Zjazd Fizyków Polskich – informacje dotyczące Zjazdu zamieszczamy na s. 2. Program wrześniowego spotkania jest bogaty i urozmaicony – organizatorzy serdecznie zapraszają!

Z lektury drugiego numeru 74 tomu PF dowiemy się m. in.:

- ✓ za co przyznano ubiegłoroczną Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki,
- ✓ o pomiarach kwantowych i najnowszych osiągnięciach w dziedzinie metrologii kwantowej,
- ✓ gdzie jest najzimniej w znanej nam części Wszechświata,
- ✓ z jakimi prędkościami można by eksplorować kosmos,
- ✓ co to jest soczewkowanie grawitacyjne.

Interesujące wiadomości „fizyczne” z różnych części kraju znajdziemy w Kronice – stałym dziale naszego kwartalnika. Dziękujemy organizatorom różnych wydarzeń oraz korespondentom oddziałów PTF za nadsyłane materiałów i prosimy, by teksty do Kroniki wpływały do Redakcji PF do końca kwartału, którego dotyczą.

Zapraszam do lektury!
redaktor naczelna

Adres PF: postepy.fizyki@ptf.net.pl

PF są dostępne bezpłatnie w wersji elektronicznej:

<https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum>

Spis treści PF (od 1949):

<https://www.ptf.net.pl/PF/spis-treści>

Informacje dla autorów PF:

<https://www.ptf.net.pl/PF/autorzy>

Kwantowe splątanie * nierówności Bella * teoretyczne podstawy obserwacji interferencji wielofotonowej * narodziny technologii kwantowych

M. Żukowski 3

Pomiary kwantowe A.D. 2023

R. Demkowicz-Dobrzański 13

Zimno... zimniej... kwantowo! – ultrazimne mieszaniny jonu z atomami

A. Wojciechowska, M. Walewski, M. Tomza 19

Prędkości kosmiczne

J. Kindracki 24

Soczewkowanie grawitacyjne gwiazd bozonowych i fermionowych

J. Osarczuk 30

140. rocznica skroplenia składników powietrza

A. Szytuła 35

Henryk Drozdowski (1959-2022)

M. Śliwińska-Bartkowiak 37

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego 39



„Innsbruck team” zakończenie
Bankietu Noblowskiego,
Sztokholm 11.12.2022

48. ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH

Gdańsk 1-7.09.2023



W imieniu organizatorów: Oddziału Gdańskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Gdańskiej oraz Wydziału Matematyki, Fizyki i Informatyki Uniwersytetu Gdańskiego serdecznie **zapraszamy do Gdańska na 48. Zjazd Fizyków Polskich, który odbędzie się w dniach 1-7.09.2023**. Zjazd objęty jest honorowym patronatem Związku Uczelni w Gdańsku im. Daniela Fahrenheita (FarU), Rektora Politechniki Gdańskiej, Rektora Uniwersytetu Gdańskiego, Pomorskiego Kuratora Oświaty.



W czasie Zjazdu odbędzie się osiem półtoragodzinnych sesji plenarnych, dziewięć półtoragodzinnych sesji równoległych, wykład otwarty (na Uniwersytecie Gdańskim), sesja plakatowa, zebranie delegatów PTF, panel dyskusyjny *Kondycja nauczania fizyki w polskich szkołach – szanse i ryzyko*, pokazy z fizyki oraz bazar dobrych praktyk dla nauczycieli, wykłady i pokazy doświadczeń z fizyki dla młodzieży szkolnej. Sesje plenarne, a także różne aktywności towarzyszące Zjazdowi odbywać się będą na kampusie Politechniki Gdańskiej.

Wszelkie informacje o programie i sprawach organizacyjnych Zjazdu znaleźć można na stronie:
<http://ftims.pg.edu.pl/48zfp>

Zjazd Fizyków Polskich jest najstarszą cykliczną konferencją integrującą środowisko fizyków polskich; pierwszy taki zjazd odbył się 100 lat temu, w kwietniu 1923 roku w Warszawie. Celem ZFP jest promocja fizyki z akcentem na dotychczasowe osiągnięcia naukowe i dydaktyczne w tej dziedzinie. Wydarzenie jest skierowane do szeroko rozumianego środowiska fizyków od naukowców o ugruntowanej pozycji w środowisku, po młodych fizyków, nauczycieli fizyki oraz ich uczniów.

Nagroda Nobla 2022

Artykuł dedykuję pamięci Jarka Pykacza (1952-2022), który w 1987 roku zmusił mnie do zajęcia się splątaniem kwantowym i Mike'a Horne'a (1943-2019), dzięki któremu wiem, że aby coś zrozumieć trzeba rozpatrzeć najprostszy tego przypadek i jego najprostszy opis.

Kwantowe splątanie * nierówności Bella * teoretyczne podstawy obserwacji interferencji wielofotonowej * narodziny technologii kwantowych Quantum entanglement * Bell inequalities * theoretical foundations of multiphoton interference observation * birth of quantum technologies

Marek Żukowski*

International Centre for Theory of Quantum Technologies (ICTQT), University of Gdańsk, Poland

Abstrakt. W artykule przedstawiam za co i dlaczego John F. Clauser, Alain Aspect i Anton Zeilinger otrzymali Nagrodę Nobla 2022 (również 100 lat po wręczeniu tejże nagrody Einsteinowi i Bohrowi), a także koncentruję się nad istotą prowadzonych przeze mnie badań, które wiążą się ze wspomnianą nagrodą. Tekst jest napisany dwutorowo. Czytelnik, szacując swój poziom wiedzy z fizyki kwantowej, może go czytać przeskakując pomiędzy tekstem głównym, a fragmentami z kropką (•) głębiej wyjaśniającymi pewne aspekty, ale można też przeczytać tylko tekst główny. Jako autor wolałbym, aby artykuł zainteresował nauczycieli i studentów, a może nawet licealistów, niż profesorów doktorów habilitowanych, choć i ci nie omijając fragmentów z kropką, mam nadzieję, mogą się czegoś ciekawego dowiedzieć.

Słowa kluczowe: teoria kwantów, splątanie, nierówności Bella¹, paradoks EPR, paradoks GHZ, interferometria wielofotonowa, wymiana splątania, kwantowa informacja, kwantowe technologie

Abstract. In the paper I describe why and for what achievements John F. Clauser, Alain Aspect and Anton Zeilinger received the Nobel Prize in 2022 (exactly 100 years after the prize had been awarded to Einstein and Bohr), as well as my own research related to the prize. The text is written in a twofold way. Based on familiarity with quantum physics the reader can switch between the main narrative and the parts marked with bullets (•) explaining some aspects in more detail, but one can restrict attention to the main text only. As the author, I would prefer that the paper be of interest to teachers, students, and possibly also high-school students rather than professors, although even they can learn something interesting, also from the parts marked with a bullet.

Keywords: quantum theory, entanglement, Bell inequality¹, EPR paradox, GHZ paradox, multiphoton interferometry, entanglement swapping, quantum information, quantum technologies

1. Uwagi wstępne

Postaram się zaprezentować spójny główny tekst. We fragmentach rozszerzających tekst główny, oznaczonych

czarną kropką (•) i rozpoczynających się od hasła zapisanego **łustym** drukiem (duża ich liczba znajduje się w Do-

*ORCID: 0000-0001-7882-7962

1. Zobacz *Postępy Fizyki* 73 (4) 45 (2022) (przyp. red.).

datku), przedstawiam dla tych, którzy potrafią je czytając zrozumieć lub sprawdzić w kajeciku, bardzo proste szkicowe obliczenia kwantowe. Pojęcia ważne do ogólnego zrozumienia zagadnienia, ale nie wymagające „kwantowej matematyki”, są dodatkowo definiowane/objaśniane we fragmentach tekstu z kropką zaczynających się od hasła zapisanego *kursywą*. To ważne, ponieważ w tej poddziedzinie fizyki mamy często do czynienia z naginaniem obrazu sytuacji, by była zgodna z interpretacją (często niespójną) wyznawaną przez autorów. Postaram się trzymać zasady „zamknij się i obliczaj”, ale przyznam, że w mojej ultraortodoksyjnej wersji. Gdy spoglądam na tekst, który już napisałem, to widzę, że jest on inspirowany wieloma pytaniami, które zadawali moi koledzy fizycy, studenci, a także dziennikarze. Mam wrażenie, że w przypadku prac popularnonaukowych zagadnienia związane z paradoksalnymi przewidywaniami mechaniki kwantowej są najczęściej zniekształcane. Oto moja próba kontrakcji.

2. Splątanie par cząstek

Mechanika kwantowa została odgadnięta w 1925 roku, w czerwcu przez Wernera Heisenberga (mechanika macierzowa) i w grudniu przez Erwina Schrödingera (mechanika falowa). Dopiero wiosną 1926 Schrödinger pokazał, że są to dwa równoważne „obrazy” mechaniki kwantowej, która pozwoliła zrozumieć i przewidzieć niesłychaną liczbę zjawisk, ale jej abstrakcyjne sformułowanie budziło często sprzeciw. Fakt, że teoria daje przewidywania tylko w formie prawdopodobieństw zajścia zjawisk, sugerował, że jest „wybrakowana”. Tytani: Albert Einstein i Niels Bohr podjęli debatę. W 1935 roku Albert Einstein, Borys Podolski i Nathan Rosen (EPR) [1] wskazywali na paradoksalne własności idealizacji pewnego stanu kwantowego par odległych od siebie cząstek. W tym stanie całkowity pęd wynosił zero, zatem ich pędy były przeciwne i jednocześnie poznanie położenia jednej z nich wyznaczało położenie drugiej. Te tzw. doskonałe korelacje EPR według nich implikowały istnienie „elementów rzeczywistości”, nieobecnych w mechanice kwantowej, pozwalających uczynić z niej teorię deterministyczną. Jednocześnie zaprzeczały zasadzie nieoznaczoności, albowiem rozumowanie EPR zdawało się określać bez żadnego zaburzania zarówno pęd, jak i położenie każdej z cząstek tworzących taką parę. Bohr odpowiedział [2] wskazując, że EPR pominęli w rozumowaniu zasadę komplementarności wynikającą z faktu, że pomiary pędu i położenia cząstki wzajemnie się wykluczają.

- **Formalizm mechaniki kwantowej** (czytelnicy mniej znający matematykę mogą ten fragment opuścić) w swej esencji zakłada, że stany czyste (co należy

zrozumieć przez „stan” opowieć w Dodatku) układów kwantowych są reprezentowane przez znormowane elementy zespolonej przestrzeni wektorowej Hilberta. Wielkości mierzalne, tj. obserwable, są hermitowskimi operatorami liniowymi w tej przestrzeni, których wartości własne to teoretyczne wartości pomiarowe. Ewolucja stanów jest reprezentowana przez transformacje unitarne. Prawdopodobieństwo uzyskania danego wyniku pomiaru jest kwadratem modułu iloczynu skalarowego wektora stanu układu przed pomiarem i stanu zgodnego z tym wynikiem pomiaru – reguła Borna. I co istotne, w tym formalizmie nie ma nic więcej.

Po krytyce Bohra badania teoretyczne czy doświadczalne dotyczące korelacji EPR były w złym tonie. Z poważnych teoretyków zajmowali się tym: Erwin Schrödinger, który wprowadził pojęcie kwantowego splątania (1935) i David Bohm, który zaproponował wersję eksperymentu EPR dla dwóch cząstek, każda o spinie $\frac{1}{2}$ w stanie singletowym ich spinów, czyli o całkowitym spinie równym 0. Większość rozważań o paradoksie EPR miało charakter filozoficzny.

Jednak paradoks EPR był bardziej paradoksalny niż sądzono. Pokazał to, 29 lat po publikacji EPR(!), John S. Bell [3]². Korelacje spinów w przypadku wspomnianego singletu oraz idee EPR sugerują, że wszystkie składowe spinu każdej cząstki z osobna są określone przed ich pomiarem. Bell zakładał, wraz z EPR, że te dwie cząstki są bardzo daleko od siebie, a ich pomiary są jednoczesne. EPR zakładali spełnienie praw relatywistycznej przyczynowości (tj., że żadne oddziaływanie nie może się rozchodzić szybciej niż światło), zatem pomiar wykonany przez „Alicję” na cząstce A nie może mieć żadnego wpływu na cząstkę B i na odwrót, jednoczesny pomiar „Boba” na cząstce B nie wpływa na A. Nie ma bezpośredniego wzajemnego wpływu pomiędzy tymi dwoma zdarzeniami pomiarowymi. Także lokalne decyzje, którą składową spinu mierzyć, w jego eksperymencie miały być jednoczesne, zapadać tuż przed pomiarami aby zapewnić brak wpływu decyzji Alicji na wynik pomiaru Boba i *vice versa*. Bell wyprowadził matematyczną nierówność dotyczącą eksperymentu, w którym Alicja i Bob z prawdopodobieństwami $\frac{1}{2}$ każde, niezależnie, kolejno losowo wybierają pomiar jednej z dwóch składowych spinu na kolejnych parach cząstek w takim samym stanie kwantowym. Wykazał, że wartość pewnego wyrażenia opisującego wzajemne relacje pomiędzy wszystkimi takimi możliwymi pomiarami, gdy dokonamy optymalizacji, dla dowolnej teorii wykorzystującej idee EPR jest o czynnik

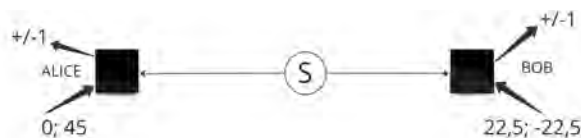
2. W naszym kwartalniku pisał o tym Jan Chwedeńczuk *Postępy Fizyki* 71 (2) 2 (2020) (przyp. red.).

2/3 niższa od maksymalnej wartości dla tego wyrażenia przewidywanej przez mechanikę kwantową dla stanów splątanych (Dodatek). Program EPR legł w gruzach, jest zaprzeczeniem mechaniki kwantowej.

Pięć lat po Bellu, John Clauser (Nobel 2022), Mike Horne, Abner Shimony i George Holt (CHSH) [4] wyprowadzają nowe nierówności Bella, które dotyczą także obserwacji eksperymentalnych. Nierówności CHSH rozstrzygały pomiędzy opisem kwantowym a lokalnym realizmem, co jest bardziej pojemnym pojęciem niż elementy rzeczywistości EPR. *Lokalny realizm* obowiązuje w relatywistycznej fizyce klasycznej. Najprostsza definicja realizmu to założenie, że wielkości dotyczące obiektów fizycznych mierzone i niemierzone w danym eksperymencie są traktowane w teorii realistycznej na równych prawach. Jeżeli np. teoria ta jest deterministyczna, to wielkości niemierzone są nieznanne, ale jednak mają jakąś (tzw. kontrfaktyczną) ustaloną wartość. Teoria lokalna to teoria zgodna z zasadami teorii względności zabraniającymi propagacji oddziaływań z prędkościami nadświetlnymi.

Dodatkowo CHSH wskazują, że kaskady fotonowe wapnia produkujące pary splątanych polaryzacyjnie fotonów umożliwią wykonanie eksperymentu Bella. Clauser, który obstawiał, że potwierdzi tezę EPR, wraz ze Stuartem Freedmanem wykonał w 1972 roku pomiary korelacji polaryzacji fotonów pochodzących z tych kaskad. Krzywa eksperymentalna, z dokładnością do błędów pomiarowych, pokrywała się z przewidywaniami mechaniki kwantowej!

*Opisane w Dodatku nierówności CHSH i CH (Clausera i Horna [5]) nie są spełniane przez mechanikę kwantową i obserwacje eksperymentalne. Zatem, co tu jest nie w porządku? Większość fizyków pracujących w dziedzinie kwantowej informacji powie: mamy (kwantową) „nie-lokalność”. Tej pewności nie jestem w stanie zrozumieć, zwłaszcza że Bohr od 1927 roku mówił o zasadzie komplementarności, która jest przeciwieństwem realizmu. Jeżeli znamy wartość pewnej wielkości fizycznej, to o wartościach wielkości komplementarnych nie wolno nam myśleć jak o istniejących choćby w teorii. Maksymalnie komplementarne np. są położenie i pęd cząstki, dwie prostopadłe względem siebie składowe spinu, kołowe i (dowolne) liniowe polaryzacje fotonu itp. Ja obstawiam komplementarność, ale z logicznego punktu widzenia albo mamy *nie-lokalność* albo *komplementarność*, albo *i to i to*. No jeszcze możemy spekulować, że wszystko we Wszechświecie jest zdeterminowane i zestrojone, zatem wybory pomiarów Alicji i Boba nie są przypadkowe i od siebie niezależne, ba, nawet mogą być powiązane z wartościami ukrytych zmiennych λ (Dodatek). To jednak by sugerowało, że zmienne przyszłego eksperymentu są np. powiązane z dniem, w którym wysyłamy nasz wnio-*



Ryc. 1. Schemat eksperymentu Bella-CHSH. S jest źródłem splątanych par „czarne skrzynki” to urządzenia pomiarowe pozwalające na wybór dokonywanego lokalnego pomiaru (dwóch różnych obserwacji). „Wychodzący” z nich wynik pomiaru jest zapisywany jako ± 1 . Gdy skrzynki reprezentują polaryzatory liniowe, optymalnym wyborem ich alternatywnych ustawień α , α' i β , β' są podane wartości (w stopniach). W przypadku nierówności CHSH i CH interesują nas częstości wyników $a = b = a' = b' = +1$, za pomocą których szacujemy prawdopodobieństwa

sek o grant, i wszystkim innym po to, aby nas oszukać. Zatem, mamy coś na kształt super astrologii.

Czy sukces Clausera zapewnił mu sławę i były się o niego uniwersytety? Nie. Nadal paradoksem EPR nie wypadało się zajmować i Clauser nigdy nie został profesorem... Alain Aspect, ostrzegany przez Bella, że nie wypada tego robić, postanowił przeprowadzić eksperymenty (prawie) dokładnie wg protokołu zakładanego przez CHSH. W ostatnim eksperymencie (1982) orientacja analizowanej w obu stacjach pomiarowych polaryzacji zmieniała się w czasie na tyle szybko, że informacja o niej nie mogła mieć nawet hipotetycznego wpływu na proces emisji fotonów [6]. Przewidywania kwantowe przetrwały te tortury. Część fizyków i filozofów nauki była zachwycona i uważała, że zamyka to debatę Einstein-Bohr, inni wskazywali na niedoskonałości eksperymentu. Większość nie była zainteresowana. Aspect przestał robić eksperymenty bellowskie i nigdy do nich nie wrócił (proszę sobie odpowiedzieć na pytanie: dlaczego?). Badania eksperymentalne były rzadkie, dyskusja raczej była zdominowana przez upartych przeciwników mechaniki kwantowej, zatem ignorowana przez zachwyconą teorią kwantów większość.

Jednak postęp w kwantowej inżynierii doprowadził do możliwości przeprowadzania eksperymentów z pojedynczymi lub tylko kilkoma obiektami kwantowymi. Eksperymenty myślowe Einsteina i Bohra stały się wykonalne. Powstawały też nowe eksperymenty myślowe.

- *Superperpozycja, nierozróżnialność procesów, interferencja.* Zerknijmy do książki Feynmana (*Feynmana wykłady z fizyki t. 3*, PWN – przyp. red.). Twierdzi on, że podstawowa różnica pomiędzy procesami kwantowymi a klasycznymi ujawnia się w złożeniu prawdopodobieństw procesów, które, jak się wydaje, realizują się poprzez pewne dwie lub więcej sytuacji pośrednich. Cząstka opuszcza źródło s i dociera do przesłony, w której mamy dwie szczeliny i za tą przeszkodą rejestruje ją detektor w punkcie x . Skoro dotarła do punktu x , to musiała wcześniej przejść przez szczelinę k_1 lub szczelinę k_2 , a do każdej z nich, jeżeli dotarła, to ze źródła S . Oznaczmy prawdopodobieństwo wystąpienia zdarzenia późniejszego p pod

warunkiem, że wcześniej wystąpiło zdarzenie w jako $P(p|w)$. Prawdopodobieństwo zdarzenia najpierw wynosiło w , potem k , a w końcu p wynosi $P(p|k)P(k|w)$. A w przypadku dwóch alternatywnych dróg wiodących od zdarzenia s do x , będziemy mieli $P(x|s) = P(x|k_1)P(k_1|s) + P(x|k_2)P(k_2|s)$. Tak to opisują klasyczna fizyka i klasyczny rachunek prawdopodobieństwa. Jednak w „doświadczeniu z dwiema szczelinami” ta reguła składania prawdopodobieństw nie obowiązuje i tylko dlatego możemy obserwować obraz interferencyjny.³ Idealna interferencja (kontrast interferencyjny równy 1) polega na tym, że istnieje punkt położenia detektora x , w którym $P(x|s) = 0$, ale dla tego punktu $P(x|k_1)P(k_1|s) \neq 0$ i $P(x|k_2)P(k_2|s) \neq 0$.

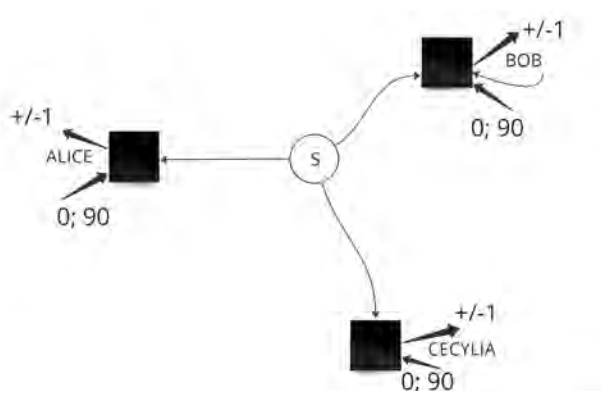
Feynman wykazuje, że warunkiem interferencji jest fundamentalna nierozróżnialność pomiędzy procesem, w którym cząstka przeszła szczeliną k_1 , a procesem, w którym cząstka przeszła szczeliną k_2 . Żadna inna wielkość fizyczna w całym Wszechświecie nie może być skorelowana z tymi alternatywnymi procesami. Jeżeli będziemy próbowali podpatrywać jakiś detektor czy jakieś oddziaływanie korelujące, to interferencja zniknie. Tak mówi teoria, to ukazują eksperymenty. Stan kwantowy zapewniający interferencję jest właśnie *superpozycją* stanu „cząstka w szczelinie k_1 ” i stanu „cząstka w szczelinie k_2 ”.

3. Od splątania wielofotonowego do teleportacji kwantowej

Szokiem dla mnie i wielu innych było wykazanie przez Danny Greebergera, Mike’a Horne’a i Antona Zeilinger (1989, GHZ) (podaję ich następną pracę z Shimonym, ponieważ zawiera więcej szczegółów i jest łatwiej dostępna [7]), że pewne stany N -cząstkowe, które oznaczmy jako $|GHZ(N)\rangle$, dają jeszcze ciekawsze korelacje niż te badane dla $N = 2$ przez Bella i innych (Dodatek). Otworzył się cały świat niezbadanych zjawisk. Wkrótce powstała nowa gałąź inżynierii kwantowej – *informacja kwantowa*.

W 1989 roku znane były wyłącznie źródła par splątanych fotonów. Fizycy zastanawiali się, czy można zaobserwować laboratoryjnie trój- (i więcej) fotonowe korelacje GHZ.

Rozwiązanie zostało zaproponowane w pracy [8] i udoskonalone w [9]. Aby uzyskać korelacje zgodne z $|GHZ(3)\rangle$ można użyć trzech niezależnie emitowanych par splątanych fotonów, jak się okazało pochodzących z trzech nawet niezależnych źródeł i dokonać procedury, którą nazwaliśmy wymianą splątania.



Ryc. 2. Schemat eksperymentu myślowego GHZ. Wartości wprowadzane do czarnych skrzynek tu reprezentują przesunięcia fazowe z rozumowania dotyczącego paradoksu GHZ (zob. twierdzenie Bella w formie CHZ w Dodatku)

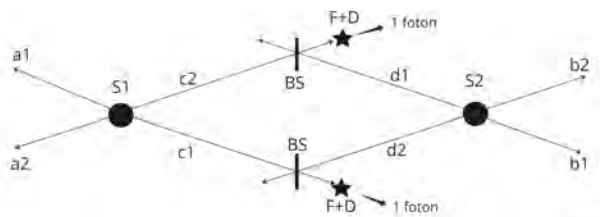
Zacznę od nowego źródła par splątanych fotonów – spontanicznej parametrycznej konwersji ku niższym częstotliwościom. Podstawowy problem kaskad fotonowych, pochodzących z pojedynczych atomów, to brak korelacji kierunkowej fotonów z emitowanej pary, co powodowało, że tylko niektóre z nich docierały do stacji pomiarowych. To czyniło kaskady bezużytecznymi, jeżeli celem jest eksperyment typu Bella jednoznacznie, bez dodatkowych założeń, falsyfikujący lokalny realizm. Na przykład gdy 1/3 fotonów, które miała odebrać Alicja, nie jest przez nią rejestrowana (i tak samo u Boba), to nigdy nie złamiemy nierówności Clausera-Horne’a.

Konwersja parametryczna daje rewelacyjne korelacje kierunkowe emitowanych par fotonów. Jeden z fotonów z emitowanej pary jest nazywany sygnałowym, a drugi ubocznym. Powstają w wyniku „pęknięcia” fotonów z silnej, kwazimonochromatycznej wiązki „pompującego” światła laserowego, przechodzącej przez przezroczysty „kryształ nieliniowy”. Ich częstotliwości, odpowiednio ω_s i ω_i prawie dokładnie dodają się do częstotliwości laserowej ω_l , a ich wektory falowe, \vec{k}_s i \vec{k}_i dają razem prawie dokładnie wektor falowy fotonu laserowego \vec{k}_l . To wcale nie wynika z zasad zachowania, ale z interferencji, ponieważ pojedyncza para powstaje w tym fragmencie kryształu, przez który przechodzi wiązka laserowa, a poza tym miejsce emisji jest całkowicie nieokreślone. Te dwie relacje razem powodują skorelowanie kierunków emisji, a właściwie ich kwantowe splątanie. Fotony są prawie idealnymi realizacjami par EPR w zakresie częstotliwości i momentów detekcji. Częstotliwość fotonu ubocznego wyznacza częstotliwość fotonu sygnału, gdyż $\omega_s \approx \omega_l - \omega_i$. Natomiast jeżeli dwa detektory ustawimy równie daleko od źródła par, to momenty detekcji obu fotonów będą praktycznie takie same $t_i = t_s$.

Od 1986 roku konwersja parametryczna stała się kołem roboczym generacji fotonowego splątania. Pierwsze, niedoskonałe eksperymenty bellowskie nowego typu

3. Obraz interferencyjny jest obserwowany po bardzo wielu powtórzeniach danego doświadczenia wykonanego zawsze w taki sam sposób (zespół statystyczny powtórzeń).

zostały wykonane przez grupę Mandela i niezależnie Yanhua Shiha i Carolla Alleya. W 1994 roku grupy Zeilingera i Shiha wspólnie pokazały, że w tzw. parametrycznej konwersji drugiego typu, możemy uzyskać pary jednokolorowych fotonów splątanych polaryzacyjnie. W 1998 roku grupa Zeilingera wykonała ulepszoną wersję eksperymentu Aspecta wykorzystując to zjawisko, zapewniając przy tym przypadkowość ustawień polaryzatorów w dwóch stacjach obserwacyjnych odległych od siebie o 400 metrów [10].



Ryc. 3. Schemat ideowy wymiany splątania. Źródło S1 pompowane impulsami laserowymi o długości czasowej T_{pump} emituje dwa fotony w tym samym kolorze w stanie równowagowej superpozycji emisji w kanałach a1 i c1 oraz a2 i c2. Niezależne, identyczne impulsowe źródło S2 emituje jednocześnie dwa fotony w stanie równowagowej superpozycji emisji w kanałach b1 i d1 oraz b2 i d2. BS to lustra półprzepuszczalne, a F+D – układ pomiarowy (oznaczony gwiazdką): wąkopasmowy filtr, dający czas koherencji T_c oraz detektor. Gdy $T_{coh} \gg T_{pump}$, fotony uboczne z S1 i S2 są efektywnie nierozróżnialne. Po detekcjach fotonów ubocznych (oznaczonych gwiazdkami), fotony sygnałowe są w stanie splątanym będącym równowagową superpozycją stanu „po fotonie” w kanałach a1 i b1 a2 i b2, co łatwo sprawdzić „na palcach” analizując alternatywne procesy prowadzące do oznaczonych gwiazdkami detekcji.

W artykule [8] opisano operacyjne warunki dokonania procesu wymiany splątania pomiędzy dwiema parami fotonów emitowanych przez dwa niezależne źródła. Przykładem są właśnie źródła wykorzystujące parametryczną konwersję. Układ interferometryczny (ryc. 3) realizuje proces detekcji obu fotonów ubocznych z tych dwóch par w taki sposób, że nie wiemy, który z pary zarejestrowanych fotonów, każdy w innym detektorze, pochodzi z którego źródła. Taka detekcja sygnalizuje, że dwa pozostałe fotony sygnałowe, bez względu na to jak daleko są od siebie, muszą być w stanie splątany i to pomimo tego, że pochodzą z różnych źródeł, nigdy ze sobą nie oddziaływały czy interferowały. To wymaga, żeby fotony uboczne miały takie same spektrum częstotliwości i dodatkowo, żeby ścisła korelacja czasowa detekcji fotonów z jednego źródła została zerwana. Gdybyśmy tej korelacji nie wymazali, to można by rozpoznać pary fotonów z konkretnego źródła, gdyż ich momenty detekcji byłyby ściśle skorelowane czasowo. Oba te warunki można spełnić przepuszczając fotony uboczne przez odpowiednio wąskie filtry częstotliwości, które wydłużają czas koherencji fotonów do $\tau_{coh} \approx \frac{1}{\Delta\omega_F}$, gdzie $\Delta\omega_F$ jest szerokością częstotliwościową filtra. W późniejszej pracy [9] wykazaliśmy, że dodatkowym, optymalnym rozwiązaniem technicznym jest użycie impulsowych laserów pompujących.

Na końcu pracy [8] sygnalizujemy, że procedura wymiany splątania pozwoli na obserwacje korelacji GHZ (eksperyment: grupa Zeilingera w 1999 roku [11]), a również umożliwi wykonanie perfekcyjnego eksperymentu bellowskiego z powiadamianiem o powstawaniu par splątanych (grupa Hansona w 2015 dokonała w ten sposób pierwszego perfekcyjnego testu Bella [12], wyprzedzając Zeilingera o parę miesięcy) oraz że modyfikacja tej konfiguracji pozwoli na realizację procesu kwantowej teleportacji (grupa Zeilingera [13]). Eksperymentalna kwantowa teleportacja (Dodatek) była jednym z najważniejszych kamieni milowych wskazujących na możliwość powstania technologii kwantowych.



Ryc. 4. „Innsbruck team”⁴ zakończenie Bankietu Noblowskiego, Sztokholm 11.12.2022 (urodziny autora artykułu); kolejno od lewej: Harald Weinfurter, Claudia Keller, Anton Zeilinger, Marek Żukowski

Pierwszą wymianę splątania zasygnalizowała grupa Zeilingera w 1998 roku [14]. Sama procedura jest jednym z elementów kwantowych protokołów, które ułatwią transmisję splątania na duże odległości (łańcuchowy system wymian splątania), co umożliwi dalekozasięgową, bezpieczną komunikację kwantową. Tu warto wspomnieć, że Anton Zeilinger jest też jednym z pionierów w dziedzinie eksperymentalnej kryptografii kwantowej i innych kwantowych technologii, co też znalazło się w uzasadnieniu przyznania Nagrody Nobla 2022. Szerze, ale bardziej specjalistyczne omówienie tych badań można znaleźć z naszej pracy przeglądowej [15].

- *Cel doświadczeń uhonorowanych Nagrodą Nobla.* Czasami możemy spotkać się z poglądem, że przedstawione doświadczenia są „ilustracją” paradoksów czy też „regu” mechaniki kwantowej. Oczywiście większość fizyków obstawilaby, że tego typu doświadczenia dadzą wyniki zgodne z przewidywaniami teorii

4. Słynna innsbrucka grupa „fotonowa” sformowana na początku lat 90. XX wieku (przyp. red.).

kwantów. W tym kontekście przypomnijmy eksperyment Hertza z 1887 roku. Wykazał on, że naprawdę jesteśmy w stanie obserwować zjawiska, w których fale elektromagnetyczne przenoszą energię i że to możemy kontrolować. Wynik eksperymentu Hertza był już zakodowany w równaniach Maxwella, ale ważne było potwierdzenie, że ich efekty są obserwowalne, a dla przyszłości inżynierii – kontrolowalne. Dzięki temu mamy radio itp. Ostatecznym trwałym osiągnięciem tegorocznych noblistów jest właśnie wykazanie obserwowalności i kontrolowalności paradoksalnych zjawisk kwantowych i dlatego razem z tymi eksperymentami rodziły się nadzieje na technologie kwantowe.

4. Gdańsk. Moi współpracownicy. ICTQT

W poprzednim rozdziale opisywałem moją współpracę z Antonem w czasie, gdy pracował na Uniwersytecie w Innsbrucku, a ja zdobyłem tam przydomek „permanentnego profesora wizytującego”. W 1999 roku Anton przeniósł się do jego ukochanego Wiednia, ja zaś stopniowo zacząłem budować grupę naukową na Uniwersytecie Gdańskim, przechwytyjąc najbardziej utalentowanych magistrantów (Dago Kaszlikowski, Wiesiu Laskowski, Marcin Wieśniak, nieco później Marcin Markiewicz). Spoza UG dołączyli Aditi Sen-De, Tomek Paterek i Marcin Pawłowski, później Mohamed Nawareg i Arijit Dutta. Wszyscy napisali wspaniałe doktoraty i nadal pracują naukowo, część z nich to profesorowie tytularni, jest też prorektor, pierwsza w historii kobieta zdobywczyni indyjskiej nagrody Shanti Swarup Bhatnagar Prize w kategorii fizyka i laureat IgNobla (autonominacja). Ci z większym stażem mają swoje grupy naukowe. Nadal bywam profesorem wizytującym w Wiedniu, ale dzięki Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej (FNP) oraz konsorcjalnym grantom Unii Europejskiej mogłem w XXI wieku finansować badania w Gdańsku.

Po bohaterskim okresie innsbruckim, z Antonem i naszymi współpracownikami dowiedliśmy, że korelacje EPR par układów bardziej skomplikowanych niż dwa kubity są w znacznie większym stopniu nieklasyczne, niż te rozważane przez Bella, Clausera i innych; przedstawiliśmy ogólne twierdzenie dotyczące redukcji kosztu komunikacyjnego obliczeń rozproszonych możliwej przy zastosowaniu metod kwantowych; dokonaliśmy pierwszej interferencji naprawdę niezależnych od siebie fotonów; obaliliśmy eksperymentalnie pewną rodzinę realistycznych teorii nielokalnych. Szereg eksperymentów dotyczących interferometrii wielofotonowej wykonały, współpracując ze mną, zespoły (byłych współpracowników Antona): Harald Weinfurtera (Monachium) i Jian-Wei Pana (USTC, Hefei-Szanghaj). Od 2006 roku w tej dziedzinie intensywnie współpracuję z grupą Moha-

meda Bourennane (Sztokholm). Wraz z Caslavem Bruknerem napisaliśmy pracę o rozszerzeniu nierówności typu CHSH-Bella dla układów wielokubitowych dającym wszystkie możliwe takie nierówności.

Od 1995 roku zaczęły się ukazywać wspaniałe prace dotyczące ogólnej teorii stanów splątanych i teorii informacji kwantowej autorstwa rodziny Horodeckich (Ryszarda, Pawła, Michała, później Karola), co ustabilizowało silną pozycję UG w tego typu badaniach w Polsce i na świecie. W 2007 roku utworzono Krajowe Centrum Informatyki Kwantowej pierwotnie zlokalizowane we wspaniałej willi w Sopocie. W 2018 roku powstało International Centre for Theory of Quantum Technologies (ICTQT) finansowane przez FNP w ramach programu Międzynarodowe Agendy Badawcze bazującego na funduszach Unii Europejskiej. Naszym oficjalnym partnerem naukowym i wzorcem do naśladowania jest IQOQI-Wienna utworzone z inicjatywy Antona Zeilingera. ICTQT na początku zatrudniało tylko dwóch naukowców: Pawła Horodeckiego i autora niniejszego artykułu, a obecnie cały zespół naukowy liczy około 70 osób. Jest to językowo istna Wieża Babel, a intelektualnie kwantowa kraina czarów.

W ramach ICTQT, oprócz niestety dyrektorowania, jestem szefem grupy Wielofotonowej Optyki Kwantowej i Kwantowej Informacji. Moi doktoranci to Bianka Wołoncewicz i Konrad Schlichtholtz, a postdocy Tamoghna Das i Antonio Mandarino, nieformalnymi członkami grupy są Marcin Karczewski i Marcin Markiewicz. Liderami innych grup naukowych w ICTQT są Ana Belen Sainz, Łukasz Rudnicki, Marcin Pawłowski, Michał Horodecki i Paweł Horodecki. Zapraszam na stronę www.ictqt.edu.pl

Aha, nie wspomniałem jeszcze o metodologii, którą stosujemy: wszelkimi sposobami próbować rozwiązać problem naukowy, który nas dręczy i nie poddawać się, gdy na początku nie mamy zielonego pojęcia, jak to zrobić.

5. Dodatek

- *Stany kwantowe.* Będę tu używał tego pojęcia w sposób niezależny od interpretacji mechaniki kwantowej. Zatem stan kwantowy jest specyficznym dla teorii kwantów opisem własności statystycznego zespołu równoważnie przygotowanych układów kwantowych, który umożliwia otrzymanie prawdopodobieństw wyników wszystkich możliwych przyszłych eksperymentów (za pomocą reguły Borna). W tym neutralnym podejściu stan opisuje indywidualny układ kwantowy jako element takiego zespołu statystycznego. Wszystkie wewnętrznie spójne interpretacje mechaniki kwantowej, nie będące jej modyfikacjami, muszą być z tym zgodne.

Mogą tylko dodawać pewne cechy do stanu kwantowego lub przypisywać go indywidualnym układom kwantowym należącym do wspomnianego zespołu statystycznego, ale nie mogą modyfikować reguł obliczeniowych teorii kwantów, sama teoria kwantów bowiem jest „zbiorem reguł pozwalających obliczyć prawdopodobieństwa makroskopowych zdarzeń dektcyjnych” [16].

- *Kubit* (ang. *qubit*). Tak jak pojęcie bitu jest podstawowe dla klasycznej teorii informacji, klasycznej informatyki i dla bramek logicznych, tak kubit to analogiczne pojęcie w kwantowej teorii informacji, informatyce kwantowej i dla kwantowych bramek logicznych. Bit to fizycznie stan jakiegoś przełącznika, np. tranzystora: wartość 0 – prąd nie płynie, wartość 1 – prąd płynie. Idealnym kubitami jest polaryzacja pojedynczego fotonu (spin elektronu też). Przyjmijmy, że wiążemy z polaryzacją liniową poziomą (H) wartość logiczną 0, a z polaryzacją pionową (V) wartość 1. Jednak pion czy poziom to nic obiektywnego dla fotonów, zatem możemy mieć polaryzacje liniowe w dowolnych pośrednich kierunkach. I tak na przykład polaryzacja diagonalna (D) ma składową poziomą, jak też pionową i to o tej samej długości, ale nie jest żadną z tych polaryzacji. W takim przypadku foton niesie (równowagową) superpozycję kubitów polaryzacyjnych stanów reprezentujących wartości bitowe 0 i 1. **Opis dla bardziej zaawansowanych:** wtedy mamy $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$ lub używając zapisu logicznego $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$. Dowolny stan kubitów można przedstawić jako $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin\theta|0\rangle + e^{i\phi}\sin\theta|1\rangle)$, gdzie θ i ϕ to dwie liczby rzeczywiste.
- *Kwantowe stany czyste i mieszane*. Stany czyste układu kwantowego (jako elementu zespołu statystycznego...) to te, dla których przypadkowość przewidywanych wyników pomiarów ma naturę wyłącznie kwantową. Innymi słowy nie ma sposobu, aby je opisać jako klasyczną probabilistyczną mieszaninę dwóch różnych stanów kwantowych (raz się pojawia ten, a raz tamten stan, ale nie wiemy kiedy który, znamy tylko prawdopodobieństwa ich występowania). To one są reprezentowane za pomocą wektorów (zespolonej) przestrzeni Hilberta (o długości czyli „normie” 1). W przypadku stanów kubitów ma ona wymiar dwa. Tak jak wektory rzeczywiste dwuwymiarowe możemy przedstawić jako ciągi liczb (r_1, r_2) , tak uogólnienie hilbertowskie dla kubitów wymaga przedstawienia rozszerzonego do ciągów liczb zespolonych (c_1, c_2) . Już w szkole podstawowej dowiedzieliśmy się, że każdy wektor może być przedstawiony jako złożenie (superpozycja) dwóch innych, więc zauważą Państwo natychmiast, że często

spotykana fraza „[czysty] stan kwantowy kubitów może być superpozycją dwóch innych, różnych od niego stanów” jest całkowicie bez sensu, ponieważ zawsze jest superpozycją. Natomiast *stany mieszane* zawsze możemy opisać jako klasyczną probabilistyczną mieszaninę dwóch różnych stanów kwantowych czystych lub mieszanych.

- *Stany splątane* muszą dotyczyć przynajmniej dwóch podukładów. Dla twierdzenia Bella istotne jest, aby te układy były cząstkami oddalonymi od siebie. Konieczność ich istnienia można wykazać następująco. Wyobraźmy sobie cząstkę o spinie 0, która rozpada się na dwie cząstki o spinie $\frac{1}{2}$, a ich całkowity spin wynosi nadal 0. Spin to wielkość wektorowa posiadająca składowe. Skoro całkowity spin to nadal zero, a więc suma spinów obu cząstek to też zero, a zatem wszystkie składowe tej sumy mają wartość 0. Jednak pojedynczy pomiar dowolnej składowej spinu cząstki o spinie $\frac{1}{2}$ zawsze daje jedną z wartości $\pm\frac{1}{2}$ i nic innego, bo taka jest natura spinu. Dlatego w przypadku każdej wspomnianej pary spinów pomiar *tej samej* składowej dla każdego z tych spinów z osobna musi dawać wyniki przeciwne, aby w efekcie otrzymać zero, ponieważ jednym ze sposobów poznania wartości jakiejś składowej łącznego spinu pary cząstek jest pomiar danej składowej dla każdej z obu cząstek i zsumowanie wyników. Jednak wartości *średnie* pomiaru dowolnej składowej spinu jednej z cząstek muszą wynosić zero, czyli lokalny pomiar daje wartości przypadkowe $+\frac{1}{2}$ i $-\frac{1}{2}$ z równym prawdopodobieństwem. Wynika to z tego, że jeżeli całkowity spin wynosi 0, to nie jest wyróżniony żaden kierunek i reguła Borna przewidująca prawdopodobieństwa zastosowana do pojedynczego spinu też nie może wyróżniać żadnego kierunku (poprzez niezerową wartość średniej wartości spinu w danym kierunku.). **Dla zaawansowanych:** Stan o którym mówię to „singlet” $\frac{1}{\sqrt{2}}(|+z\rangle_A |-z\rangle_B - |-z\rangle_A |+z\rangle_B)$, gdzie $|\pm z\rangle$ jest stanem własnym operatora składowej z spinu stowarzyszonym z wartościami własnymi odpowiednio $\pm\frac{1}{2}$. Nie da się go przedstawić w formie sfaktoryzowanej $|\Psi_A\rangle_A |\Phi_B\rangle_B$, która stanowi formalną definicję stanów czystych „niesplątanych” („separowalnych”). Mieszane stany separowalne dwóch układów, to stany dające się opisać jako probabilistyczna mieszanina czystych stanów separowalnych.
- **Teorie z lokalnymi ukrytymi zmiennymi** są równoważnym podejściem do lokalnego realizmu. Ukryte zmienne (dalej oznaczane przez λ), to zmienne niewystępujące w formalizmie kwantowym, dodane do niego, aby modelować probabilistyczną naturę kwantowych przewidywań. Wprowadzamy ich rozkład statystyczny $\rho_{LHV}(\lambda|\psi)$ związany z danym

stanem kwantowym $|\psi\rangle$. Jeżeli mierzymy zmienną α , to takie teorie przewidują, że jej wartość a występuje z prawdopodobieństwem wyrażonym wzorem: $P(a|\alpha, \psi)_{LHV} = \int d\lambda p_{LHV}(\lambda|\psi) p_{LHV}(a|\alpha, \lambda)$, gdzie $p_{LHV}(a|\alpha, \lambda)$ jest klasycznym prawdopodobieństwem warunkowym. Postulat lokalności wymusza następującą formułę dla uzyskania wartości a i b w przestrzeni rozdzielonych jednocześnie pomiarach α i β : $P(a\&b|\alpha, \beta; \psi)_{LHV} = \int d\lambda p_{LHV}(\lambda|\psi) p_{LHV}(a|\alpha, \lambda) p_{LHV}(b|\beta, \lambda)$. Takie sformułowanie prowadzi do wspomnianych nierówności Bella dla lokalnego realizmu. Na przykład nierówność Clausera i Horna (CH) [5], zapisana w uproszczonej notacji $P(a\&b) = P(a\&b|\alpha, \beta; \psi)_{LHV}$, ma następującą postać

$$P(a\&b) + P(a\&b') + P(a'\&b) - P(a'\&b') - P(a) - P(b) \leq 0.$$

Ta nierówność jest też spełniana w klasycznym rachunku prawdopodobieństwa. Maksymalna wartość lewej strony przewidywana przez mechanikę kwantową dla eksperymentu Bella to $\frac{\sqrt{2}-1}{2}$. Czy to oznacza, że $P(a\&b|\alpha, \beta; \psi)_{LHV}$ musi być zastąpione przez $\int d\lambda p_{\psi}(\lambda) p_{HV}(a\&b|\alpha, \beta, \lambda)$ (złamanie lokalności), czy po prostu ukryte zmienne λ nie istnieją, a zatem wszystkie powyższe formuły są bez sensu – tego niespełnienie (“złamanie”) nierówności CH nie rozstrzyga.

- **Problem nieefektywnej detekcji.** Jeżeli nasz system detekcji po obu stronach eksperymentu nie wychwytuje dużej części cząstek, np. tylko ułamek z nich, to prawdopodobieństwa detekcji koincydencyjnej (cztery pierwsze w nierówności CH) zmniejszają się o czynnik η^2 , natomiast $P(a)$ i $P(b)$ tylko o czynnik η . Można wykazać, że dla $\eta \leq \frac{2}{3}$ kwantowe korelacje polaryzacji fotonów nie są w stanie dać po lewej stronie nierówności CH wartości powyżej zera, czyli jest niemożliwe jej złamanie. Ten istotny problem eksperymentalny został po raz pierwszy pokonany w 2015 roku [12].
- **Twierdzenie Bella w formie GHZ.** Weźmy stan $|GHZ(3)\rangle$ dany wzorem $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A |H\rangle_B |H\rangle_C + |V\rangle_A |V\rangle_B |V\rangle_C)$. Opisuje on pewne splątane własności trzech cząstek, np. polaryzacje fotonów, a wtedy H to polaryzacja horyzontalna, a V pionowa. Każdy z trzech fotonów porusza się ku innej stacji pomiarowej kontrolowanej odpowiednio przez Alicję, Boba, Cecylię i pojawiają się tam jednocześnie. Stacje te są bardzo od siebie odległe, źródło cząstek jest w centrum trójkąta równobocznego przez nie wyznaczanego. Tuż przed aktem pomiaru w kanałach V obserwatorzy ustalają wartości lokalnych faz na wejściu do ich urządzeń

odpowiednio ϕ_A, ϕ_B and ϕ_C . To powoduje pojawienie się czynnika fazowego $e^{i(\phi_A+\phi_B+\phi_C)}$ przed drugim członem stanu.

Elementy obliczeń. Zakładamy że ich końcowe stacje pomiarowe rozróżniają pomiędzy stanami polaryzacji liniowej $|\pm\rangle_X = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(|H\rangle_X \pm |V\rangle_X)$, gdzie $X = A, B, C$. Pamiętając, że $\langle H|V\rangle = 0$, widzimy, że amplitudy prawdopodobieństwa detekcji w detektorach rejestrujących stany $|\pm\rangle_X$ dla poszczególnych fotonów, muszą mieć ogólną formę $\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^4 (1 \pm e^{i(\phi_A+\phi_B+\phi_C)})$. Na przykład rejestracja zgodna z $|+\rangle_X$ dla wszystkich obserwatorów ma amplitudę $\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^4 (1 + e^{i(\phi_A+\phi_B+\phi_C)})$. Możemy stowarzyszyć ze stanami $|\pm\rangle_X$ odpowiednie wartości $\pm 1 = X(\phi_x)$, czyli to będą wartości własne naszych obserwacji, reprezentujące możliwe wartości pomiarowe. To pozwala uzyskać zgrabną formułę na średnią wartość iloczynu lokalnych wyników

$$\langle A(\phi_a)B(\phi_b)C(\phi_c) \rangle = \cos(\phi_A + \phi_B + \phi_C).$$

Gdy $\cos(\phi_A + \phi_B + \phi_C) = \pm 1$, mamy doskonałe korelacje GHZ, uogólnienie korelacji EPR. Wydaje się, że można za pomocą nich zdefiniować elementy rzeczywistości dla każdej trójki fotonów w stanie $|GHZ(3)\rangle$. Dla pewnych „czterech alternatywnych” możliwych kombinacji lokalnych faz ϕ_X (zapiszemy je poniżej w stopniach) będziemy mieli następujące relacje elementów rzeczywistości (potencjalnych wyników równych $+1$ lub -1), które odpowiednio oznaczymy jako $A(A), B(B)$ i $C(C)$, uzupełniające opis kwantowy cząstek A, B i C

$$A(0)B(0)C(0) = \cos 0 = 1,$$

$$A(0)B(90)C(90) = \cos 90^\circ = -1,$$

$$A(90)B(90)C(0) = \cos 90^\circ = -1,$$

$$A(90)B(0)C(90) = \cos 90^\circ = -1.$$

Ale... $A(\phi_x)^2 = B(\phi_x)^2 = C(\phi_x)^2 = 1$, zatem trywialne przemnożenie tych czterech równań stronami daje $1 = -1$, czyli metoda EPR nie ma sensu. Zauważmy, że każdy z obserwatorów w konkretnej sytuacji musi wybrać pomiędzy pomiarem z fazą 0 lub 90° , co zgodnie z zasadą komplementarności Bohra uniemożliwia całe powyższe rozważania, jeżeli bowiem określimy np. wartość $A(0)$, to nie mamy prawa w przypadku tej samej cząstki A rozważać jednocześnie wartości $A(90)$ jako określonej, ale nieznannej.

- **Dlaczego fotony „pękają” w pewnych „nieliniowych” kryształach?** Gdy pojawiły się lasery, fizycy nagle mieli stabilne źródła quasi-monochromatycznego światła o niespotykanej dotąd mocy. Szybko je wykorzystano m.in. do generacji drugiej harmonicznej światła, czyli do przemiany części światła lasera o częstotliwości ν w światło o częstotliwości 2ν . Jest to możliwe np.

gdy promień lasera przechodzi przez kryształ (zawsze dwójłomny, odpowiednio zorientowany), którego polaryzacja elektryczna przy dużym natężeniu fali wchodzącej ma nie tylko zwyczajny człon liniowy $P(\vec{x}, t)_L = \chi E(\vec{x}, t)$, ale także istotną część zależną od kwadratu pola elektrycznego związanego z falą świetną, czyli $P(\vec{x}, t)_{NL} = \chi_{NL} E^2(\vec{x}, t)$. Uwaga: to jest wzór przybliżony, w rzeczywistości mamy do czynienia z tensorem polaryzowalności nieliniowej i musimy uwzględnić polaryzację światła i wektorową naturę pola elektrycznego. Z równań Maxwella wynika, że drgania polaryzacji elektrycznej ośrodka powodują emisję fali elektromagnetycznej o częstotliwości tych drgań. W przypadku $P(\vec{x}, t)_{NL}$, jeżeli „pompująca” (pierwotna) fala ma częstotliwość $\nu = \omega/2\pi$, to będzie emitowana fala o częstotliwości 2ν , ponieważ jeśli $E(\vec{x}, t) = E_0 \cos \omega t$, to nieliniowa część polaryzacji elektrycznej jest proporcjonalna do $E^2(\vec{x}, t) = E_0^2 \cos^2 \omega t = \frac{1}{2} E_0^2 (\cos 2\omega t + 1)$. Kwadrat amplitudy, E_0^2 , wyraźnie wskazuje, że to zjawisko jest tym silniejsze im silniejsze jest wchodzące pole, a dla słabych pól zanika. Dlatego musimy używać laserów, aby je zaobserwować. Jeżeli rozpatrzymy to zjawisko z fotonowego punktu widzenia, to proces ten musi polegać na przemianie pary fotonów z lasera o częstotliwości ν w jeden foton o częstotliwości 2ν . Zatem teoria kwantów wymaga, by operator generujący ewolucję (hamiltonian, \hat{H}) miał człon proporcjonalny do $\hat{a}^\dagger(2\nu)\hat{a}(\nu)\hat{a}(\nu)$, gdzie $\hat{a}^\dagger(2\nu)$ jest operatorem kreacji fotonu o częstotliwości 2ν , a $\hat{a}(\nu)$ to operator anihilujący (usuwający) foton o częstotliwości ν . Symbol \dagger oznacza tu sprzężenie hermitowskie (jest to pewne matematyczne przekształcenie, zob. dalej). Czyli operator $\hat{a}^\dagger(2\nu)$ jest sprzężeniem operatora anihilacji $\hat{a}(2\nu)$ i na odwrót (zob. dalej). Mamy te same relacje dla $\hat{a}(\nu)$. Aby zrozumieć tego konsekwencje, wykorzystamy regułę, zgodnie z którą sprzężenie hermitowskie dowolnego wcześniej sprzężonego operatora \hat{A} daje operator pierwotny, czyli $(\hat{A}^\dagger)^\dagger = \hat{A}$, a dla bardziej wymagających trzeba tu jeszcze wspomnieć regułę $(\hat{A}\hat{B})^\dagger = \hat{B}^\dagger\hat{A}^\dagger$. I tu wkracza piękno teorii kwantów, generator ewolucji bowiem powinien być operatorem „samosprzężonym”, czyli $\hat{H}^\dagger = \hat{H}$, a to w rozważanym przypadku oznacza, że dyskutowany człon Hamiltonianu musi być tak uzupełniony, aby mieć formę samosprzężoną. Całość ma więc postać $\hat{a}^\dagger(2\nu)\hat{a}(\nu)\hat{a}(\nu) + \hat{a}(2\nu)\hat{a}^\dagger(\nu)\hat{a}^\dagger(\nu)$. Dodany człon jest sprzężeniem pierwszego i na odwrót, łatwo to sprawdzić. Ten nowy człon umożliwia przemiany fotonu o częstotliwości 2ν w dwa fotony o częstotliwości ν . Zatem jeżeli rozważymy silne laserowe pole „pompujące” o częstotliwości 2ν , to kryształ nieliniowy musi czasami emitować spontanicznie (tj. bez obecności pierwotnego pola o częstotliwości ν), pary fotonów

o tej częstotliwości. Tego typu zjawisko, znane we wcześniejszych latach 70. XX wieku, przy odpowiednim tzw. dopasowaniu fazowym (relacje geometryczne pomiędzy kryształem i wiązką światła laserowego), może produkować pary fotonów (sygnałowy i uboczny) emitowanych w bardzo dobrze określonych parach kierunków (zdefiniowanych przez wspomniane w tekście głównym wektory falowe \vec{k}_s i \vec{k}_i) oraz o dobrze określonych polaryzacjach liniowych. W przypadku dopasowania fazowego typu I są to dwie identyczne polaryzacje, a dla dopasowania typu II są to polaryzacje wzajemnie prostopadłe. Pewne tricki doświadczane pozwalają na uzyskanie splątanych stanów polaryzacji dla tych par. To może być nałożenie na siebie dwóch procesów dających przeciwne pary polaryzacji, np. poprzez sklejenie ze sobą dwóch dosyć cienkich, prostopadłościennych kawałków tego samego kryształu dwójłomnego, ale obróconych względem siebie o 90 stopni. Ponieważ nie mogę tu zapisać całego podręcznika dotyczącego przemiany częstotliwości światła w kryształach nieliniowych, odsyłam zainteresowanych szczegółami do naszej pracy przeglądowej [15].

- **Kwantowa teleportacja** [17] to protokół wykorzystujący interferencję trzech cząstek. Przedstawię to w formie powiązanej z eksperymentem Zeilingera. Rozpatrzmy teleportację stanu polaryzacji fotonu. Foton, nazwijmy go C , o nieznanym stanie polaryzacji $|\Psi\rangle_C$ pojawia się w laboratorium Alicji. Tam dociera drugi foton A , który jest w maksymalnie splątanim stanie polaryzacji $|\psi_-\rangle_{AB}$ z trzecim fotonem B , poruszającym się ku odległemu laboratorium Boba. Alicja ma interferometr powodujący ewolucję stanu cząstek C i A . W jego kanałach wyjściowych znajduje się układ detekcyjny nierozróżniający tych fotonów, a za to rozróżniający „stany Bella” ich polaryzacji: $|\psi_\pm\rangle_{CA} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_C|V\rangle_A \pm |V\rangle_C|H\rangle_A)$ i $|\phi_\pm\rangle_{CA} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_C|H\rangle_A \pm |V\rangle_C|V\rangle_A)$. Po pomiarze Alicja wysłała do Boba metodą klasyczną, np. za pośrednictwem telefonu na korbkę, dwa bity informacji: $b_1b_2 = 00$, albo 01 , albo 10 , albo 11 , co oznacza: otrzymałam wynik pomiaru zgodny odpowiednio z $|\psi_-\rangle_{CA}$, $|\psi_+\rangle_{CA}$, $|\phi_-\rangle_{CA}$, $|\phi_+\rangle_{CA}$. Po otrzymaniu b_1b_2 Bob wykonuje jedną z czterech transformacji (unitarnych) $U_{b_1b_2}$ stanu polaryzacji swego fotonu B . Te transformacje są wcześniej ustalone i tak dobrane, aby foton Boba uzyskiwał w wyniku tego protokołu zawsze stan polaryzacji $|\Psi\rangle_B$, czyli ten nieznaną stan, który „przyleciał” z fotonem C do Alicji.

*

Fascynujące aspekty kwantowej teleportacji:

- ✓ Gdy mamy precyzyjnie ustalony protokół (obejmujący strojenie interferometrów), to po uzyskaniu

dwóch bitów $b_1 b_2$ Bob odtwarza u siebie nieznaną Alicji stan $|\Psi\rangle$. Konkretny stan polaryzacji możemy zapisać w formie pary amplitud $(\cos \theta, \sin \theta e^{i\phi})$, zatem musimy znać wartości dwóch liczb rzeczywistych θ i ϕ . Aby więc informację o θ i ϕ przekazać Bobowi, powinniśmy mu przesłać nieskończoną liczbę bitów, ale to z kolei wymaga, abyśmy znali ten stan...

- ✓ Pierwotny stan cząstki C jest bezpowrotnie „z niej” wymazywany. Jeśli bity $b_1 b_2$ gdzieś się zagubią, to ten stan jest nie do odtworzenia.
- ✓ Wbrew legendom nie jest to przekaz natychmiastowy (potrzebny jest „telefon”); nie jest to przekaz fotonu, a jedynie stanu kwantowego polaryzacji fotonu C fotonowi B .

Acknowledgement

The author is supported by Foundation for Polish Science (FNP), IRAP project ICTQT, contract no. 2018/MAB/5, co-financed by EU Smart Growth Operational Programme.

Literatura

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>.
- [2] N. Bohr, *Phys. Rev.* **48**, 696 (1935), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.48.696>.
- [3] J. S. Bell, *Physics Physique Fizika* **1**, 195 (1964), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>.
- [4] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.880>.
- [5] J. F. Clauser and M. A. Horne, *Phys. Rev. D* **10**, 526 (1974), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.10.526>.
- [6] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1804>.
- [7] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger, *American Journal of Physics* **58**, 1131 (1990), URL <https://doi.org/10.1119/1.16243>.
- [8] M. Żukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne, and A. K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4287 (1993), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.4287>.
- [9] M. Żukowski, A. Zeilinger, and H. Weinfurter, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **755**, 91 (1995), URL <https://doi.org/10.1111/j.1749-6632.1995.tb38959.x>.
- [10] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5039 (1998), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5039>.
- [11] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, M. Daniell, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1345 (1999), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.1345>.
- [12] B. Hensen, H. Bernien, A. E. Dréau, A. Reiserer, N. Kalb, M. S. Blok, J. Ruitenberg, R. F. L. Vermeulen, R. N. Schouten, C. Abellán, et al., *Nature* **526**, 682 (2015), URL <https://doi.org/10.1038/nature15759>.
- [13] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Nature* **390**, 575 (1997), URL <https://doi.org/10.1038/37539>.
- [14] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3891 (1998), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.3891>.
- [15] J.-W. Pan, Z.-B. Chen, C.-Y. Lu, H. Weinfurter, A. Zeilinger, and M. Żukowski, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 777 (2012), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.777>.
- [16] C. A. Fuchs and A. Peres, *Physics Today* **53**, 70 (2000), URL <https://doi.org/10.1063/1.883004>.
- [17] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993), URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.1895>.

Pomiary kwantowe A.D. 2023

Quantum Measurements A.D. 2023

Rafał Demkowicz-Dobrzański*

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Streszczenie: W artykule przedstawiono współczesne spojrzenie na zagadnienie pomiarów kwantowych z punktu widzenia kwantowej teorii estymacji oraz najnowsze osiągnięcia teoretyczne i doświadczalne w dziedzinie metrologii kwantowej, ze szczególnym podkreśleniem wkładu grupy badawczej z Uniwersytetu Warszawskiego w rozwój metod teoretycznych.

Słowa kluczowe: metrologia kwantowa, pomiary kwantowe, kwantowa teoria estymacji, interferometria optyczna

Abstract: In the article a quantum estimation theory perspective on the concept of quantum measurement is presented, as well as the latest theoretical and experimental developments in the field of quantum metrology, with particular focus on the contribution of a research group from the University of Warsaw to the development of theoretical methods.

Keywords: quantum metrology, quantum measurements, quantum estimation theory, optical interferometry

Zacznijmy od przypomnienia, czego na temat pomiarów kwantowych uczą nas kanoniczne podręczniki mechaniki kwantowej. Dyskusja zagadnienia pomiaru prowadzona jest zazwyczaj w języku obserwabli, czyli operatorów hermitowskich $\hat{A} = \sum_i a_i |a_i\rangle\langle a_i|$ reprezentujących daną wielkość fizyczną, których wartości własne $\{a_i\}$ reprezentują możliwe wyniki pomiarów, a stany własne $\{|a_i\rangle\}$ odpowiadają stanom o dobrze określonej wartości danej wielkości fizycznej i tworzą bazę ortonormalną w przestrzeni Hilberta. Recepta na obliczanie prawdopodobieństw odpowiednich wyników pomiarów jest zadana regułą Borna $p_i = |\langle a_i|\psi\rangle|^2$. Dodatkowo, nieodzownym elementem wykładu jest sformułowanie zasady nieoznaczoności Heisenberga w wersji $\Delta^2 A \Delta^2 B \geq \frac{1}{4} |\langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle|^2$, która ogranicza od dołu wariancję wyników pomiaru dwóch obserwabli na danym stanie poprzez wartość oczekiwaną ich komutatora. I to by było na tyle, jeśli chodzi o podstawowy kurs mechaniki kwantowej!

Czy to naprawdę wszystko, co ciekawego można powiedzieć na temat pomiarów kwantowych? Zdecydowanie nie! Poniżej kilka argumentów:

a) W eksperymencie bardzo rzadko mamy do czynienia z bezpośrednim pomiarem wielkości fizycznej, która nas interesuje. Pomyślmy chociażby o eksperymencie Sterna-Gerlacha. Chcemy mierzyć rzut spinu cząstki na daną oś, a mierzymy ... miejsce, w którym

uderzy cząstka w ekran po tym, jak przeszła przez niejednorodne pole magnetyczne. Czy w takim razie faktycznie mierzymy obserwabłę reprezentującą rzut spinu na daną oś? Jak poprawnie opisać proces pomiaru w tym przypadku?

- b) Pewne wielkości fizyczne, które chcielibyśmy zmierzyć, nie mają odpowiadającej sobie obserwabli, np. czas, opóźnienie fazowe w interferometrze optycznym, kąt obrotu cząstki. Czy to znaczy, że nie możemy tych wielkości mierzyć? Możemy, ale w takich sytuacjach, skoro nie ma obserwabli odpowiadającej danej wielkości fizycznej, pojawia się nieoczywiste pytanie, jakie pomiary pozwolą nam na uzyskanie jak najlepszej informacji na temat interesujących nas wielkości fizycznych.
- c) Zasada nieoznaczoności w wersji Robertsona mówi jedynie o rozrzucie wyników pomiaru dwóch obserwabli, które mierzylibyśmy na *niezależnie przygotowanych* kopiach danego stanu kwantowego, a tym samym nie dotyczy w sposób jawny problemu *jednoczesnego pomiaru* tych wielkości fizycznych na tym samym układzie fizycznym, a w szczególności tego np., jak pomiar położenia zaburza pęd cząstki i *vice versa*.

Tego typu zagadnienia, dla których próżno szukać odpowiedzi w standardowych kursach mechaniki kwantowej, stały się bodźcem do rozwoju całej dziedziny kwantowej teorii pomiaru i estymacji [Hel76, Hol82, BKT92, WM09], która stanowi bazę dla rozwoju swego rodzaju „zbrojnego ramienia technologicznego” zwa-

*ORCID: 0000-0001-5550-4431

nego metrologią kwantową [GLM11, DDJK15, DRC17, PSO⁺18, PVSS20].¹

Fundamenty kwantowej teorii pomiaru i estymacji zostały sformułowane już w latach 70. XX wieku, w głównej mierze dzięki pracom Helstroma [Hel76] i Holevo [Hol82]. Kluczowym krokiem było wprowadzenie pojęcia pomiarów uogólnionych. Pojęcie to pojawia się naturalnie, gdy uwzględnimy fakt, że w trakcie pomiaru nasz układ fizyczny oddziałuje z pewnym większym (ale ciągle kwantowym) „układem pomiarowym”, a sam odczyt wyniku przez obserwatora następuje na podstawie obserwacji stanu tego większego układu pomiarowego. Matematycznie prowadzi to do opisu pomiaru za pomocą zestawu dodatnich operatorów $\{M_i\}$, które sumują się do jedynki, $\sum_i M_i = \mathbf{1}$, a reguła liczenia prawdopodobieństw danych wyników pomiaru ma postać $p_i = \langle \psi | M_i | \psi \rangle$ (ogólniej, jeśli mamy do czynienia ze stanem mieszanym $p_i = \text{Tr}(\rho M_i)$). W przypadku pomiarów standardowych (rzutowych) powyższe operatory byłyby po prostu rzutami na odpowiednie wektory własne danej obserwabli $M_i = |a_i\rangle\langle a_i|$. Tu jednak operatory mogą być dowolne, a co więcej możemy mieć ich dowolną liczbę, a nawet nieprzeliczalny zbiór. Można pokazać, że dla każdego zestawu takich operatorów pomiarowych istnieje fizyczny protokół (schemat) ten pomiar realizujący.

Dzięki pojęciu pomiarów uogólnionych możliwe było w szczególności sformalizowanie problemu jednoczesnego pomiaru niekomutujących obserwabli, który okazuje się możliwy kosztem dodatkowego zaszumienia wyników pomiaru. Przykładowo, jednoczesny pomiar położenia i pędu prowadzi do ograniczenia na iloczyn wariancji uzyskanych wyników postaci $\Delta^2 x \Delta^2 p \geq \hbar^2$ [YL73], co jest czterokrotnie silniejszym ograniczeniem, niż ograniczenie wynikające ze standardowej zasady nieoznaczoności Heisenberga–Robertsona.

1. W tym miejscu, należy podkreślić, że poza powyższymi „technicznymi” problemami związanymi z pomiarami kwantowymi, istnieją znacznie głębsze zagadnienia o charakterze *de facto* filozoficznym, dotyczące samych podstaw mechaniki kwantowej. Pojęcie pomiaru pojawia się w teorii jako aksjomat i tym samym w ramach ortodoksyjnej minimalistycznej interpretacji kopenhaskiej nie można zredukować procesu pomiaru do unitarnej ewolucji, która opisuje ewolucję układów fizycznych izolowanych. Tym samym proces pomiaru jest pewnego rodzaju „wtrętem klasycznym” w ramach teorii. Intuicyjnie, wierząc w fundamentalny charakter opisu kwantowego, chcielibyśmy jednak sam pomiar również opisać jako proces kwantowy. Z tym jednak są poważne problemy i zwolennicy konkurujących ze sobą różnych interpretacji mechaniki kwantowej prowadzą ze sobą od ponad stu lat spór na temat natury pomiaru kwantowego, funkcji falowej, roli obserwatora, świadomości, grawitacji itp. Mimo doniosłości tych pytań, nie będziemy się nimi tutaj zajmować, jako że zaprowadziłoby to nas w gąszcz filozoficznych dywagacji, z których moglibyśmy się szybko nie wypłatać ... o tych rzeczach można by napisać w wersji „weekendowej” artykułu.

W typowym zagadnieniu kwantowej teorii estymacji rozważa się stan kwantowy ρ_φ sparametryzowany jednym lub wieloma parametrami φ . Celem jest znalezienie optymalnego pomiaru uogólnionego $\{M_i\}$ oraz estymatora $\tilde{\varphi}(i)$, które zapewnią jak najlepszą estymację nieznanego parametru φ . Estymator jest funkcją, która na podstawie uzyskanych wyników pomiaru zwraca wartość estymowanego parametru. Zadanie kwantowej teorii estymacji, można teraz sformułować następująco: znajdź najlepszy pomiar i estymator, tak by błąd estymacji był jak najmniejszy.

Jednym z najważniejszych matematycznych narzędzi pozwalających określić najlepszą możliwą precyzję estymacji parametru zakodowanego w stanach kwantowych jest *kwantowa informacja Fishera*, $F_Q(\rho_\varphi)$ [Hel76, Hol82, BC94]. Jej odwrotność daje fundamentalne dolne ograniczenie na możliwą wariancję estymatora (nieobciążonego) w postaci:

$$\Delta^2 \tilde{\varphi} \geq \frac{1}{F_Q(\rho_\varphi)}. \quad (1)$$

Powyższa nierówność nazywana jest kwantową nierównością Craméra-Rao. Znajomość kwantowej informacji Fishera pozwala ocenić, jak dużo informacji na temat danego parametru można uzyskać wykonując pomiar na stanie ρ_φ . W przypadku stanów czystych $\rho_\varphi = |\psi_\varphi\rangle\langle\psi_\varphi|$ wielkość ta wyraża się prostym, jawnym wzorem

$$F_Q(|\psi_\varphi\rangle) = 4 \left(\langle \dot{\psi}_\varphi | \dot{\psi}_\varphi \rangle - |\langle \psi_\varphi | \dot{\psi}_\varphi \rangle|^2 \right), \quad |\dot{\psi}_\varphi\rangle = \frac{d}{d\varphi} |\psi_\varphi\rangle. \quad (2)$$

Jako przykład zastosowania, rozważmy problem estymacji czasu ewolucji układu fizycznego. Niech $|\psi_t\rangle = e^{-i\hat{H}t/\hbar} |\psi_0\rangle$ będzie stanem przeewoluowanym pod wpływem znanego Hamiltonianu w nieznanym czasie t . Naszym celem jest estymacja czasu t . Zauważając, że $|\dot{\psi}_t\rangle = -i\hat{H}/\hbar |\psi_t\rangle$ i korzystając z równania (2) otrzymujemy

$$F_Q(|\psi_t\rangle) = \frac{4}{\hbar^2} \left(\langle \psi_t | \hat{H}^2 | \psi_t \rangle - \langle \psi_t | \hat{H} | \psi_t \rangle^2 \right) = \frac{4}{\hbar^2} \Delta^2 \hat{H}. \quad (3)$$

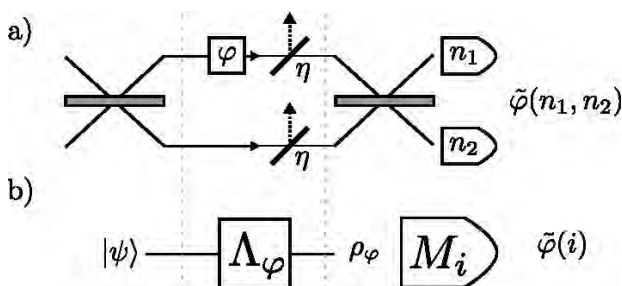
Widzimy, że kwantowa informacja Fishera jest proporcjonalna do wariancji Hamiltonianu na stanie $|\psi_t\rangle$. Korzystając z nierówności Craméra-Rao (1) otrzymujemy

$$\Delta^2 \tilde{t} \Delta^2 \hat{H} \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (4)$$

Tym samym wyprowadziliśmy formalnie zasadę nieoznaczoności typu czas-energia, gdzie $\Delta^2 \hat{H}$ jest standardową wariancją obserwabli, w tym przypadku związanej z energią, a $\Delta^2 \tilde{t}$ jest wariancją estymatora. Zauważmy, że dzięki ogólnemu sformułowaniu w ramach kwantowej teorii estymacji, nie przeszkadzała nam sytuacja, w której estymowany parametr (czas) związany jest z wielkością, która nie ma odpowiadającej sobie obserwabli. Ma to operacyjny sens, ponieważ możemy mierzyć dowolną

obserwablę i na jej podstawie wnioskować o upływie czasu.

Z praktycznego punktu widzenia, najciekawsze wyniki kwantowej teorii estymacji i metrologii kwantowej dotyczą zagadnień interferometrii optycznej. Na cały problem interferometrii optycznej można patrzeć nieco bardziej abstrakcyjnie, jako na przykład problemu estymacji kanału kwantowego (rys. 1) [DDJK15]. Można traktować ramiona interferometru, w których wprowadzane jest opóźnienie fazowe i gdzie zachodzą straty fotonów, jako kanał kwantowy Λ_φ . Kanał kwantowy przekształca wejściowy stan $|\psi\rangle$ (w tym przypadku będzie to stan światła za pierwszą płytką światłodzielną interferometru, którą tym samym można traktować jako element przygotowania stanu) w stan końcowy $\rho_\varphi = \Lambda_\varphi(|\psi\rangle\langle\psi|)$. Na stanie końcowym wykonywany jest pomiar, który w standardowym schemacie interferometrycznym polega na użyciu kolejnej płytki światłodzielną i wykonaniu pomiaru liczby fotonów n_1, n_2 w odpowiednich portach wyjściowych interferometru. W bardziej ogólnym podejściu powiedzielibyśmy, że na stanie kwantowym ρ_φ został wykonany pewien uogólniony pomiar kwantowy $\{M_i\}$, a wartość opóźnienia fazowego została określona przez estymator $\tilde{\varphi}(i)$.



Rys. 1. a) Schematyczna ilustracja interferometru Macha-Zehndera z uwzględnieniem strat fotonów modelowanych poprzez obecność wirtualnych płytek światłodzielną w jego ramionach, o transmisjach η . Na końcu wykonywany jest pomiar liczby fotonów, na podstawie którego estymowana jest wartość opóźnienia fazowego za pomocą estymatora $\tilde{\varphi}(n_1, n_2)$. b) Równoważne spojrzenie na zagadnienie interferometrii jako szczególny przypadek ogólnego problemu estymacji kanału kwantowego, gdzie stan kwantowy $|\psi\rangle$ przechodzi przez kanał kwantowy Λ_φ , po czym wykonywany jest na nim pomiar uogólniony $\{M_i\}$ i na podstawie uzyskanych wyników estymowany jest parametr

Możemy teraz skorzystać z narzędzi kwantowej estymacji, aby odpowiedzieć na fundamentalne dla interferometrii optycznej pytania. Jakie stany światła, przy ograniczeniu na całkowitą energię (liczbę fotonów), są optymalne dla uzyskania jak najlepszej precyzji interferometrycznej, najdokładniejszej estymacji fazy φ . Jaką poprawę precyzji można uzyskać, dzięki wykorzystaniu nieklasycznych źródeł światła (splątanych fotonów, stanów ściśniętych światła) i czy przewagę tę będzie można wykorzystać w realistycznych warunkach eksperymentalnych, gdzie mamy do czynienia z nieuniknionymi stratami fotonów?

Matematycznie problem sprowadza się do znalezienia stanów wejściowych $|\psi\rangle$ takich, że kwantowa informacja Fishera stanu wyjściowego będzie maksymalna

$$\max_{|\psi\rangle} F_Q[\Lambda_\varphi(|\psi\rangle\langle\psi|)]. \quad (5)$$

Ogólny stan n fotonów podróżujących dwoma ramionami interferometru można zapisać w postaci superpozycji

$$|\psi\rangle = \sum_{k=0}^n c_k |k\rangle \otimes |n-k\rangle, \quad (6)$$

gdzie $|k\rangle \otimes |n-k\rangle$ oznacza stan, w którym k fotonów podróżuje górnym, a $n-k$ dolnym ramieniem.

W przypadku braku strat w interferometrze można pokazać, że optymalnym stanem n -fotonowym maksymalizującym informację Fishera jest stan postaci

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|n\rangle \otimes |0\rangle + |0\rangle \otimes |n\rangle) \quad (7)$$

(tzw. stan $n00n$ [BIWH96, LKD02]) reprezentujący superpozycję dwóch stanów, gdzie wszystkie fotony podróżują wspólnie jednym z dwóch ramion. Jest to bardzo silnie splątany stan n -fotonowy i pozwala na uzyskanie precyzji estymacji fazy skalującej się jak $\Delta\tilde{\varphi} \approx \frac{1}{n}$. Jest to tak zwane skalowanie Heisenberga [HB93], gdyż analogicznie do zasady nieoznaczoności czas-energia, odpowiada zasadzie nieoznaczoności faza-liczba fotonów².

Dla porównania, jeśli byśmy wykorzystywali jedynie „klasyczne stany światła”, reprezentowane jako stany koherentne, najlepsza precyzja (pierwiastek z wariancji) estymacji fazy wyniosłaby $\Delta\tilde{\varphi} = 1/\sqrt{\bar{n}}$, gdzie \bar{n} jest średnią liczbą fotonów w stanie koherentnym (stan koherentny charakteryzuje się statystyką Poissonowską liczby fotonów) i nosi nazwę granicy szumu śrutowego. Można go interpretować, jako precyzję wynikającą z \bar{n} -krotnego powtarzania eksperymentu interferometrycznego wykorzystującego pojedyncze fotony. W tym sensie wykorzystujemy jedynie interferencję „fotonu samego ze sobą” i nie korzystamy z wielofotonowych efektów interferencyjnych na jakie pozwala mechanika kwantowa.

Lepsze skalowanie niepewności estymacji fazy w interferometrii, możliwe dzięki wykorzystaniu splątania międzyfotonowego, stało się motywacją do rozwoju nowej dziedziny – metrologii kwantowej. Spektrum zastosowań wykracza daleko poza interferometrię optyczną i podobnych efektów można oczekiwać dla interferometrii atomowej, która znajduje zastosowania w stabilizacji zegarów atomowych [PPCS⁺ 20], magnetometrii [PSO⁺ 18],

2. Dokładniejsza analiza granicy Heisenberga prowadzi to wniosku, że poprawne wyrażenie na najlepszą możliwą asymptotycznie osiągalną niepewność ma postać $\Delta\tilde{\varphi} \approx \frac{\pi}{n}$, co pokazaliśmy w pracy [GDDanWB20] i uogólniliśmy również na przypadki estymacji wieloparametrowej [GDDan22].

jak i grawitometrii [BHV⁺19]. Metrologia kwantowa wyrosła tym samym na jeden z głównych filarów całej dziedziny technologii kwantowych, na równi z dziedzina obliczeń kwantowych i komunikacji kwantowej.

Kluczowym pytaniem pozostaje jednak, czy zysk kwantowy można wykorzystać w praktyce, mimo obecności nieuniknionych niedoskonałości eksperymentalnych, co w przypadku interferometrii optycznej jest związane przede wszystkim ze stratami fotonów. Straty fotonów są szczególnym przypadkiem zjawiska dekoherencji kwantowej, która niszczy kwantową superpozycję stanów. Przykładowo wspomniane powyżej stany $n00n$ są ekstremalnie wrażliwe na straty fotonów. Wystarczy strata jednego fotonu, w którymkolwiek z ramion interferometru, aby stan stał się całkowicie bezużyteczny z punktu widzenia estymacji fazy. Jest to pokrewne zagadnienie, do tego czy możliwe jest w ogóle zbudowanie komputerów kwantowych, czy też dekoherencja spowoduje, że ostatecznie jakiegokolwiek potencjalne zyski obiecane przez teorię obliczeń kwantowych nie będą mogły być w praktyce zrealizowane. W przypadku obliczeń kwantowych na ratunek przychodzi teoria kwantowej korekcji błędów, która jest kwantowym uogólnieniem klasycznych protokołów korekcji błędów, pozwalająca na ochronę informacji kwantowej przed dekoherencją [Geo20]. Wciąż nie jesteśmy na etapie, kiedy techniczne możliwości pozwolą na efektywną implementację tych idei, ale przynajmniej wiemy, że w zasadzie trudności te mogą zostać pokonane.

Czy podobne rozwiązania są możliwe w przypadku metrologii kwantowej? Czy można uzyskać kwantową poprawę precyzji w obecności dekoherencji? W ciągu ostatnich lat rozwinięta została, w dużym stopniu za sprawą badań prowadzonych na Wydziale Fizyki UW, kompleksowa teoria metrologii kwantowej pozwalająca odpowiadać na tego typu pytania i jednocześnie identyfikować optymalne protokoły metrologiczne pozwalające na uzyskanie optymalnej precyzji pomiarowej w realistycznych warunkach eksperymentalnych [EdMFD11, DDGK12, DDanM14, DDanCS17, ZZPJ18, ZJ21, KGAD22]. Rozumiemy teraz, w przypadku jakich modeli metrologicznych można zastosować idee kwantowej korekcji błędów do uzyskania skalowania Heisenberga nawet w obecności dekoherencji, a dla jakich modeli jest to fundamentalnie niemożliwe. Potrafimy na te pytania odpowiedzieć również w przypadku modeli wieloparametrowych, gdzie podobnie jak w przypadku jednoczesnego pomiaru położenia i pędu, pojawiają się dodatkowe kwantowe aspekty związane z faktem, że strategie optymalne z punktu widzenia estymacji różnych parametrów wzajemnie się wykluczają [GZJDD20, ADDan22].

Niestety okazuje się, że w najbardziej interesujących modelach metrologicznych nie jest możliwe uzyskanie skalowania Heisenberga w obecności dekoherencji.

Przykładem jest tu chociażby interferometria optyczna w obecności strat. W tym przypadku można pokazać, że stosując najogólniejsze protokoły kwantowe, uwzględniające dowolnie splątane stany fotonów, jak i dowolne kody kwantowej korekcji błędów, nie jest możliwe uzyskanie precyzji lepszej niż [DDJK15]

$$\Delta\tilde{\varphi} \geq \sqrt{\frac{1-\eta}{\eta n}}, \quad (8)$$

gdzie η jest efektywną transmisją interferometru, a n liczbą użytych fotonów. Dla porównania, w przypadku użycia stanów koherentnych, wzór miałby postać $\Delta\tilde{\varphi} = \sqrt{\frac{1}{\eta n}}$. Pokazuje to, że chociaż nie jesteśmy w stanie uzyskać skalowania Heisenberga, mamy zauważalny zysk w postaci czynnika $\sqrt{1-\eta}$, który zawdzięczamy wykorzystaniu nieklasycznych stanów światła. Co ciekawe zysk ten można w praktyce osiągnąć poprzez względnie prosty schemat interferometryczny, kiedy na dwa wejścia interferometru Macha-Zehndera puszcza się odpowiednio stan koherentny oraz stan ściśniętej próżni po raz pierwszy zaproponowany już w latach 80. XX wieku przez Carla Cavesa [Cav81].

Co więcej, dokładnie takie stany światła są obecnie używane w detektorach fal grawitacyjnych LIGO [Tse19], VIRGO [Ace19] i dają obserwowalną poprawę czułości tych urządzeń. Dzięki wykorzystaniu stanów ściśniętych światła, poziom szumów w tych detektorach został obniżony dodatkowo o około 30%, co jest spektakularnym osiągnięciem biorąc pod uwagę, jak niesamowitą czułość miały już te detektory zanim wykorzystano w nich ściśnięte stany światła. Detektory te wykorzystują zatem kwantowe własności światła w sposób optymalny [DDanBS13]. Aby podzielać na wyobraźnię czytelnika zauważmy, że gdybyśmy chcieli podobny zysk otrzymać zwiększając jedynie moc laserów wykorzystywanych w detektorach, konieczne byłoby zwiększenie mocy laserów prawie dwukrotnie. Oznaczałoby to zwiększenie liczby fotonów wpuszczanych do interferometru o ok 10^{20} fotonów na sekundę. Wykorzystując własności ściśniętej próżni z kolei, to samo uzyskujemy wysyłając efektywnie do układu jedynie około 100 fotonów na sekundę, czyli tyle co nic! Dowodzi to, że idee metrologii kwantowej, mimo trudności spowodowanych obecnością dekoherencji, są w stanie dostarczyć nowych, praktycznych rozwiązań pozwalających na poprawę precyzji dzięki wykorzystaniu kwantowych własności światła i materii.

Obecnie w wielu wiodących ośrodkach badawczych i firmach metrologicznych prowadzone są intensywne prace w dziedzinie magnetometrów wspomaganych kwantowo, grawitometrów [GLMPDS20], zegarów atomowych [CPPV22] i niewykluczone, że spośród wszyst-

kich mających na horyzoncie technologii kwantowych to właśnie tego typu urządzenia znajdą się w praktycznym użyciu, podczas gdy komputery kwantowe będą nas wciąż mamić obietnicami wielkiego przełomu, który wciąż nie nadchodzi ...

Literatura

- [Ace19] F. et al. Acernese. Increasing the astrophysical reach of the advanced virgo detector via the application of squeezed vacuum states of light. *Phys. Rev. Lett.*, 123:231108, Dec 2019.
- [ADDan22] Francesco Albarelli and Rafał Demkowicz-Dobrzański. Probe incompatibility in multiparameter noisy quantum metrology. *Phys. Rev. X*, 12:011039, Mar 2022.
- [BC94] Samuel L. Braunstein and Carlton M. Caves. Statistical distance and the geometry of quantum states. *Phys. Rev. Lett.*, 72(22):3439–3443, May 1994.
- [BHV⁺19] Kai Bongs, Michael Holynski, Jamie Vovrosh, Philippe Bouyer, Gabriel Condon, Ernst Rasel, Christian Schubert, Wolfgang P. Schleich, and Albert Roura. Taking atom interferometric quantum sensors from the laboratory to real-world applications. *Nature Reviews Physics*, 1(12):731–739, Dec 2019.
- [BIWH96] J. J. Bollinger, Wayne M. Itano, D. J. Wineland, and D. J. Heinzen. Optimal frequency measurements with maximally correlated states. *Phys. Rev. A*, 54(6):R4649–R4652, Dec 1996.
- [BKT92] Vladimir B. Braginsky, Farid Ya Khalili, and Kip S. Thorne. *Quantum Measurement*. Cambridge University Press, 1992.
- [Cav81] Carlton M. Caves. Quantum-mechanical noise in an interferometer. *Phys. Rev. D*, 23(8):1693–1708, Apr 1981.
- [CPPV22] Simone Colombo, Edwin Pedrozo-Penafiel, and Vladan Vuletic. Entanglement-enhanced optical atomic clocks. *Applied Physics Letters*, 121(21):210502, 2022.
- [DDanBS13] Rafał Demkowicz-Dobrzański, Konrad Banaszek, and Roman Schnabel. Fundamental quantum interferometry bound for the squeezed-light-enhanced gravitational wave detector geo 600. *Phys. Rev. A*, 88:041802, Oct 2013.
- [DDanCS17] Rafał Demkowicz-Dobrzański, Jan Czajkowski, and Pavel Sekatski. Adaptive quantum metrology under general markovian noise. *Phys. Rev. X*, 7:041009, Oct 2017.
- [DDanM14] Rafal Demkowicz-Dobrzański and Lorenzo Maccone. Using entanglement against noise in quantum metrology. *Phys. Rev. Lett.*, 113:250801, Dec 2014.
- [DDGK12] R. Demkowicz-Dobrzański, M. Guță, and J. Kołodyński. The elusive heisenberg limit in quantum enhanced metrology. *Nat. Commun.*, 3:1063, 2012.
- [DDJK15] R. Demkowicz-Dobrzański, M. Jarzyna, and J. Kołodyński. Quantum limits in optical interferometry. In Emil Wolf, editor, *Progress in Optics*, volume 60, pages 345–435. Elsevier, 2015.
- [DRC17] Christian L Degen, F Reinhard, and P Cappellaro. Quantum sensing. *Rev. Mod. Phys.*, 89(3):035002, 2017.
- [EdMFD11] B. M. Escher, R. L. de Matos Filho, and L. Davidovich. General framework for estimating the ultimate precision limit in noisy quantum-enhanced metrology. *Nature Phys.*, 7:406–411, 2011.
- [GDDan22] Wojciech Górecki and Rafał Demkowicz-Dobrzański. Multiple-phase quantum interferometry: Real and apparent gains of measuring all the phases simultaneously. *Phys. Rev. Lett.*, 128:040504, Jan 2022.
- [GDDanWB20] Wojciech Górecki, Rafał Demkowicz-Dobrzański, Howard M. Wiseman, and Dominic W. Berry. π -corrected heisenberg limit. *Phys. Rev. Lett.*, 124:030501, Jan 2020.
- [Geo20] Iulia Georgescu. 25 years of quantum error correction. *Nature Reviews Physics*, 2(10):519–519, Oct 2020.
- [GLM11] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone. Advances in quantum metrology. *Nature Photonics*, 5:222–229, 2011.
- [GLMPDS20] Remi Geiger, Arnaud Landragin, Sébastien Merlet, and Franck Pereira Dos Santos. High-accuracy inertial measurements with cold-atom sensors. *AVS Quantum Science*, 2(2):024702, 2020.
- [GZJDD20] Wojciech Górecki, Sisi Zhou, Liang Jiang, and Rafał Demkowicz-Dobrzański. Optimal probes and error-correction schemes in multi-

- parameter quantum metrology. *Quantum*, 4:288, July 2020. [PSO⁺18]
- [HB93] M. J. Holland and K. Burnett. Interferometric detection of optical phase shifts at the heisenberg limit. *Phys. Rev. Lett.*, 71(9):1355–1358, Aug 1993.
- [Hel76] C. W. Helstrom. *Quantum detection and estimation theory*. Academic Press, 1976. [PVSS20]
- [Hol82] A. S. Holevo. *Probabilistic and Statistical Aspects of Quantum Theory*. North Holland, 1982. [Tse19]
- [KGAD22] Stanislaw Kurdzialek, Wojciech Gorecki, Francesco Albarelli, and Rafal Demkowicz-Dobrzanski. Using adaptiveness and causal superpositions against noise in quantum metrology. *arXiv e-prints*, page arXiv:2212.08106, December 2022. [WM09]
- [LKD02] Hwang Lee, Pieter Kok, and Jonathan P. Dowling. A quantum rosetta stone for interferometry. *Journal of Modern Optics*, 49(14-15):2325–2338, 2002. [YL73]
- [PPCS⁺20] Edwin Pedrozo-Penafiel, Simone Colombo, Chi Shu, Albert F. Adiyatullin, Zeyang Li, Enrique Mendez, Boris Braverman, Akio Kawasaki, Daisuke Akamatsu, Yanhong Xiao, and Vladan Vuletić. Entanglement on an optical atomic-clock transition. *Nature*, 588(7838):414–418, Dec 2020. [ZJ21]
- Luca Pezzè, Augusto Smerzi, Markus K. Oberthaler, Roman Schmied, and Philipp Treutlein. Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 90:035005, Sep 2018.
- Emanuele Polino, Mauro Valeri, Nicolò Spagnolo, and Fabio Sciarrino. Photonic quantum metrology. *AVS Quantum Science*, 2(2):024703, June 2020.
- M. et al. Tse. Quantum-enhanced advanced ligo detectors in the era of gravitational-wave astronomy. *Phys. Rev. Lett.*, 123:231107, Dec 2019.
- Howard M. Wiseman and Gerard J. Milburn. *Quantum Measurement and Control*. Cambridge University Press, 2009.
- H. Yuen and M. Lax. Multiple-parameter quantum estimation and measurement of nonselfadjoint observables. *IEEE Transactions on Information Theory*, 19(6):740–750, November 1973.
- Sisi Zhou and Liang Jiang. Asymptotic theory of quantum channel estimation. *PRX Quantum*, 2:010343, Mar 2021.
- Sisi Zhou, Mengzhen Zhang, John Preskill, and Liang Jiang. Achieving the heisenberg limit in quantum metrology using quantum error correction. *Nature Communications*, 9(1):78, Jan 2018. [ZZPJ18]

Zimno... zimniej... kwantowo! – ultrazimne mieszaniny jonu z atomami

Cold... colder... quantum! - ultracold mixtures of ion with atoms

Agata Wojciechowska*, Maks Walewski**, Michał Tomza***

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. Chaos i nieprzewidywalność mikroświata od wielu lat spędzają fizykom sen z powiek. Okazuje się jednak, że wgląd w mechanikę kwantową i badanie jej praw są możliwe dzięki chłodzeniu atomów do bardzo niskich temperatur. Kluczowym narzędziem ultrazimnej fizyki, dającym możliwość kontrolowania efektywnych oddziaływań pomiędzy atomami, są rezonanse Feshbacha. Niedawno po raz pierwszy udało się zaobserwować rezonanse Feshbacha w ultrazimnej mieszaninie atomów z jonem. W tym artykule opowiemy, jak współpraca grup doświadczalnych i teoretycznych doprowadziła do pierwszej obserwacji rezonansów i kwantowej kontroli zderzeń pomiędzy jonem i atomem.

Słowa kluczowe: reżim ultrazimny, mieszanina atomów z jonem, rezonans Feshbacha

Abstract. Chaos and unpredictability of the micro-world have loomed large in physicists' minds for years. It turns out that the insight and exploration of quantum laws are possible thanks to cooling atoms to very low temperatures. Feshbach resonances are a crucial tool, enabling to control atoms' effective interactions. Recently Feshbach resonances between ion and atom were observed for the first time. In this paper, we show how the collaboration between experimentalists and theorists has led to the first observation of the resonances and the quantum control of collisions between ion and atom.

Keywords: ultracold regime, ion-atom mixture, Feshbach resonance

1. Co to znaczy zimno?

Zimne miejsca znane człowiekowi to na przykład Antarktyda, szczyty Himalajów zimą czy wewnątrz butli z ciekłym azotem. Jeszcze niższe temperatury znajdziemy na innych planetach, a przestrzeni kosmicznej (mikrofalowemu promieniowaniu tła) można przypisać temperaturę około 2,7 K. Zdarzają się tam także okolice nieco zimniejsze, ale żadna naturalna temperatura nie może się równać z zimnem otrzymanym przez człowieka. Laboratoria fizyczne to najzimniejsze miejsca w znanej nam części Wszechświata – osiągamy w nich temperatury około dziewięć rzędów wielkości niższe od występujących gdziekolwiek indziej! Rekordziści schłodzili kondensat Bosego-Einsteina na Międzynarodowej Stacji Kosmicznej do 100 pK (1 pK = 10^{-12} K) [1]. Czytelnik może się domyślać, że takie chłodzenie to niełatwe zadanie. A zatem jak to robimy i właściwie po co?

Metody chłodzenia i pułapkowania rozwijają się prędko od czasów skonstruowania pierwszych laserów. Pole elektromagnetyczne lasera umożliwia osiągnięcie

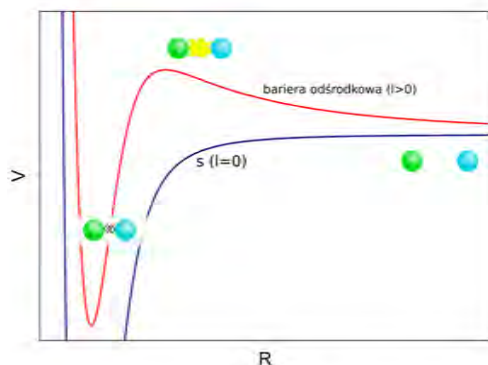
minimum potencjału, do którego dążyć będą atomy¹. Tę zasadę wykorzystuje wiele technik pułapkowania, np. szczytce optyczne czy pułapki optyczne dipolowe. Jednak by móc umieścić pojedyncze atomy lub jony w pułapkach, trzeba je wstępnie schłodzić. Zazwyczaj na początku zanurza się próbkę w ciekłym helu, aby gaz wytracił energię podczas zderzeń. Następnie możemy użyć tzw. chłodzenia dopplerowskiego. W technice tej wywołuje się zderzenia chłodzonych atomów z pędzącymi w przeciwnym kierunku fotonami. Jeśli częstotliwość światła zostanie dobrana odpowiednio, to atom zaabsorbuje foton. Następnie w atomie następuje emisja spontaniczna, która nie wyróżnia kierunku w przestrzeni. Sumarycznie atom traci pęd ze względu na przeciwnie poruszający się foton. Ostatnim etapem chłodzenia jest najczęściej odparowanie. Analogicznie do mechanizmu parowania np. herbaty, w tej metodzie pozwalamy atomom o największej ener-

*ORCID: 0000-0003-1926-9141

**ORCID: 0000-0002-9616-6421

***ORCID: 0000-0003-1792-8043

1. Zgodnie z twierdzeniem Earnshawa [2] minimum pola elektromagnetycznego nie może być statyczne, dlatego zazwyczaj wykorzystuje się pola zmienne w czasie.



Rys. 1. Modelowa zależność efektywnego potencjału oddziaływania między jonem i atomem od odległości między nimi; pokazano oddziaływanie w fali s ($l = 0$) oraz w stanie o $l > 0$ dla zobrazowania bariery centryfugalnej

gii uciec z pułapki, aby zmniejszyć średnią energię kinetyczną gazu.

Czytelnik mógł zauważyć, że posługujemy się tutaj pojęciem energii, a nie temperatury, która intuicyjnie definiuje zimno. Wiadomo, że te dwie wielkości są ze sobą ściśle związane, ale formalne zdefiniowanie „reżimu ultrazimnego” wymaga rozważania energii w układzie.

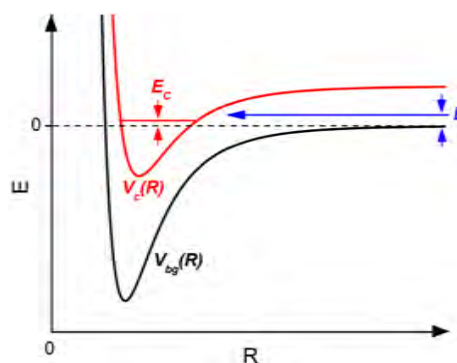
Efekty kwantowe najłatwiej dostrzec, gdy zderzające się obiekty mają zerowy moment pędu l związany ze względnym ruchem obrotowym atomów. Mówimy wtedy, że zderzenie odbywa się w najniższej fali parcjalnej – fali s . Efektywny potencjał oddziaływania w stanach o większych wartościach l zawiera barierę odśrodkową, która uniemożliwia zbliżenie się do siebie atomów o niskich energiach kinetycznych. Przykładowe potencjały oddziaływania jon-atom pokazane są na rys. 1. Przyjmujemy, że układ jest ultrazimny, jeśli energia zderzającej się pary jest niższa niż wysokość bariery odśrodkowej dla fali p ($l = 1$).

Wysokość bariery odśrodkowej zależy od parametrów potencjału. Choć więc istnieją umowne granice, nie da się podać jednej, uniwersalnej wartości ultrazimnej temperatury. Oddziaływanie jon-atom jest dalekozasięgowe i z tego względu (oraz z uwagi na kwestie eksperymentalne) trudniej jest jon doprowadzić do ultrazimnego reżimu niż atom. Dopiero w niskich temperaturach da się badać efekty kwantowe i kontrolować wszystkie stopnie swobody układów. Dzięki temu możemy pracować nad informacją kwantową i budową komputerów kwantowych [3], dla których jony są jedną z najbardziej obiecujących platform. Ultrazimne gazy to również świetne narzędzie do symulowania zjawisk fizycznych, np. modelu sieci Bosego-Hubbarda i kwantowego magnetyzmu [4] czy reakcji chemicznych [5]. Jesteśmy też w stanie niezwykle dokładnie mierzyć wartości pól czy częstotliwości przejść atomowych [6], co ma bezpośrednie zastosowanie np. w systemie GPS czy do przewidywania trzęsień ziemi. Wiele z odkryć i zastosowań ujrzało

światło dzienne dzięki narzędziom umożliwiającym kontrolowanie efektywnych oddziaływań, tj. rezonansom Feshbacha.

2. Rezonanse Feshbacha

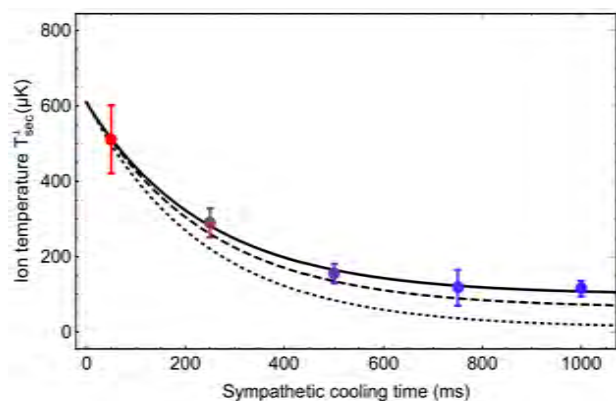
Pierwsza obserwacja rezonansów Feshbacha pomiędzy ultrazimnymi atomami (1998) [8] to jedno z przełomowych wydarzeń we współczesnej fizyce kwantowej. Do zrozumienia mechanizmu powstawania rezonansów wykorzystamy rys. 2, przedstawiający prosty model z dwoma stanami spinowymi atomów (tzw. kanałami). Wyobraźmy sobie dwa zderzające się atomy (lub atom zderzający się z jonem czy cząsteczką). Niech te obiekty mają (względną) energię kinetyczną E , a potencjał oddziaływania między nimi to $V_{bg}(R)$. Istnieje również kanał zamknięty, czyli energetycznie niedozwolony dla energii E – tak jak $V_c(R)$ na rys. 2. Dla przykładu te dwa kanały mogą reprezentować stan singletowy i trypletowy układu sprzężone poprzez strukturę nadsubtelną. Rezonans Feshbacha zachodzi, gdy energia zderzenia jest równa energii stanu związanego w kanale zamkniętym. Gwałtownie wzrasta wtedy tzw. długość rozpraszania, czyli wielkość, która opisuje „siłę” oddziaływań. Dzięki zjawisku Zeemana, za pomocą pola magnetycznego możemy wprowadzać przesunięcie energetyczne między kanałami o różnych wartościach rzutu spinu na kierunek pola. Da się zatem dopasować energię zderzenia i energię stanu związanego, aby tym samym mieć kontrolę nad siłą oddziaływań pomiędzy obiektami kwantowymi!



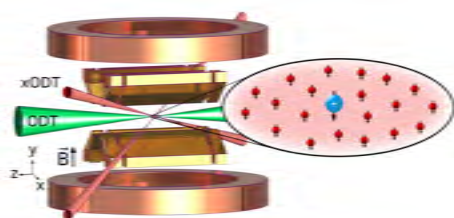
Rys. 2. Poglądowy rysunek wyjaśniający mechanizm powstawania rezonansów Feshbacha w prostym układzie dwukanałowym. Na wykresie zmian energii od odległości pomiędzy zderzającymi się ciałami przedstawiono potencjał oddziaływania w przygotowanym stanie kwantowym (czarny) oraz potencjał kanału zamkniętego (czerwony). Zaznaczono energię kinetyczną zderzających się atomów E oraz energię stanu związanego E_c [7]

3. Pierwsze obserwacje

W 2019 roku naukowcy z grupy Rene Gerritsmy z Uniwersytetu w Amsterdamie po raz pierwszy schłodzili układ składający się z jonu $^{171}\text{Yb}^+$ zanurzonego w gazie atomów ^6Li [9]. Kluczowym elementem chłodzenia jonu były zderzenia z gazem ultrazimnych atomów Li. Zależność temperatury jonu od czasu oddziaływania



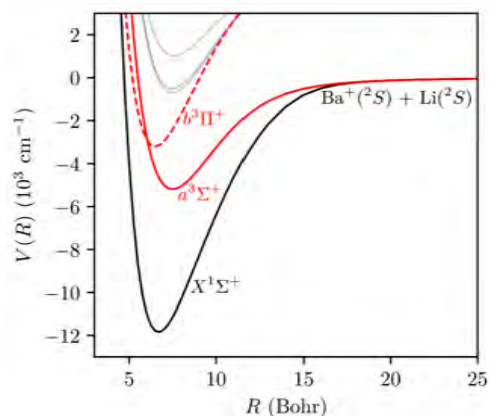
Rys. 3. Zależność temperatury jonu w układzie $\text{Yb}^+ + \text{Li}$ od czasu oddziaływania z gazem atomów Li. Ciągła linia to dopasowanie zależności eksponencjalnej, a przerywana i kropkowana to przewidywania teoretyczne odpowiednio bez i z uwzględnieniem charakterystyki czasowej pułapki [9]



Rys. 4. Schemat układu doświadczalnego użytego przy pierwszej obserwacji rezonansów Feshbacha między jonem i atomem. Do pułapkowania jonu Ba^+ użyto pułapki Paula. Następnie jon zanurzono w gazie ultrazimnych atomów Li wewnątrz dwóch pułapek optycznych dipolowych (ODT i xODT) [10]

przedstawiona jest na rys. 3. Energię zderzenia jon-atom udało się obniżyć do 9,9 mK, co w tym wypadku oznacza, że mieliśmy do czynienia ze zderzeniami w reżimie ultrazimnym. Niedługo później, w 2021 roku, w grupie Tobiasa Schaetzta z Uniwersytetu we Freiburgu po raz pierwszy zaobserwowano rezonanse Feshbacha w ultrazimnej mieszaninie atomów litu ^6Li z jonem baru $^{138}\text{Ba}^+$ [10]. Prace prowadzące do tego sukcesu zaczęły się jednak niemal 10 lat wcześniej [11].

Metody chłodzenia w układzie $\text{Ba}^+ + \text{Li}$ były takie same jak w doświadczeniu z Yb^+ . Pojedynczy jon schłodzony w pułapce Paula [12], następnie otoczono go chmurą około 10^4 ultrazimnych atomów schłodzonych w osobnym wieloetapowym procesie. Wybór pierwiastków miał duży wpływ na sukces chłodzenia. W pułapce Paula używa się pola o częstotliwości radiowej, ale wprowadza to tzw. mikroruch, który w pewnych fazach zderzenia może powodować ogrzanie się układu [13]. Okazuje się, że duża różnica mas zderzających się obiektów minimalizuje ten efekt, stąd wybór ciężkiego jonu Yb^+ czy Ba^+ i lekkich atomów Li. W przeciwieństwie do Yb^+ , potencjały układu $\text{Ba}^+ + \text{Li}$ (rys. 5) nie pozwalają na radiacyjny transfer ładunku, który również może powodować ogrzewanie. Wynika to z faktu, że stan, w którym bar jest zjonizowany a lit neutralny, to dla tej mieszaniny stan o najniższej możliwej energii.

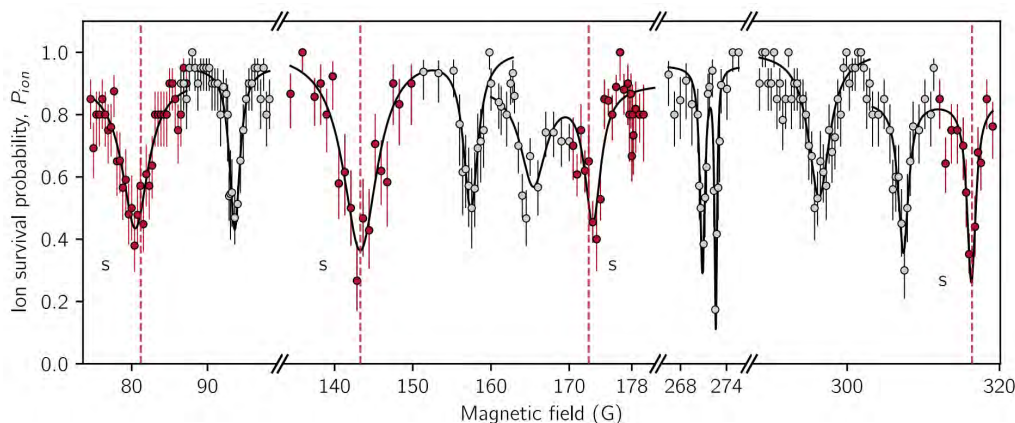


Rys. 5. Elektronowe potencjały oddziaływań mieszaniny $\text{Ba}^+ + \text{Li}$. Na wykresie pokazano dwa najniższe stany molekularne – singlet ($X^1\Sigma^+$) i tryplet ($a^3\Sigma^+$), które są w największym stopniu odpowiedzialne za rezonanse Feshbacha w tym układzie. Stan wzбудzony $b^3\Pi^+$ odpowiada za sprzężenie spin-orbita drugiego rzędu [10]

Wybór konkretnych izotopów był podyktowany tym, że atomy ^6Li są fermionami. Takie gazy chłodzi się łatwiej niż bozonowe, ponieważ zderzenia między identycznymi fermionami są tłumione ze względu na zakaz Pauliego. Potrafimy chłodzić zarówno fermionowy, jak i bozonowy izotop Ba^+ , ale na początek wybrany został ten, który ma zerowy spin jądrowy.

Mając przygotowany układ, uruchamiamy pole magnetyczne i pozwalamy atomom oddziaływać z jonem przez kilkadziesiąt milisekund. Jeśli w danym polu magnetycznym zajdzie rezonans Feshbacha, zwiększa się przekrój czynny, a przy tym prawdopodobieństwo zderzeń trójciałowych. Wtedy, jeśli dwa atomy litu zderzą się z barem, możemy „stracić” jon. Przez stratę rozumiemy utworzenie zjonizowanej cząsteczki BaLi^+ zgodnie z równaniem $\text{Ba}^+ + \text{Li} + \text{Li} \rightarrow \text{BaLi}^+ + \text{Li}$ (wybicie jonu na stałe jest bardzo mało prawdopodobne, ponieważ energie zderzeń są dużo mniejsze niż głębokość pułapki). Co ciekawe, cząsteczka po pomiarze rozpada się znów na jon i atom, więc cały czas eksperymentujemy na jednym i tym samym jonie. Prawdopodobieństwo przetrwania jonu w funkcji pola magnetycznego przedstawiono na rys. 6. Sprawdziiliśmy, że prawdopodobieństwo zajścia rezonansu skaluje się z kwadratem gęstości chmury atomowej. Takiego zachowania oczekujemy po trójciałowej rekombinacji, na której opieramy nasze rozumienie procesu.

Prace teoretyczne były kluczowe do potwierdzenia obserwacji rezonansów, wyjaśnienia wyników doświadczeń oraz pokierowania dalszymi badaniami. Przewidywanie pozycji rezonansów Feshbacha numerycznie polega na rozwiązaniu równania Schrödingera [14] i wydobyciu z macierzy S długości rozpraszania. Jeśli zmieniając założone w obliczeniach pole magnetyczne napotkamy nagłą zmianę tej wielkości, to znaleźliśmy rezonans Feshbacha. Aby rozwiązać równanie Schrödingera, musimy poradzić sobie z układem kilkunastu sprzężo-



Rys. 6. Prawdopodobieństwo przetrwania jonu Ba^+ w funkcji pola magnetycznego. Strata jonu w eksperymencie wskazuje na zajście rezonansu Feshbacha [10] (autorzy tej pracy informują o zaobserwowaniu jedenastu zjawisk rezonansu)

nych równań różniczkowych odpowiadających różnym kanałom. Używając klastra obliczeniowego, wyliczyliśmy położenia rezonansów dla setek wartości długości rozpraszania. Dlaczego aż tyle? Potencjały elektronowe zostały wyliczone niezwykle dokładnymi metodami chemii kwantowej, ale nawet najlepsze dostępne obecnie sposoby zawodzą przy precyzyjnym przewidywaniu rezonansów. Trzeba zatem przeskalować potencjały o czynnik bardzo bliski jedności i dopasować singletową i trypletową długość rozpraszania w tych potencjałach tak, aby teoretycznie wyliczone rezonanse zgadzały się z otrzymanymi doświadczalnie.

Pierwsze dopasowanie, które z sukcesem przeprowadziliśmy, wykorzystuje cztery (z jedenastu) zaobserwowanych rezonansów. Klasyfikujemy je jako rezonanse w fali s (rys. 6), ponieważ zbiór czterech rezonansów w fali s minimalizuje χ^2 . Pozostaje zatem pytanie, co z resztą zaobserwowanych rezonansów. Patrząc jeszcze raz na krzywe energetyczne z rys. 5, dostrzeżemy elektronowy stan wzbudzony $b^3\Pi$ (o rzucie elektronowego orbitalnego momentu pędu równym 1), który przecina atomową energię progową. To wskazuje, że w układzie $Ba^+ + Li$ mogą istnieć rezonanse Feshbacha związane ze sprzężeniem ze stanami związanymi w tym potencjale (tzw. sprzężenie spin-orbita drugiego rzędu, które miesza spiny atomu i jonu z ich względnym obrotem). Aby uwzględnić te rezonanse, nie wystarczy nam wyłącznie fala s , ponieważ sprzężenie spin-orbita pozwala na zmianę momentu pędu l zderzającej się pary. Fala s będzie odpowiedzialna również za rezonanse w fali d i wszystkich innych parzystych l , więc obliczenia numeryczne trwają znacznie dłużej. Rozwiązywanie układu kilkuset sprzężonych równań różniczkowych jest niezwykle czasochłonne, więc używamy tu metody zwanej Asymptotic Bound-State Model. Wymaga ona jedynie znajomości stanów energetycznych mieszaniny (a nie dynamiki układu, jak poprzednio).

Prace nad uwzględnieniem sprzężenia spin-orbita nadal trwają. Ponownie celem jest precyzyjne wyznaczenie potencjału elektronowego, tym razem $^3\Pi$. Zadanie nie należy do najprostszych ze względu na mnogość rezonansów i niejednoznaczność dopasowania. Jednak znajdując wartość siły sprzężenia spin-orbita, będziemy mogli dokładnie wyznaczać stany związane we wzbudzonym potencjale elektronowym, co nieczęsto się zdarza.

Schłodzenie układu jon-atom do ultraniskich temperatur i pierwsza obserwacja rezonansów Feshbacha między jonem i atomem to niewątpliwie sukcesy badań fundamentalnych. Wykorzystanie wyników takich badań często zajmuje dużo czasu, ale dziś fizyka i technologie kwantowe intensywnie się rozwijają, więc mamy nadzieję na szereg przydatnych zastosowań. Z pewnością obejmują one wdrażanie kontroli oddziaływań do symulacji kwantowych i eksperymentów w chemii kwantowej oraz udoskonalanie bramek logicznych do obliczeń kwantowych.

Literatura

- [1] Gaaloul, N. *et al.* A space-based quantum gas laboratory at picokelvin energy scales 2022. <https://arxiv.org/abs/2201.06919>.
- [2] Earnshaw, S. On the Nature of the Molecular Forces which Regulate the Constitution of the Luminiferous Ether. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* (1842).
- [3] Preskill, J. Quantum computing in the NISQ era and beyond. *Quantum* 2, 79 (2018).
- [4] Bloch, I., Dalibard, J. & Zwerger, W. Many-body physics with ultracold gases. *Reviews of Modern Physics* (2008).
- [5] Quemener, G. & Julienne, P. S. Ultracold molecules under control! *Chemical Reviews* (2012).
- [6] Safronova, M. S. *et al.* Search for new physics with atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics* (2018).

- [7] Chin, C., Grimm, R., Julienne, P. & Tiesinga, E. Feshbach resonances in ultracold gases. *Reviews of Modern Physics* **82**, 1225 (2010).
- [8] Inouye, S. et al. Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate. *Nature* **392**, 151 (1998).
- [9] Feldker, T. et al. Buffer gas cooling of a trapped ion to the quantum regime. *Nature Physics* **16**, 413 (2020).
- [10] Weckesser, P. et al. Observation of Feshbach resonances between a single ion and ultracold atoms. *Nature* **600**, 429 (2021).
- [11] Tomza, M. et al. Cold hybrid ion-atom systems. *Reviews of Modern Physics* (2019).
- [12] Paul, W. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Reviews of Modern Physics* (1990).
- [13] Cetina, M., Grier, A. T. & Vuletić, V. Micromotion-Induced Limit to Atom-Ion Sympathetic Cooling in Paul Traps. *Physical Review Letters* (2012).
- [14] Noumerov, B. V. A Method of Extrapolation of Perturbations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (1924).

Prędkości kosmiczne

Space velocities

Jan Kindracki*

Instytut Techniki Ciepłej, Wydział Mechaniczny, Energetyki i Lotnictwa Politechniki Warszawskiej

Abstrakt. Ruch w przyrodzie jest wszechobecny, porusza się wszystko, co nas otacza począwszy od elektronów i protonów, aż po gwiazdy i galaktyki. Miarą prędkości jest droga pokonana przez dany obiekt (człowieka, samolot, cząstkę elementarną, ...) w jednostce czasu. A prędkość wydaje się być coraz bardziej istotna w coraz szybciej zmieniającym się świecie. Prędkość w kosmosie ma fundamentalne znaczenie, gdyż jest związana z trajektorią ruchu i możliwością realizacji danego celu. Określając prędkość zawsze definiujemy jakiś punkt odniesienia. W niniejszym krótkim artykule przedstawiono „kosmiczną” względność prędkości i jak ona wpływa na kosmiczne misje ludzkości. Nie da się ukryć, że stajemy się gatunkiem „kosmicznych wędrowców”, dla których zdobywanie kolejnych kosmicznych celów to sens istnienia. Księżyc Jowisza, księżyc Saturna Tytan, to nasze kolejne długofalowe cele, jednakże na drodze do ich realizacji w rozsądnym dla człowieka czasie stoi prędkość, którą musimy koniecznie zwiększyć.

Słowa kluczowe: kosmos, prędkość, ruch, trajektorie kosmiczne

Abstract. Movement in nature is ubiquitous. Everything around us moves, from electrons and protons to stars and galaxies. By definition, velocity is the distance traveled by a given object (human, plane, elementary particle, ...) in a time unit. And velocity seems to be more and more important in a quick-changing world. Velocity in the universe is crucial because it is related to the trajectory of movement and the possibility of achieving a given goal. When determining velocity, we always define a reference point. This paper explores the “cosmic” relativity of velocity and how it affects humanity’s space missions. Undoubtedly we are becoming “space wanderers”, for whom reaching further space goals has become the essence of life. Jupiter’s moons, Saturn’s moon Titan are our next long-term goals, but there is speed in the way of achieving these goals in a reasonable time for human. In order to achieve further ambitious goals, we need to increase the available travel velocity.

Keywords: space, velocity, movement, space trajectories

Wprowadzenie

Patrząc w rozgwieżdżone niebo najlepiej w miejscu, gdzie światło miast i osiedli ludzkich jest znikome i pozwala na obserwację, marzymy o lotach do tych migoczących punkcików. Człowiek od dawna patrzył z tęsknotą na gwiazdy i rozmyślał o tym, jak się „tam” dostać. W miarę rozwoju nauki to marzenie zaczęło się materializować, najpierw pierwsze loty balonem Jean-Francois Pilatre de Roziera i Francois Laurenta d’Arlandesa w 1783 [1], następnie pierwszy udany lot samolotu braci Wright w 1903 roku [2].

Od końca lat 50. XX w. technologia, którą dysponuje ludzkość, pozwoliła wkroczyć w erę kosmiczną i na początku tej ery wszystko działo się bardzo szybko i intensywnie, wydaje się, że nie było dnia, kiedy nie można było powiedzieć o kolejnym „kosmicznym” osiągnięciu: pierwszy lot z przekroczeniem umownej granicy kosmosu, pierwsze zwierzę w kosmosie, pierwszy człowiek, pierwszy spacer kosmiczny, pierwsze połączenie statków w kosmosie, w końcu pierwszy człowiek na in-

nym ciele niebieskim – Księżycu. A to wszystko w uproszczeniu w ciągu 10 lat od rozpoczęcia ery kosmicznej. I tu należałoby postawić pytanie o prędkość i znaczenie jej prawidłowego określania dla lotów kosmicznych.



Ryc. 1. Model balonu braci Montgolfier użyty w pierwszym locie załogowym, znajdujący się w London Science Museum [3]

*ORCID: 0000-0002-3453-7776



Ryc. 2. Kitty Hawk – pierwszy samolot w historycznym locie braci Wright [4]



Ryc. 3. Rakieta R7 (Mikhail (Vokabre) Shcherbakov) [6]

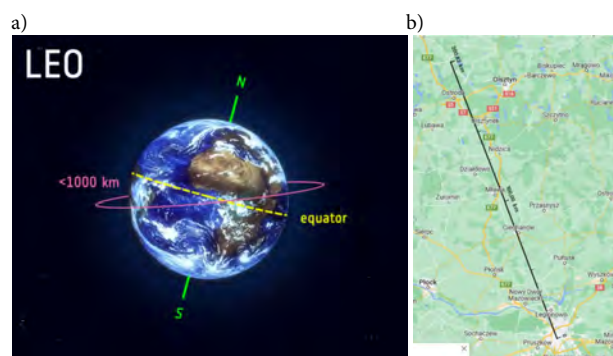


Ryc. 4. Ślad stopy Buzza Aldrina w czasie misji Apollo 11 (1969) [7]

Prędkości kosmiczne

Z definicji pierwszej prędkości kosmicznej lub inaczej prędkości eliptycznej wiemy, że jest to prędkość potrzebna do tego, aby dowolne ciało mogło pozostać w ru-

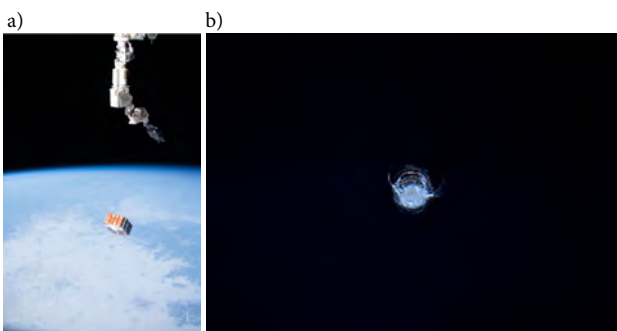
chu wokół innego ciała w przestrzeni kosmicznej. Trajektorię tego ruchu zwiemy orbitą i jeżeli jest ona trajektorią zamkniętą, to będzie orbitą eliptyczną (w teorii może być też kołowa, jednakże w rzeczywistości idealna orbita kołowa w zasadzie jest niemożliwa do osiągnięcia). Wartość tej prędkości zależy od promienia orbity. Dla orbity kołowej sprawa jest prosta, prędkość jest stała i niezmienna dla danego promienia orbity. W przypadku orbit rzeczywistych, czyli orbit eliptycznych, prędkość zmienia się i zależy od chwilowej wartości promienia wodzącego. Dla orbit satelitarnych okołoziemskich znajdujących się na niewielkiej wysokości nad Ziemią, czyli 200–1000 km, prędkości te są mniejsze niż 8 km/s, tj. poniżej 28 800 km/h. Przypomnijmy, że dopuszczalna prędkość pojazdu na autostradzie w Polsce to 140 km/h, lot samolotem pasażerskim odbywa się z prędkością ok. 1000 km/h. Tak więc na wszystkich amatorach dużych prędkości wartość prędkości orbitalnej robi wrażenie. Nasuwa się pytanie, czy my ją jesteśmy w stanie odczuć? Może paść tylko jedna odpowiedź: to zależy. Każdy z nas z pewnością wie, że Ziemia się obraca, ale czy zdajemy sobie sprawę, że w każdej sekundzie człowiek znajdujący się na równiku porusza się z prędkością liniową 1669 km/h względem środka Ziemi? A jednak tej prędkości nie odczuwamy. Tak więc następnym razem podczas jazdy z prędkością 100 km/h możemy stwierdzić, że poruszamy się z prędkością liniową 1769 km/h lub 1569 km/h, w zależności od tego, w którą stronę względem ruchu obrotowego Ziemi się poruszamy, lub osiągamy względem środka Ziemi jakąś inną prędkość z tego zakresu, jeżeli nie poruszamy się równoległe do równika. Okazuje się jednak, że to jest jeszcze bardziej skomplikowane, wrócimy do tego przykładu na końcu artykułu, a tymczasem skupmy się na prędkości orbitalnej i jej względności. Będąc na orbicie bliskiej Ziemi – LEO (ryc. 5a) o wysokości nad powierzchnią Ziemi ok. 200 km (w przybliżeniu odległość pomiędzy centrum Warszawy a miastem Morąg w województwie warmińsko-mazurskim, ryc. 5b), poruszamy się z prędkością ok. 7784,33 m/s i wcześniej ustaliliśmy,



Ryc. 5. Porównanie odległości: a) orbity LEO (obraz nie w skali, źródło: ESA–L. Boldt-Christmas) [9]; b) odległość na mapie pomiędzy Warszawą a miastem Morąg (źródło: na podstawie Google Maps [10])

że możemy jej nie odczuwać z powodu braku punktu odniesienia. Patrząc na szybko przesuwające się miasta i kraje możemy zauważyć, że lecimy naprawdę szybko.

Wyobraźmy sobie także, że na bardzo zbliżonej orbicie (o wysokości 202 km – tym razem to odległość pomiędzy centrum Warszawy a wyjazdem z Morąga w kierunku Elbląga) porusza się inny pojazd, którego prędkość wynosi 7783,15 m/s, tak więc „wyprzedzamy” go z prędkością 1,18 m/s (prędkość spaceru w świetle Księżycy) przy założeniu, że obydwa pojazdy poruszają się w takim samym kierunku (ryc. 6a), jeśli te pojazdy poruszałyby się w kierunkach przeciwnych, to prędkość „mijania się” wyniosłaby 15 567,48 m/s, co z pewnością nie stworzy okazji do pomachania sobie wzajemnie przez okno (ryc. 6b).



Ryc. 6. a) Efekt względności prędkości: lot z małą prędkością – wystrzelenie z pokładu stacji kosmicznej ISS satelity STPSat-4 w 2020 roku (źródło: NASA [11]); b) efekt spotkania się stacji ISS z obiektem poruszającym się względem stacji z dużą prędkością (źródło: ESA [12])

Przykład ten doskonale ilustruje względność prędkości tylko w zwykłym rozumieniu, bez uciekania się do szczególnej teorii względności Einsteina. Wszystkie manewry orbitalne związane ze zbliżaniem się i dokonywaniem do stacji kosmicznej odbywają się przy prędkościach względnych pomiędzy pojazdami rzędu pojedynczych metrów a nawet centymetrów na sekundę. Natomiast patrząc z Ziemi widzimy, jak pojazdy mknące z prędkością powyżej 7000 m/s próbują dokonywać tych manewrów. Czy to już jest cała względność prędkości, o których mówimy? Nie. Dotychczas byliśmy wprawdzie poza Ziemią (na orbicie), ale ciągle w niedalekich odległościach od niej, dla orbity LEO to 200 czy 500 km, nawet dla orbity geostacjonarnej to tylko ponad 36 000 km. A gdybyśmy chcieli „urwać się” ziemskiemu polu grawitacyjnemu, to już musimy rozpędzić nasz pojazd do ponad 11 km/s (II prędkość kosmiczna). Wtedy to polecimy w czerń kosmosu, ale niezbyt daleko, ponieważ podróżujemy ciągle pod nadzorem Słońca, czyli naszej gwiazdy centralnej, która przynajmniej w tej małej części Kosmosu jest „panem życia i śmierci”. Aby się na dobre wyrwać spod panowania grawitacji słonecznej, musimy się dalej rozpędzać aż do prędkości 16,6 km/s lub

42,1 km/s. Różnica pomiędzy tymi dwoma wartościami wynika właśnie z punktu odniesienia. Należy pamiętać, że Ziemia porusza się wokół Słońca ze średnią prędkością 29,78 km/s, co możemy wykorzystać, jeżeli będziemy chcieli się poruszać w czasie naszej ucieczki w tym samym kierunku co Ziemia i wykorzystać efekt „procy”, albo możemy „iść pod prąd” i rozpędzać się mozolnie do ponad 42 km/s w przeciwnym kierunku. Z prędkością związany jest jeszcze jeden efekt, o którym trzeba wspomnieć. Dla przykładu weźmy lot z Ziemi w kierunku Marsa. Wystrzelony obiekt należy rozpędzić do wspomnianej II prędkości kosmicznej (trochę ponad 11 km/s), aby go wprowadzić na trajektorię prowadzącą do Marsa, a precyzyjniej do punktu w przestrzeni, w którym Mars i nasz obiekt zjawiają się w przyszłości w określonym czasie koniecznym na pokonanie tej odległości zarówno przez Marsa, jak i przez nasz obiekt. Tak więc nasz obiekt należy wprowadzić na orbitę eliptyczną, heliocentryczną, która przynajmniej w dwóch punktach styka się zarówno z orbitą Ziemi, jak i Marsa. Planując parametry podróży w bliskiej odległości od Ziemi, tj. w strefie wpływów grawitacyjnych Ziemi (ang. SOI), lot po tej trajektorii możemy potraktować jak lot po orbicie hiperbolicznej względem naszej planety, gdzie wartości prędkości obiektu są zupełnie inne niż wartości jego prędkości względem Słońca. Ta sama sytuacja powtórzy się, kiedy dotrzemy w pobliże Marsa, wtedy potraktujemy w układzie współrzędnych marsocentrycznych tę samą trajektorię ruchu jako fragment hiperboli, choć w układzie heliocentrycznym jest elipsą. Ponadto ten sam punkt na trajektorii we współrzędnych heliocentrycznych jest jednocześnie punktem na hiperboli i punktem na elipsie we współrzędnych marsocentrycznych. Ten przykład pokazuje, jak punkt odniesienia wpływa na wartość prędkości a nawet na nazewnictwo orbity.

Wracając do naszego przykładu stacji kosmicznej, to nie porusza się ona tylko ponad 7 km/s, ale należy uwzględnić jeszcze prędkość Ziemi i obiektów związanych z nią grawitacyjnie w ruchu dookoła Słońca. Sprawa się coraz bardziej komplikuje, Słońce bowiem porusza się względem centrum naszej galaktyki – Drogi Mlecznej z prędkością ok. 250 km/s. A nasza Galaktyka zbliża się do galaktyki Andromedy z prędkością ok. 111,6 km/s, by za miliard lat nastąpiło zderzenie – wielkie kosmiczne „bum” [8]. Wniosek z tego płynie taki, że mówiąc o prędkości zawsze musimy brać pod uwagę punkt odniesienia. Co więcej, licząc koszty związane z przemieszczaniem się w kosmosie także należy brać pod uwagę punkt odniesienia. W tym przypadku nie za bardzo interesuje nas, jaką prędkość będzie mieć nasz statek względem centrum Drogi Mlecznej, a tylko jaka jest różnica pomiędzy prędkością wymaganą w aktual-

nym układzie odniesienia względem obiektu, którego grawitacja dominuje, a prędkością obecnie posiadaną. I ta różnica prędkości przekłada się bezpośrednio na wykonalność danego manewru lub nawet osiągnięcie celu. Możliwości technologiczne, jakimi obecnie dysponujemy, są dość skromne w stosunku do naszych potrzeb czy wyobrażeń.

Prędkość a misje kosmiczne

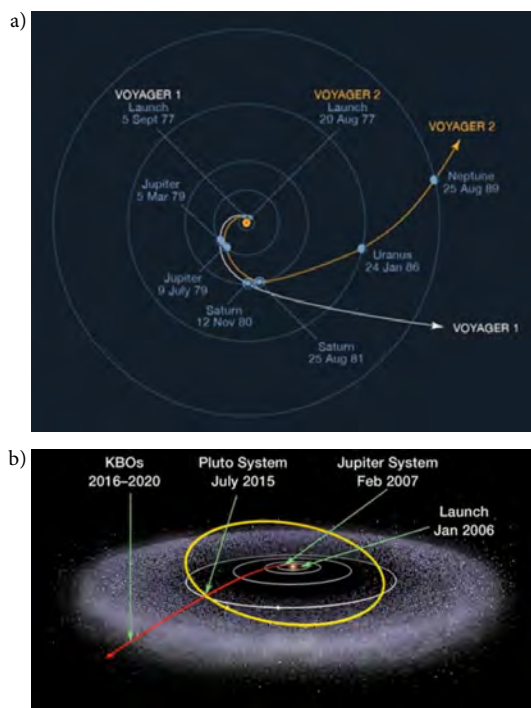
Statki kosmiczne serii Voyager, wysłane u zarania naszej ery kosmicznej, rozpoczęły swą daleką podróż zdobywając kolejne planety Układu Słonecznego i rozwijając różne prędkości; najpierw z rakieta nośną wzbily się na orbitę, potem przyspieszyły, aby opuścić ziemskie pole grawitacyjne i udać się w podróż ku najdalszym planetom naszego układu, przynosząc przy tym szereg spektakularnych odkryć. Zmiany prędkości odbywały się najpierw za pomocą silników raketowych, a następnie wykorzystywano grawitację gazowych gigantów [13, 14], by stać się kosmicznym wędrowcem opuszczającym Układ Słoneczny (ryc. 7a). W tych misjach wykorzystywano energię grawitacji, aby osiągać niezbędne przyspieszenia kosztem znacznego wydłużenia czasu misji. Lata później, tytułem „kosmicznego wędrowca”, można było nazwać misję New Horizons (ryc. 7b). Obranie innej trajektorii lotu związanej z faktem odwiedzania innych ciał, niż było to w przypadku statków z serii Voyager, wiąże się z tym, że statek ma inną prędkość i osiągnie tę samą odległość przestrzenną w innym czasie. W tych przypadkach kluczowa jest wartość prędkości determinująca

możliwość przelotu obok wybranego obiektu, ale definiowana tym razem względem centralnego ciała naszego układu, czyli Słońca. Naukowcy planujący te misje pamiętali o punktach odniesienia, ale tylko tych istotnych dla danego przypadku. Nie interesowała ich prędkość ucieczki z naszej Galaktyki, tylko to, co może wpływać na ruch pojazdów w obszarach ich zainteresowań. Tak więc mówiąc o prędkości zachowajmy rozsądek, nie zawsze do opisu podróży, nawet kosmicznej, trzeba brać pod uwagę wszystko do samego końca: prędkość względem galaktyki, grupy lokalnej galaktyk itd., gdyż tak naprawdę nie wiadomo, gdzie ten koniec się znajduje.

Podsumowanie

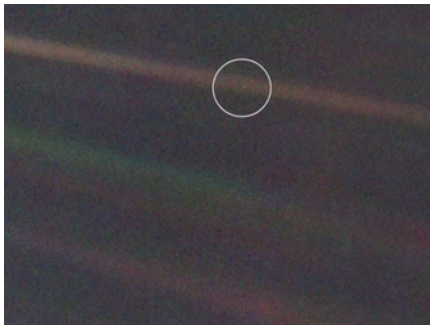
Obecnie część naukowców „żyje” powrotem człowieka na Księżyc, na którym nie byliśmy fizycznie od ponad 50 lat! Jednakże prawdziwym celem naszego powrotu na Srebrny Glob jest Mars, a misje księżycowe i założenie stacji wokół Księżyca mają tylko ułatwić osiągnięcie tego celu. Jak przedstawiono wcześniej, nasz gatunek posiada ciągle jeszcze zbyt małe możliwości napędowe w stosunku do naszych aspiracji; start misji marsjańskiej z orbity okołoksiężycowej będzie tańszy i bardziej bezpieczny w realizacji. Pamiętajmy, że przy tak dużych skalach odległości dla człowieka (a paradoksalnie małych dla kosmosu) lot pojazdu załogowego musi być zoptymalizowany pod względem energetycznym, gdyż człowiek potrzebuje zabrać ze sobą „całe środowisko”, by mógł oddychać (powietrze) i żyć (wodę i żywność), co stanowi znaczącą masę pojazdu kosmicznego. Tak więc podróż na Marsa, przynajmniej w najbliższym czasie, będzie odbywać się z prędkościami wyznaczonymi przez mechanikę nieba dziesiątki lat temu, a jej skrócenie (tj. zwiększenie prędkości) odbędzie się dopiero po przełomie w dziedzinie napędów.

Ciekawe czy Mikołaj Kopernik spoglądając w niebo ponad 400 lat temu i widząc gwiazdy i planety (tj. ruchome bądź błędzące gwiazdy, jak wtedy powszechnie je nazywano), myślał o prędkościach i odległościach w kosmosie? Czy formułując swoją teorię naszego układu planetarnego myślał, iż będzie ona miała tak wielkie znaczenie, że w przyszłości umożliwi latanie w kosmos i dywagowanie na temat prędkości kosmicznych? Tego nie wiemy, ale z pewnością możemy powiedzieć, iż prędkość i jej względność ma fundamentalne znaczenie dla naszej dzisiejszej cywilizacji. To Mikołaj Kopernik uporządkował stan ówczesnych obserwacji i stwierdził, że Słońce jest pośrodku, wbrew odczuciom każdego z obserwujących codziennie przemieszczające się Słońce ze wschodu na zachód. Postawienie Słońca w środku układu współrzędnych przyczyniło się do opracowania przez Keplera eleganckich praw opisujących tę część przyrody,



Ryc. 7. Trajektorie międzyplanetarne: a) misji Voyager 1 i 2 (źródło: [16] na podstawie NASA); b) misji New Horizons (źródło: [17])

a jedno z tych praw dotyczy właśnie prędkości. Prędkość w kosmosie ma znaczenie i właściwe jej określenie wraz z punktem lub poziomem referencji stanowi fundament podróży kosmicznych, które dopiero jako ludzkość zapoczątkowaliśmy. Na tym etapie naszego „kosmicznego” rozwoju uzyskujemy na razie niewielkie wartości prędkości, o czym świadczy to, że Voyager 1 po 45 latach od wystrzelenia osiągnął odległość 23 772 811 136 km (stan na 29.01.2023) [18], co daje średnią prędkość 1 414 613,37 km/dobę. To dużo i mało, zależy z jakiego punktu odniesienia na to spojrzymy. Myślę, że nasz gatunek zrobił duży krok, kiedy patrzę na zdjęcie Ziemi widzianej okiem statku kosmicznego Voyager 1 w 1990 roku z odległości 6 437 376 000 km; Ziemia to ten mały punkt w białym okręgu na ryc. 8 – NASZ DOM mieniący się jako jedna z „gwiazd”. Ciekawe, co by powiedział na to Kopernik?



Ryc. 8. Ziemia widziana okiem statku kosmicznego Voyager 1 w roku 1990 z odległości ponad 6 miliardów km (6 437 376 000 km) przed wyłączeniem kamery [19]

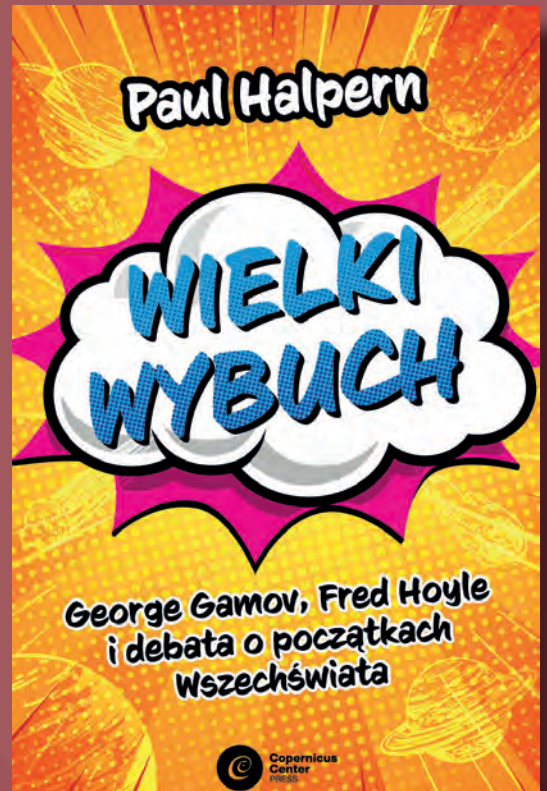
Literatura

- [1] Tom D. Crouch, *Lighter Than Air*, Johns Hopkins University Press, 2008.
- [2] Telegram from Orville Wright in Kitty Hawk, North Carolina, to His Father Announcing Four Successful Flights, 1903 December 17.
- [3] By Mike Young at English Wikipedia - Transferred from en.wikipedia to Commons., Public Domain, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=2063973>
- [4] Zdigitalizowane zdjęcie wykonane przez Johna P. Danielsa, Library of Congress, Prints & Photographs Division, LC-DIG-ppprs-00626.
- [5] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Wrightflyer_highres.jpg
- [6] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:R-7_Rocket_%28Samara_Space_Museum%29.jpg
- [7] <https://history.nasa.gov/ap11ann/kippsphotos/apollo.html>
- [8] <https://pixabay.com/pl/photos/gepard-afryka-namibia-kot-2859581/>
- [9] <https://images-assets.nasa.gov/image/s132e012208/s132e012208~orig.jpg>
- [10] Własny na bazie serwisu Google Maps.
- [11] <https://aegisaero.com/news/aegis-aerospace-awarded-new-satellite-contract/>
- [12] https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2016/05/Impact_chip
- [13] <https://www.theattic.space/home-page-blogs/2020/1/9/the-astonishing-voyage-of-voyager>
- [14] <https://solarsystem.nasa.gov/basics/primer/>
- [15] Nadia Drake, Milky Way Has 4 Billion Years to Live — But Our Sun Will Survive, <https://www.nationalgeographic.com/science/article/scientists-predict-our-galaxys-death>
- [16] <https://www.businessinsider.com/nasa-voyager-pictures-45-year-journey-neptune-uranus-saturn-earth-2022-6?IR=T#the-voyager-probes-were-designed-to-visit-jupiter-and-saturn-1>
- [17] <http://pluto.jhuapl.edu/Mission/The-Path-to-Pluto-and-Beyond.php>
- [18] Status misji Voyager <https://voyager.jpl.nasa.gov/mission/status/>
- [19] <https://www.businessinsider.com/nasa-voyager-pictures-45-year-journey-neptune-uranus-saturn-earth-2022-6?IR=T#it-gave-us-the-earths-most-distant-self-portrait-dubbed-the-pale-blue-dot-19>

Paul Halpern

WIELKI WYBUCH

**George Gamov, Fred Hoyle
– debata o początkach
Wszechświata**



George Gamow żył tak, jak uprawiał fizykę. „Zdejmijcie go z motocykla”, mówiono. „Jeśli się zabije, cofnie fizykę o dwadzieścia lat”. Fredowi Hoyle’owi również nie brakowało fantazji, a jego nagłe zniknięcie z pewnością spowolniłoby rozwój nauki o dekadę lub dwie.

Obaj byli żądnymi przygód, ekscentrycznymi samotnikami. Obaj chadzali własnymi ścieżkami. Obaj konwenansów nienawidzili równie mocno, jak mocno kochali proces odkrywania i uwielbiali snuć fantastyczne opowieści naukowe. W czasach gdy Wielki Wybuch był zaledwie mglistą teorią, a astrofizyka znajdowała się w impasie, działali niczym dwa odpychające się magnesy. Reprezentując skrajnie różne poglądy prowokowali do dyskusji.

Przeplatająca wątki obu wybitnych kosmologów podwójna biografia autorstwa Paula Halperna jest czymś więcej niż sumą prostą składników. Jest kroniką intelektualnego pojedynku, w którym rodził się nowy, współczesny obraz genezy i losów Wszechświata.



Paul Halpern

Profesor fizyki na University of the Sciences w Filadelfii, autor szesnastu książek popularnonaukowych, a także członek Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (APS) oraz stypendysta Guggenheim Fellowship.

Soczewkowanie grawitacyjne gwiazd bozonowych i fermionowych

Gravitational lensing of boson and fermion stars

Janusz Osarczuk

Abstrakt. Gwiazdy bozonowe oraz gwiazdy fermionowe mogły powstać we wczesnym Wszechświecie podczas grawitacyjnego przejścia fazowego pierwszego rzędu. Być może część z nich zachowała się do dziś. Poszukiwania ich obejmują przede wszystkim centralne części galaktyk. Soczewkowanie grawitacyjne jest jedną z metod obserwacyjnych, która może pomóc je znaleźć.

Słowa kluczowe: cząstki elementarne, grawitacja, soczewkowanie grawitacyjne, gwiazdy

Abstract. Boson stars and fermion stars may have formed in the early universe during a first-order gravitational phase transition. Perhaps some of them have survived till now. The search for them covers mainly the central parts of galaxies. Gravitational lensing is one of the observational methods that can help find them.

Keywords: elementary particles, gravitation, gravitational lensing, stars

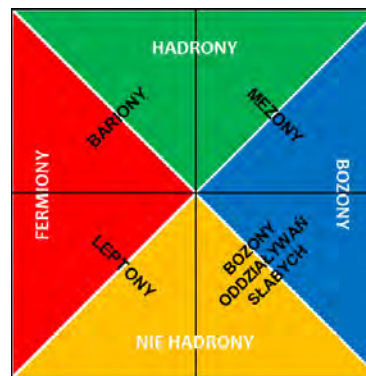
1. Obiekty zwarte

Hipotetyczne, jak do tej pory, gwiazdy bozonowe i gwiazdy fermionowe należą do klasy obiektów zwartych, będących źródłem silnego pola grawitacyjnego. Główni przedstawiciele tej grupy, czyli białe karły, gwiazdy neutronowe i czarne dziury, stanowią końcowy etap ewolucji gwiazd i są skondensowaną formą swoich poprzednich wcieleń. Stąd też zazwyczaj posiadają niewielkie rozmiary w stosunku do swojej masy (np. biały karzeł może mieć masę Słońca i promień 10 000 km, a gwiazda neutronowa może mieć masę Słońca i promień 10 km). Zestawienie tych dwóch parametrów implikuje niezwykle dużą gęstość tych obiektów ($\sim 10^6$ g/cm³ w przypadku białych karłów, $\sim 10^{15}$ g/cm³ w przypadku gwiazd neutronowych).

Obiekty zwarte stanowią konfiguracje stabilne. Nie ulegają kolapsowi (nie rozważam w tym momencie czarnych dziur), ponieważ są zbudowane z materii zdegenerowanej, której cząstki znajdują się tak blisko siebie, iż tworzą nieściśliwy gaz (którego rozkład na stany kwantowe, w zależności od rodzaju cząstek, jest wyznaczony przez zasadę nieoznaczoności Heisenberga lub przez zasadę wykluczania Pauliego). Ciśnienie panujące wewnątrz gazu jest na tyle duże, iż przeciwdziała sile grawitacji. W każdym z typów obiektów inne cząstki formują gaz zdegenerowany. I tak:

- w białych karłach – elektrony,
- w gwiazdach neutronowych – neutrony,
- w gwiazdach bozonowych – bozony skalarne,
- w gwiazdach fermionowych – słabo oddziałujące fermiony.

Podział cząstek i ich wybrane cechy przedstawiono na rys. 1 i w tab. 1.)



Rys. 1. Podział cząstek¹

Tab. 1. Wybrane cechy cząstek

Nazwa	Cechy
hadrony	A
niehadrony	B
fermiony	C
bozony	D
bariony	A, C
leptony	B, C
bozony oddziaływań słabych, fotony	B, D
mezony	A, B

A – uczestniczą we wszystkich czterech oddziaływaniach fundamentalnych
B – nie uczestniczą w oddziaływaniu silnym
C – posiadają spin półowkowy
D – posiadają spin całkowity

1. Bozony oddziaływań słabych to bozony, które przenoszą oddziaływanie słabe, czyli bozony naładowane W^+ i W^- oraz bozon neutralny W^0 .

2. Parametry gwiazd bozonowych i gwiazd fermionowych

Mimo przynależności do rodziny obiektów zwartych, gwiazdy bozonowe i gwiazdy fermionowe mogą osiągać olbrzymie rozmiary i gigantyczne masy. Poza tym nie mogą przekroczyć granicy wyznaczonej przez ich równanie stanu, tj. masy maksymalnej. Dla gwiazd bozonowych można ją przedstawić formułą $M_{Bmax} = 0,633M_{Pl}^2/m_B$ [4] (gdzie M_{Pl} jest masą Plancka, a m_B jest masą pojedynczego bozonu), dla gwiazd fermionowych $M_{Fmax} = 0,38426 \cdot (2/g)^{1/2} \cdot M_{Pl}^3/m_F^2$ [2] (gdzie m_F jest masą pojedynczego fermionu, a g jest współczynnikiem degeneracji spinu (ang. *spin degeneracy factor*)). Promień takich obiektów jest funkcją masy gwiazdy oraz masy pojedynczej cząstki i można go opisać wzorem $R_{Bmax} \sim h^2/GM_{Bmax}(m_B)^2$ dla gwiazd bozonowych i $R_{Fmax} \sim h^2/G(M_{Fmax})^{1/3}(m_F)^{8/3}$ dla gwiazd fermionowych, gdzie h jest stałą Plancka, a G jest stałą grawitacji [3]. Dla przykładu, gwiazda bozonowa o masie 10^{12} mas Słońca może mieć promień ok. 100 kpc (kiloparseków; 1 pc $\approx 3,2616$ roku świetlnego $\approx 206\,265$ jednostek astronomicznych $\approx 3,086 \times 10^{16}$ m) w przypadku bozonów o masie 10^{-25} eV/ c^2 , gwiazda fermionowa zaś może posiadać takie same parametry, gdy jest zbudowana z fermionów o masie 20 eV/ c^2 (dla porównania promień naszej galaktyki to ok. 16–18 kpc).

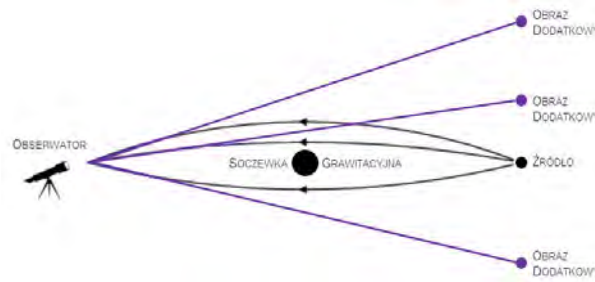
Warto zwrócić uwagę, iż rozpiętość wielkości gwiazd bozonowych i gwiazd fermionowych jest olbrzymia. Mogą mieć one mikroskopowe rozmiary, mogą być wielkości czarnych dziur w centrach galaktyk, ale mogą też być istnymi monstrami o rozmiarach większych niż Droga Mleczna.

Istotną własnością obu rodzajów gwiazd jest to, że cząstki, które je tworzą, oddziałują ze sobą tylko grawitacyjnie i w konsekwencji te gwiazdy są przezroczyste dla promieniowania elektromagnetycznego. Nie istnieje także sfera fotonowa (czyli zestaw kołowych orbit występujących wokół czarnej dziury lub gwiazdy neutronowej, z których każda charakteryzuje się tym, że odległość fotonu od centrum pola grawitacyjnego nie ulega zmianie w trakcie ruchu), a żaden foton nie może "spaść" na gwiazdę ani zostać przez nią schwytyany. To powoduje niesamowite efekty związane z soczewkowaniem grawitacyjnym

3. Soczewkowanie grawitacyjne

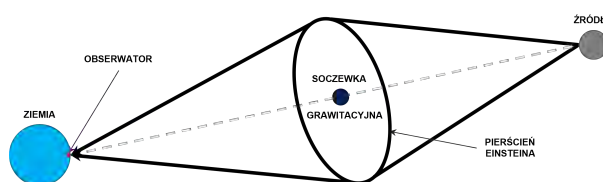
Soczewkowanie grawitacyjne polega na ugięciu wiązki promieniowania elektromagnetycznego (o dowolnej długości fali) w polu grawitacyjnym masywnego, tj. gęstego ciała niebieskiego (zwanego **soczewką grawitacyjną**), co prowadzi do jej skupienia (rys. 2). W wyniku tego zjawiska następuje pojaśnienie źródła promieniowania na

skutek pojawienia się na niebie jego wielokrotnych, znie-



Rys. 2. Idea soczewkowania grawitacyjnego

kształconych obrazów. W szczególnym przypadku, gdy obserwator usytuowany jest dokładnie na linii prostej wyznaczonej przez źródło pola grawitacyjnego i znajdujące się za nim źródło promieniowania, na niebie pojawia się spektakularny pierścień, zwany pierścieniem Einsteina (rys. 3).



Rys. 3. Pierścień Einsteina [na podstawie https://www.researchgate.net/figure/Formation-of-an-Einstein-ring-when-light-from-a-distant-source-star-is-bent-by-the_fig6_283118105]

Soczewkowanie grawitacyjne, ze względu na obserwowane efekty, dzieli się na słabe, silne i mikrosoczewkowanie. Potężne pola grawitacyjne gwiazd bozonowych i gwiazd fermionowych są źródłem soczewkowania silnego (możliwe, że małowasywne gwiazdy bozonowe lub fermionowe będą powodować szczególny rodzaj soczewkowania silnego czyli mikrosoczewkowanie). Można się zatem spodziewać, iż wpływ grawitacji na trajektorie fotonów będzie skutkować konsekwencjami opisanymi powyżej.

4. Przyczyny poszukiwania gwiazd bozonowych i gwiazd fermionowych

Zarówno gwiazdy bozonowe, jak i fermionowe (oraz ich kombinacje, czyli gwiazdy bozonowo-fermionowe, gwiazdy fermionowo-bozonowe czy też gwiazdy zbudowane z dwóch rodzajów cząstek fermionowych) są ciągle obiektami hipotetycznymi. Na razie nie ma żadnych obserwacji wskazujących na ich istnienie. Jednakże to wcale nie oznacza, że ich nie ma. Warto poszukiwać gwiazd bozonowych, fermionowych oraz ich różnych kombinacji choćby z następujących powodów:

- Mogą one stanowić część ciemnej materii. Ich odkrycie pozwoliłoby stwierdzić, które z wielu teoretycznie

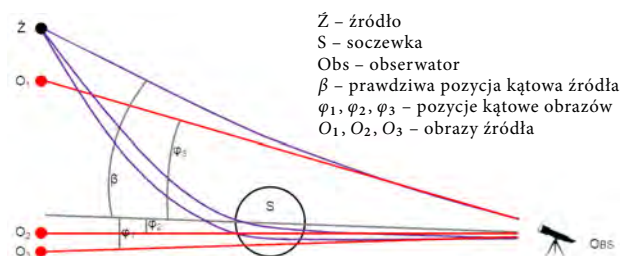
możliwych bozonów i fermionów naprawdę istnieją w przestrzeni kosmicznej. Studiując właściwości tych cząstek moglibyśmy lepiej określić naturę ciemnej materii.

- Najbardziej masywne z nich mogły odegrać istotną rolę podczas formowania się obserwowanych dziś struktur wielkoskalowych takich jak gromady galaktyk czy galaktyki.
- Mogą stanowić alternatywę dla masywnych czarnych dziur.

Choć dziś już mało kto nie wierzy w egzystencję czarnych dziur, to jednak można próbować wyjaśniać istnienie ciemnych, zwartych obiektów w centrum galaktyk przy założeniu, iż są one gwiazdami bozonowymi lub gwiazdami fermionowymi. Jednoznacznego rozstrzygnięcia tego dylematu mogą dostarczyć obserwacje soczewkowania grawitacyjnego. Ponieważ, jak już zostało wspomniane, gwiazdy bozonowe i gwiazdy fermionowe są praktycznie przezroczyste dla promieniowania elektromagnetycznego, więc jako soczewki grawitacyjne generowałyby krzywe jasności odmienne od krzywej jasności czarnej dziury. Rejestracja czystego soczewkowanego sygnału mogłaby zatem okazać się jednym z kluczowych testów scenariuszy dla takich obiektów.

5. Soczewkowanie grawitacyjne gwiazd bozonowych i gwiazd fermionowych

Soczewkowanie grawitacyjne gwiazdy bozonowej [4, 5] i soczewkowanie grawitacyjne gwiazdy fermionowej [6] są do siebie jakościowo podobne. Do opisu tego zjawiska można więc zastosować jeden schemat i posłużyć się rys. 4. Jednocześnie przyjmijmy założenie, że gwiazda znajduje się w połowie drogi między źródłem a obserwatorem i jest obiektem o maksymalnej masie (którą oblicza się ze wzorów przedstawionych w rozdz. 2) przy danym promieniu.



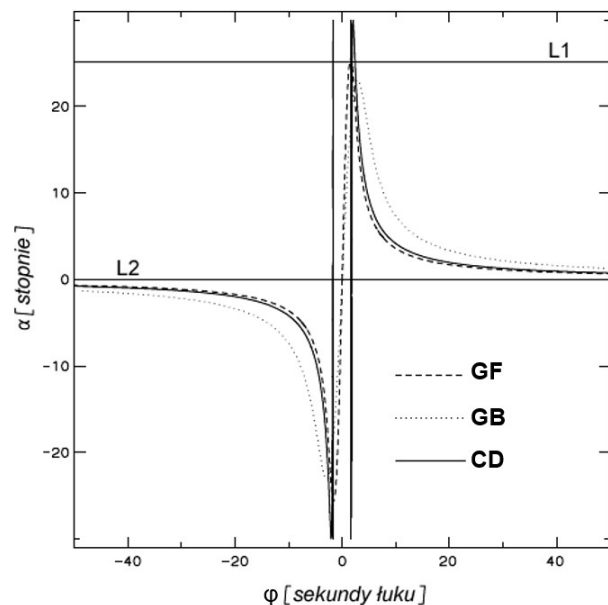
Rys. 4. Soczewkowanie grawitacyjne gwiazdy bozonowej lub gwiazdy fermionowej o maksymalnej masie, znajdującej się w połowie odległości pomiędzy źródłem i obserwatorem

W zależności od położenia elementów układu soczewkującego, obserwuje się jeden, dwa lub trzy obrazy źródła. W tym ostatnim przypadku pierwsze dwa obrazy widać przez gwiazdę (obserwator patrzy przez nią na

wylot). Znajdują się one blisko siebie, dzieli je tylko kilka sekund łuku (arcsec). Trzeci obraz może być oddalony od poprzednich (w zależności od parametrów konkretnej gwiazdy) nawet o ok. 20 stopni (w przypadku gwiazdy bozonowej [4]) lub ok. 30 stopni (w przypadku gwiazdy fermionowej [6]), co stanowi olbrzymą odległość na niebie obserwatora (średnica kątowna tarczy Słońca oglądanego z Ziemi wynosi 31 minut łuku). Obrazy pierwsze i drugi są wzmocnione, natomiast obraz trzeci ma jasność podobną do jasności źródła. Ze względu na dużą odległość kątowną trzeciego obrazu, trudno byłoby się domyśleć, iż ma on coś wspólnego z dwoma pozostałymi obrazami, jeżeli nie znalibyśmy ich pochodzenia. Tylko analiza spektralna wykazałaby związek między nimi.

Dla takiej właśnie gwiazdy przedstawimy teraz wykres tzw. zredukowanego kąta ugięcia α , definiowanego jako $\alpha = \varphi - \beta$, gdzie φ jest kątem pomiędzy soczewką i obrazem, a β – kątem pomiędzy soczewką i źródłem. Zarówno założenia dotyczące obliczeń (w tym to, iż odległość od obserwatora do soczewki jest równa $D_{OL} = 2,41732 \cdot 10^5 \cdot a$, gdzie $a = (2/g)^{1/2} \cdot (\hbar \cdot M_{Pl}/cm_F^2)$, przy czym \hbar jest zredukowaną stałą Plancka, a c – prędkością światła), jak i wyniki, które będą przedstawione poniżej, pochodzą z prac [4] i [6].

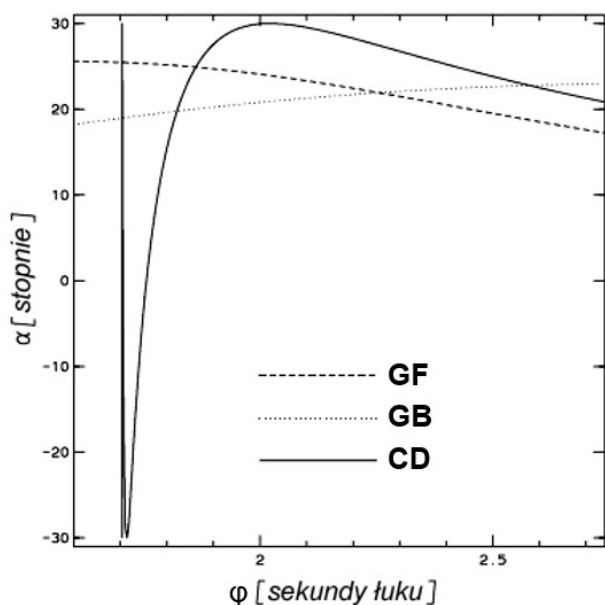
Na rysunku 5 został zaprezentowany wspomniany wyżej zredukowany kąt ugięcia, faktycznie obserwowany z Ziemi dla gwiazdy bozonowej (GB), gwiazdy fermionowej (GF) i czarnej dziury (CD) (wszystkie trzy obiekty o takiej samej masie; wartości wszystkich parametrów użytych w obliczeniach numerycznych, na bazie których został stworzony rys. 5 są opisane w [4] i [6]). Poziome linie pokazują wybrane pozycje źródła, np. linia L1 oznacza, że źródło jest widoczne pod kątem 25 stopni



Rys. 5. Zredukowany kąt ugięcia dla gwiazdy fermionowej o maksymalnej masie

łuku. Punkty przecięcia linii z krzywą kąta α wyznaczają kąty φ , pod jakimi widoczne są obrazy przedstawione na rys. 4. W przypadku istnienia trzech obrazów, trzeci z nich nie jest widoczny na rysunku. Linia L2 oznacza sytuację, gdy wszystkie elementy układu soczewkującego leżą na jednej prostej, co skutkuje powstaniem pierścienia Einsteina (obraz na niebie obserwatora jest widoczny w postaci świecącego pierścienia o środku w punkcie, w którym znajduje się źródło).

Jeżeli chodzi o efekty soczewkowania grawitacyjnego przez gwiazdę bozonową i gwiazdę fermionową, to różnica sprowadza się w zasadzie do nieco innych wyników ilościowych (szczególnie widać to na rys. 6), natomiast kształt krzywej zredukowanego kąta ugięcia jest taki sam. Przypadek czarnej dziury jest jakościowo podobny do przypadków gwiazdy bozonowej i gwiazdy fermionowej, a do tej drugiej jest również podobny ilościowo (krzywe zredukowanego kąta ugięcia dla gwiazdy fermionowej i dla czarnej dziury prawie się pokrywają). Istnieje jednak zasadnicza różnica pomiędzy zachowaniem się wykresów dla obu gwiazd i dla czarnej dziury w obszarze od $-1,7$ do $+1,7$ arcsec. W pobliżu obu tych wartości krzywa dla czarnej dziury zaczyna oscylować (rys. 6), co odpowiada pojawianiu się obrazów wielokrotnych na sferze fotonowej. Wewnątrz obszaru $-1,7 \nabla \cdot 1,7$ arcsec krzywa zredukowanego kąta ugięcia, opisującego przypadek czarnej dziury nie istnieje, ponieważ pod sferą fotonową nie tworzą się żadne obrazy.



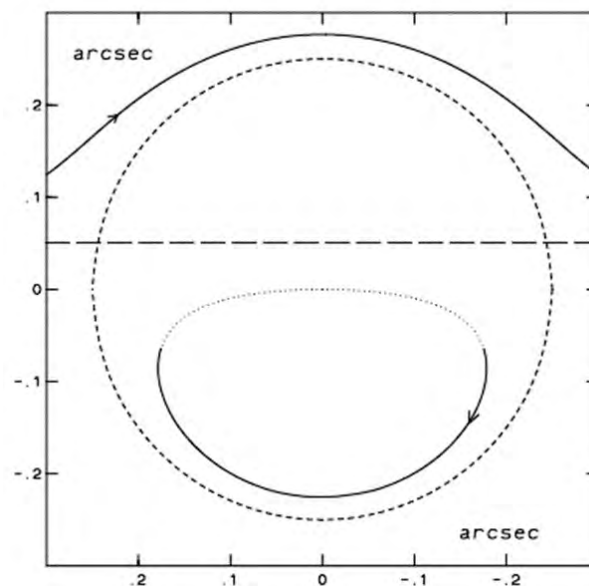
Rys. 6. Zredukowany kąt ugięcia dla gwiazdy fermionowej o maksymalnej masie dla zakresu kąta φ $1,6 \nabla \cdot 2,75$ [5]

Skoro krzywe z rys. 5 są tak bardzo do siebie podobne, to czy soczewkowanie grawitacyjne na pewno może być

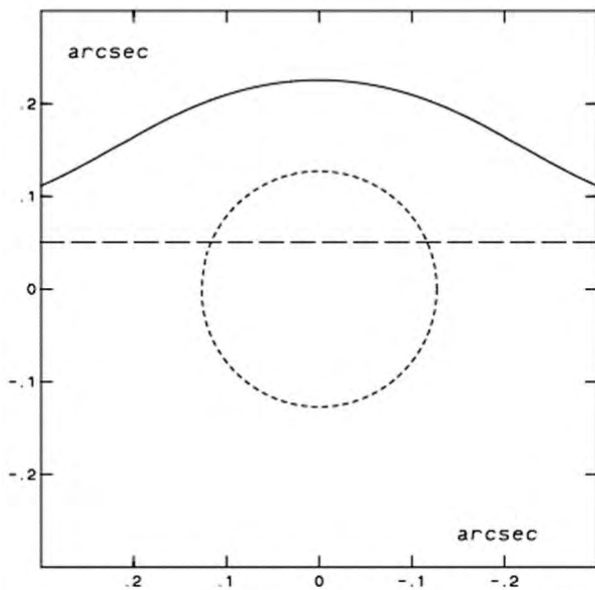
pomocne w rozstrzygnięciu, jakiego typu obiekt znajduje się w centrum galaktyki? Odpowiedź na to pytanie jest pozytywna przy uwzględnieniu faktu, iż przebieg tego zjawiska ma charakter dynamiczny. Ponieważ obiekty układu soczewkującego przemieszczają się względem siebie, więc odzwierciedleniem tego ruchu jest ruch obrazów na niebie obserwatora. Rysunki 7 i 8 przedstawiają trajektorie obrazów odpowiednio dla przypadków gwiazdy fermionowej (dla gwiazdy bozonowej wykres wyglądałby podobnie) i dla czarnej dziury, przy następujących założeniach:

- Soczewką jest obiekt Sgr A*.
- Jeżeli soczewka jest gwiazdą fermionową, to jej promień jest równy 18,52 mpc, czyli 0,4775 arcsec.
- Jeżeli soczewka jest czarną dziurą, to dla obserwatora stanowi obiekt punktowy.
- Masa soczewki wynosi $2,5 \cdot 10^6 M_{\odot}$.
- Odległość obserwator-soczewka jest równa 8 kpc.
- Odległość soczewka-źródło wynosi 200 pc.
- Parametr zderzenia r jest równy 2 mpc.
- Prędkość źródła poruszającego się za obiektem wynosi $v = 50$ km/s = 1,286 milisekund łuku na rok.

Jak widać, rysunki 7 i 8 zasadniczo się od siebie różnią. Gdy źródło (jakaś normalna gwiazda) porusza się za czarną dziurą (rys. 7, poprzeczna, przerywana linia jest rzutem trajektorii źródła), to obrazy na niebie obserwatora przesuwają się zgodnie z liniami ciągłymi. Okrąg ukazuje pierścień Einsteina, a przerywana, kropkowana linia reprezentuje kontynuację trajektorii drugiego obrazu, odpowiadającą tej części trajektorii pierwszego obrazu, która wychodzi poza granicę wykresu. Natomiast gdy źródło porusza się z tyłu gwiazdy fermionowej (rys. 8, poprzeczna, przerywana linia jest rzutem trajektorii źródła), wówczas widoczny jest tylko jeden obraz, którego trajektorię opisuje linia ciągła. Tak jak



Rys. 7. Trajektoria obrazów dla przypadku czarnej dziury jako soczewki grawitacyjnej [5 (Fig. 4)]



Rys. 8. Trajektoria obrazów dla przypadku gwiazdy fermionowej jako soczewki grawitacyjnej [5 (Fig. 5)]

w poprzednim przypadku, okrąg symbolizuje pierścień Einsteina.

Obserwacje soczewkowania grawitacyjnego mogą zamienić teoretyczną egzystencję gwiazd bozonowych

lub/i gwiazd fermionowych w realny astrofizyczny byt. Pomiary zredukowanego kąta ugięcia, trajektorii obrazów, prędkości przesuwania się obrazów czy pojaśnień obrazów, pozwolą uzyskać wyniki, które powinny w sposób jednoznaczny określić rodzaj soczewki. Co prawda zdjęcia z Teleskopu Horyzontu Zdarzeń dobitnie pokazały, że za radioźródłem Sgr A* nie kryje się raczej nic innego niż czarna dziura [7, 8], lecz ciągle nie jest wykluczone, że w niektórych galaktykach lub w innych miejscach w przestrzeni kosmicznej gwiazdy bozonowe lub gwiazdy fermionowe mogą istnieć. Kto wie, może kiedyś naprawdę zostaną odkryte?

Literatura

- [1] Friedberg, R., Lee, T.D., Pang, Y., *Phys. Rev. D* 35, 3640 (1987).
- [2] Bilić, N., Viollier, R.D. *Eur. Phys. J. C*, 11, 173 (1999).
- [3] Domcke, V., Urbano, A., *JCAP* 0, 002 (2015).
- [4] Dąbrowski, M. P., Schunck, F. E., *ApJ.*, 535, (1), 316 (2000).
- [5] Osarczuk, J., Schunck, F. E., *Urania*, 4, 148 (1999).
- [6] Bilić, N., Nikolić, H., Viollier, R. D., *ApJ.*, 537, (2), 909 (2000).
- [7] Olivares, H. et al., *MNRAS*, 497, (1), 521 (2020).
- [8] Event Horizon Telescope Collaboration, *ApJL*, 930, 17 (2022).

140. rocznica skroplenia składników powietrza

140th Anniversary of the Liquefaction of Air Components

Andrzej Szytuła*

Instytut Fizyki im. Mariana Smołuchowskiego, Wydział FAiIS Uniwersytetu Jagiellońskiego

Abstrakt. Artykuł ma na celu przypomnienie znaczenia skroplenia składników powietrza przez profesorów Karola Olszewskiego i Zygmunta Wróblewskiego w 140. rocznicę dokonania tego eksperymentu.

Słowa kluczowe: skroplenie składników powietrza, Karol Olszewski, Zygmunt Wróblewski, kriogenika

Abstract. The paper is a reminder of the importance of liquefaction of air components by professors Karol Olszewski and Zygmunt Wróblewski on the occasion of the 140th anniversary of this experiment.

Keywords: liquefaction of air components, Karol Olszewski, Zygmunt Wróblewski, cryogenics

W kwietniu 2023 roku minęło 140 lat od historycznego wydarzenia, jakim było skroplenie składników powietrza, dokonane przez profesorów Uniwersytetu Jagiellońskiego Karola Olszewskiego i Zygmunta Wróblewskiego w 1883 roku: jako pierwszy skroplony został tlen (04.04.1883), a następnie azot (13.04.1883). Od momentu ogłoszenia, odkrycie to nie tylko wzbudziło ogromne zainteresowanie w licznych ośrodkach naukowych (wraz z tym były wzmianki w wielu ówczesnych czasopiśmie specjalistyczno-naukowych), ale także zyskało szeroki rozgłos (masowe doniesienia w prasie polskiej i zagranicznej). Tak doniosłe odkrycie o randze światowej rozślawiło polskich uczonych na całym świecie, stając się momentem przełomowym w historii nauki polskiej i światowej.

Aby zrozumieć znaczenie i wyjątkowość tego odkrycia, należy cofnąć się do początków XIX w., który był okresem intensywnych badań i prac zmierzających do skraplania gazów. Badania Michaela Faradaya, zapoczątkowane w 1823 r., doprowadziły do skroplenia większości znanych ówczesnie gazów z wyjątkiem sześciu: tlenu, azotu, wodoru, tlenku węgla, tlenku azotu i metanu. Gazy te nazwano wtedy „trwałymi”.

W roku 1877 Raoul-Pierre Pictet w Genewie i Louis Paul Cailletet w Paryżu, wykorzystując wysokie ciśnienie, doprowadzili do pojawienia się mgły skroplonego tlenu, co uznaje się za pierwsze dynamiczne skroplenie tlenu. Ani Cailletetowi, ani Pictetowi nie udało się jednak otrzymać ciekłego tlenu. Tego osiągnięcia dokonać mieli dopiero sześć lat później dwaj polscy uczeni.

W lutym 1883 r. w Zakładzie Fizyki UJ, który mieścił się wówczas w Krakowie przy ul. Anny 193 (obecnie 6) w Collegium Physicum (obecnie Kołłątaja), profesorowie Wróblewski i Olszewski rozpoczęli prace nad skropleniem składników powietrza. Już 29.03.1883 uzyskali skroplony tlen[1], a w następnych dniach skroplony azot i tlenek węgla[2]. Po kilkukrotnym powtórzeniu doświadczeń, na posiedzeniu Akademii Umiejętności w Krakowie podali 4 kwietnia jako ostateczną datę, kiedy to uzyskali pełne potwierdzenie skroplenia tlenu. W swoich eksperymentach wykorzystali metodę zaproponowaną przez Cailleteta, polegającą na rozprężaniu ściśniętego gazu. Wprowadzili w niej jednak istotne zmiany, zwłaszcza w aparaturze: zasadniczym etapem skroplenia było gwałtowne zmniejszenie ciśnienia sprężonego silnie gazu i zastosowanie kaskadowej metody obniżenia temperatury do -136°C , co spowodowało, iż nastąpiła kondensacja tlenu na ściankach naczynia [3].

Odkrycie i wyniki badań Olszewskiego i Wróblewskiego wywołały ogromne wrażenie w świecie naukowym, czego odzwierciedleniem były liczne gratulacje oraz wyrazy uznania, które napływać zaczęły do Krakowa z różnych stron i od wielu wybitnych uczonych m.in. od Józefa Stefana z Wiedeńskiej Akademii Nauki, Philippa Gustawa von Jolly'ego z Monachium i Hermana von Helmholtza z Berlina. W najdoskonalszy sposób atmosferę tamtych dni określił Marian Smołuchowski pisząc: [...] *było to sensacyjne odkrycie, które tym większe wywarło wrażenie, że zostało uzyskane w mieście leżącym z dala od centrów światowych* [4].

Skroplenie składników powietrza było nie tylko wyjątkowym i nad podziw istotnym osiągnięciem technicz-

**ORCID: 0000-0002-5196-8594

nym, co ważniejsze, stanowiło równocześnie przełom myślowy obalając paradygmat o podziale materii na gazy, ciecze i ciała stałe. Był to kolejny krok w poznaniu praw natury i rozwoju cywilizacji. Odkrycie profesorów UJ otworzyło nowe perspektywy i etapy badań, wskazując drogę ku technikom skraplania innych gazów i otrzymywania niskich temperatur. Dzięki temu zainicjowane zostały możliwości uzyskiwania coraz niższych temperatur, co w bezpośredni sposób przyczyniło się do powstania nowej dziedziny nauki jaką jest kriogenika.

Przełomowość i wyjątkową doniosłość odkrycia dwóch polskich badaczy podkreślali także m.in.:

Heike Kammerling-Ones, który po otrzymaniu w 1913 r. Nagrody Nobla w referacie wygłoszonym w trakcie wręczenia nagrody powiedział: [...] *Just as I was thinking about how to do this, the basic classic work of Wróblewski and Olszewski appeared on the static liquefaction of oxygen* [...] [5] oraz Kurt Mendelssohn, który w książce *The Quest for Absolute Zero* [6] o odkryciu Wróblewskiego i Olszewskiego napisał: *Osiągnęli oni to, czego nie mogli osiągnąć Cailletet inni. [...] Obaj Polacy lepiej zrozumieli fizyczne podstawy procesu i dlatego im przypadł zaszczyt* [...] [6].

Pamięć o sukcesie krakowskich Profesorów trwale zapisała się także w historii nauki polskiej, a szczególnie polskiego środowiska naukowego fizyków i chemików. W sposób szczególny obchodzono okrągłe rocznice tego odkrycia. 05.06.1933, w 50. rocznicę skroplenia składników powietrza, prof. Konstanty Zakrzewski wygłosił referat na posiedzeniu Krakowskiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego, którego treść została opublikowana w *Przeglądzie Technicznym* [7].

Setną rocznicę skroplenia składników powietrza uczczono międzynarodową konferencją Cryogenic Fundamentals, zorganizowaną w Krakowie i we Wrocławiu przez Uniwersytet Jagielloński i Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN. Wzięli w niej udział czołowi naukowcy, zajmujący się badaniami w zakresie kriogeniki [8].

O dwóch wybitnych uczonych i dokonanych przez nich odkryciach pamięta także społeczność Uniwersytetu Jagiellońskiego. W Collegium Kołłątaja (Collegium Physicum) – miejscu dawnej pracowni Wróblewskiego i Olszewskiego – umieszczona została pamiątkowa tablica. Natomiast znaczna część aparatury, która wykorzystywana była w trakcie prac badawczych i samego odkrycia, eksponowana jest w ramach stałej ekspozycji w Muzeum Collegium Maius. Wszystko to świadczy nie tylko o podtrzymywaniu w Uniwersytecie Jagiellońskim pamięci o profesorach Wróblewskim i Olszewskim, ale także o ciągłości tradycji, która dla kolejnych pokoleń staje się in-

spiracją i aktywną motywacją do kontynuowania badań i podążania ku nowym odkryciom.

Analizując aktualne doniesienia naukowe i pojawiające się obecnie publikacje, łatwo zauważyć, jak rozległe zastosowania badawcze, a zwłaszcza praktyczne, mają dziś niskie temperatury w fizyce, chemii i biologii. Odkrycie i doświadczenia Profesorów Olszewskiego i Wróblewskiego stały się niezaprzeczalnie podwalinami rozwoju prawie wszystkich gałęzi nauk przyrodniczych i ścisłych.

Trafnym podsumowaniem jest artykuł *Hołd dla Wróblewskiego i Olszewskiego* Henka Kubbinga, historyka nauki i wykładowcy na Uniwersytecie w Groningen oraz członka Grupy *Historia Fizyki* w EPS, w którym napisał: [...] *Zygmunt von Wróblewski (1845-1888) i Karol Olszewski (1846-1915) uzyskali pozycję europejską poprzez ich osiągnięcia w skropleniu gazów* [...] [9].

Doceniając znaczenie i historyczną doniosłość odkrycia, na wniosek krakowskiego środowiska naukowego, szczątki obu Profesorów złożone zostały w Krypcie Zasłużonych w Panteonie Narodowym w kościele św. św. Piotra i Pawła w Krakowie. Niech wspomnienia o ich odkryciu będą inspiracją dla kolejnych pokoleń badaczy.

Literatura

- [1] Wróblewski S., Olszewski K., Sur la liquefaction de l'oxygene et de l'azote, et sur la solidification du sulfure de carbone et de l'alcool, *Comptes Rendus* **96**, 1140 (1883).
- [2] Wróblewski S., Olszewski K., Sur la liquefaction de l'azote, *Comptes Rendus* **96**, 1222 (1883).
- [3] Hrynkiewicz A., Szytuła A., Stulecie skroplenia składników powietrza *Postępy Fizyki* **36** (10) 41 (1985); Kucharski M., Jak polisti vedci zkaplałnili slozky vzduchu, *CS. cas. fyz.*, **A33** 611 (1983).
- [4] Wojtaszek Z., Kuzyk H., Morzyniec A., Dubowy J., Łopata K., Karol Olszewski, *Universitatis Iagellonicae Acta Chimica* **1990** **33**, 96 (1990)
- [5] *Nobel Lectures. Physics 1901-1921*, Elsevier Publishing Company (Amsterdam-London-New York, 1967), s. 306.
- [6] Mendelssohn K., *The Quest for Absolute Zero*, World University Library Wiedenfield and Nicolson, (London 1966); [tłum. polskie *Na drodze do zera bezwzględego*, PWN, Warszawa 1970].
- [7] Zakrzewski K., Historia skroplenia składników powietrza, *Przegląd Techniczny* **72** (17) 411 (1933).
- [8] Szytuła A., W setną rocznicę skroplenia powietrza, *Postępy Fizyki* **35** (4) 451 (1984).
- [9] Kubbinga H., Hołd dla Wróblewskiego i Olszewskiego, *Postępy Fizyki* **62** (2) 47 (2011).

Henryk Drozdowski (1959-2022)

Małgorzata Śliwińska-Bartkowiak*

Wydział Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu



(z archiwum autorki wspomnienia)

Z głębokim smutkiem przyjęliśmy wiadomość o śmierci polskiego fizyka, inżyniera i leśnika dr. hab. Henryka Drozdowskiego, prof. UAM, przewodniczącego Poznańskiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego w latach 2017-2020. Odeszła osoba ogromnej wiedzy i kultury, wspaniały nauczyciel akademicki, ceniony wykładowca i wychowawca wielu pokoleń fizyków. Profesor Drozdowski był wzorem rzetelnej postawy i naukowej pasji badawczej realizowanej z oddaniem dla dobra całego środowiska naukowego. Straciliśmy serdecznego i życzliwego kolegę, bardzo aktywnego naukowca, wybitnego dydaktyka i popularyzatora fizyki, a także znawcę i miłośnika historii oraz filozofii fizyki.

Henryk Drozdowski, ur. 01.10.1959 w Poznaniu, w roku 1983 ukończył studia na ówczesnej Akademii Rolniczej w Poznaniu. Stopień doktorski uzyskał w 1994 w zakresie fizyki na Wydziale Fizyki UAM w Poznaniu, na podstawie pracy *Badanie lokalnej struktury ciekłych chloro pochodnych alkanów metodą dyfrakcji rentgenowskiej*

i analizy fourierowskiej (promotorem był prof. Zenon Bochyński). Habilitował się na tym samym wydziale w roku 2003 na podstawie oceny dorobku naukowego i rozprawy *Badania struktury i korelacji molekularnych ciekłych pochodnych naftalenu metodą dyfrakcji rentgenowskiej*. Tytuł profesora UAM uzyskał w roku 2008 i został kierownikiem Zakładu Dydaktyki Fizyki (2008–2012), a następnie sprawował funkcję kierownika Zakładu Optyki (2012–2014). Od roku 2014 był zatrudniony na etacie profesora nadzwyczajnego w Zakładzie Fizyki Dielektryków UAM. W swojej pracy badawczej prof. Drozdowski specjalizował się w fizyce doświadczalnej, fizyce fazy skondensowanej, rentgenowskiej analizie strukturalnej oraz fizyce cieczy. Przedmiotem jego badań były ciecze molekularne, roztwory, układy biologiczne (surowica krwi) i zjawiska zachodzące na granicy faz. Profesor jest autorem około 40 publikacji naukowych i ponad 40 popularnonaukowych artykułów z fizyki, a także ponad 100 komunikatów konferencyjnych. Napisał także trzy monografie naukowe na temat badań strukturalnych cieczy, adresowane głównie do studentów, a mianowicie: *Badania struktury i korelacji molekularnych ciekłych pochodnych naftalenu metodą dyfrakcji rentgenowskiej*, Wydawnictwo Naukowe UAM, 2001, *Modele cieczy a rentgenowska analiza strukturalna*, Wydawnictwo Naukowe UAM, 2004 oraz *X-Ray Structural Analysis of Soft Materials*, Wydawnictwo Naukowe UAM, 2021. Jest również autorem publikacji *Fizyczny obraz świata*, Wydawnictwo Naukowe UAM, 2007, przeznaczonej dla szerokiego kręgu odbiorców. Jego wykłady monograficzne i kursowe na temat dyfrakcji rentgenowskiej, fizyki medycznej, fizyki kosmosu cieszyły się dużym zainteresowaniem, przyciągały nie tylko studentów polskich, ale również wielu studentów zagranicznych studiujących na UAM w ramach programu Erasmus. Był bardzo szanowanym i lubianym przez studentów wykładowcą, wielu z nich dążyło do tego, by wykonywać prace magisterskie pod jego kierunkiem. Profesor wypromował również trzech doktorów.

*ORCID: 0000-0002-0916-35490



(fot. Adrian Wykrota)

Ogromną pasją Profesora była dydaktyka fizyki. Publikował liczne artykuły popularnonaukowe z fizyki w takich czasopismach jak : *Wiedza i Życie*, *Fizyka w Szkole*, *Delta*, *Problemy Dydaktyki Fizyki*, *Postępy Fizyki*. Wygłosił kilkadziesiąt wykładów na Poznańskich Festiwalach Nauki i Sztuki, prowadził Wykłady Otwarte na Wydziale Fizyki UAM, a także w ramach Uniwersytetu Otwartego UAM. Był kuratorem wystawy Wielki Zderzacz Hadronów LHC prezentowanej na Wydziale Fizyki UAM w 2009 roku. Radio Poznań wielokrotnie zapraszało prof. Drozdowskiego do audycji popularnonaukowych jako komentatora odkryć naukowych w dziedzinie fizyki. Profesor był także stałym uczestnikiem dorocznych Ogólnopolskich Konferencji Filozofii Fizyki organizowanych na UAM, gdzie wygłaszał interesujące wykłady z historii i filozofii fizyki. Był przedstawicielem Dziekana Wydziału

Fizyki UAM ds. organizacji Muzeum UAM, jak również zaproszony został do grona redaktorów szerokiego opracowania *Fizyka i astronomia w Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu* powstającego na Wydziale Fizyki UAM z okazji 30-lecia jego powstania.

W ostatnich latach prof. Drozdowski współpracował ściśle z prof. Andrzejem Kajetanem Wróblewskim przy tworzeniu *Słownika Biograficznego Fizyków Polskich*, który ma się ukazać niebawem nakładem PAU. Przygotował 88 biogramów, które zostały uznane za wzorcowe, co dowodzi głębokiej znajomości historii fizyki w Polsce. Oprócz wieloletniej aktywnej pracy w Oddziale Poznańskim PTF był również członkiem Polskiego Towarzystwa Promieniowania Synchrotronowego i Sekcji Filozofii Przyrody Polskiego Towarzystwa Filozoficznego.

Jego działalność naukowa i popularyzatorska na Wydziale Fizyki UAM była dostrzegana i wielokrotnie nagradzana. Uzyskał też Nagrodę Redakcji *Fizyka w Szkole* za najlepsze artykuły rocznika 1997, naukowe nagrody Rektora UAM (2002, 2008) oraz Medal Marcina Kromera za popularyzację fizyki (2012). W roku 2020 został uhonorowany przez PTF Nagrodą i Medalem im. Krzysztofa Ernsta za *zaangażowanie, pasję oraz umiejętność wzbudzania fascynacji zjawiskami fizycznymi poprzez wybitną i wszechstronną działalność popularyzującą fizykę*.

Odszedł od nas wyjątkowy Człowiek. Wraz ze śmiercią prof. Henryka Drozdowskiego nauka polska i społeczność UAM poniosły wielką stratę.

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Fizyka-pasja-społeczeństwo to ogólnopolski projekt realizowany przez Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego wspólnie z Centrum Edukacji Obywatelskiej w ramach programu Narodowego Centrum Badań i Rozwoju „Trzecia Misja Uczelni” Programu Operacyjnego Wiedza Edukacja Rozwój 2014-2020, który nadal jest realizowany, ponieważ z powodu pandemii został przedłużony do 30.09.2022, a następnie do 30.09.2023 w związku z organizacją zajęć dla uczniów z Ukrainy. Głównym celem projektu jest rozwijanie i podnoszenie kompetencji jego uczestników, a także aktywizowanie do stawiania pytań i hipotez oraz ich eksperymentalnej weryfikacji. W ramach projektu organizowane są zajęcia dla różnych grup wiekowych, są to m. in.:

- *Fizyczna karuzela* (5-9 lat – przedszkola i klasy 0-3), ma na celu przekazanie wiedzy fizycznej najmłodszym poprzez zabawę, która rozbudza wyobraźnię dzieci oraz ciekawość poznawczą świata.
- *Fizyczna karuzela bis* (uczniowie klas 4-6) wprowadza uczestników w świat nauki.
- *Warsztaty dla młodzieży szkolnej* (13-19 lat), w ramach których uczniowie samodzielnie sprawdzają eksperymentalnie i analizują znane ze szkoły prawa fizyki, co pobudza w nich większą ciekawość i szersze zainteresowanie fizyką.
- *Wykłady w szkołach dla młodzieży* (13-19 lat). Tematy wykładów (w formie prezentacji multimedialnych) są tak dobrane, by zaprezentować zarówno zagadnienia fizyki klasycznej omawianej w szkołach, jak i tematy aktualnie (np. omówienie zarejestrowanego niedawno sygnału fal grawitacyjnych czy zjawisk, za które została przyznana w ostatnim czasie Nagroda Nobla).
- *Pracownia biofizyczna dla uczniów*, to zajęcia dla uczniów szkół ponadpodstawowych (15-19 lat), mające ukazać im interdyscyplinarność w naukach przyrodniczych, co pozwala uczestnikom na nabycie umiejętności kojarzenia i łączenia faktów z różnych dyscyplin naukowych.
- *Zapytaj fizyka* – ta część projektu skierowana jest do szerokiej grupy odbiorców. Jednym z działań jest odpowiadanie na nadsyłane przez internautów pytania związane z fizyką, na które odpowiadają naukowcy –

eksperci w różnych dziedzinach fizyki pracujący na Wydziale Fizyki UW. Ponadto w ramach *Zapytaj fizyka* organizowane są popularnonaukowe wykłady wygłoszone przez najwybitniejszych polskich i zagranicznych naukowców i popularyzatorów nauki reprezentujących różne dziedziny fizyki.

W ramach projektu 40 uczniów z terenu całego kraju uczestniczyło w *Letniej Szkole Fizyki*. Zostały dla nich zorganizowane specjalne warsztaty. Uczniowie mieli zapewniony nocleg, wyżywienie i opiekę po zajęciach. Oprócz pogłębienia wiedzy fizycznej i nawiązania nowych kontaktów, dla wielu z nich była to niepowtarzalna okazja zwiedzenia Warszawy.

Dzięki projektowi powstaje także cyfrowa biblioteka młodego fizyka zawierająca instrukcje i scenariusze wybranych warsztatów eksperymentalnych oraz filmy video z wykładów, do materiałów której dostęp jest bezpłatny. Ponadto do niektórych zajęć warsztatowych dla dzieci w wieku 5-12 lat powstają EDUskrzynki, w których gromadzone są podstawowe materiały potrzebne do przeprowadzania eksperymentów fizycznych.

Kierownikiem projektu *Fizyka-pasja-społeczeństwo* jest dr Izabela Skwira-Chalot (Wydział Fizyki UW).

Toruń. Pod koniec 2022 ukazało się wydanie specjalne czasopisma *Molecular Physics* 120 (19-20), (2022) w całości poświęcone wybitnemu polskiemu uczonemu z Torunia – prof. Lutosławowi Wolniewiczowi (1930-2020). Redaktorami numeru specjalnego byli profesorowie: Stanisław Dembiński, Jacek Karwowski, Józef Szudy (zarówno prof. Wolniewicz jak i wszyscy trzej redaktorzy to długoletni członkowie PTF). Artykuły dedykowane bohaterowi numeru nadesłało wielu wybitnych uczonych z całego świata. Profesor Wolniewicz, choć był niezwykle skromny, jest do dziś bezsprzecznym autorytetem w dziedzinie fizyki i chemii kwantowej, którego prace są szeroko cytowane (aktualnie ponad 10,5 tys. cytowań) oraz uważane za fundamentalne m.in. przy formułowaniu nowych algorytmów numerycznych w fizyce i chemii kwantowej. Spośród licznych osiągnięć Profesora warto przypomnieć, iż w latach 60. XX w. opracował, jako pierwszy w historii, skomplikowany matematycznie

model molekuly wodoru traktując ją jako układ czterech ciał. Wraz z prof. Włodzimierzem Kołosem (Wydział Chemii UW), na ogromnych komputerach dostępnych jedynie w Chicago wykonali niezwykle dokładne obliczenia wartości energii dysocjacji molekuly H_2 wykorzystując stworzone przez siebie algorytmy numeryczne. Uzyskany rezultat był bardziej dokładny niż wyniki pierwszych badań eksperymentalnych tejże energii, wykonanych przez przyszłego noblistę prof. Gerharda Herzberga. Warto też wspomnieć o jeszcze jednym osiągnięciu Profesora, którym było wyznaczenie najbardziej precyzyjnych (z posród podawanych we wszelkich istniejących wówczas źródłach) wartości prawdopodobieństw przejść pomiędzy stanami energetycznymi w molekułach wodoru, co ułatwiło uczyonym m.in. określenie ilości wodoru występującego w przestrzeni międzygwiazdowej. Jesteśmy dumni z osiągnięć Profesora Wolniewicza oraz wdzięczni redaktorom numeru specjalnego *Molecular Physics* za przyczynienie się do jego wydania i upamiętnienia toruńskiego fizyka.

STYCZEŃ 2023

Warszawa. Studenci Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego zdobyli złoty medal w konkursie University Physics Competition 2022, w którym udział wzięło 417 drużyn z całego świata. University Physics Competition to zawody drużynowe, w których zespoły przygotowują pracę naukową na jeden z dwóch zadanych tematów. Na rozwiązanie problemu, przeprowadzenie symulacji i napisanie pracy uczestnicy mają zaledwie 48 godzin. Zawody odbyły się w dniach 4-6.11.2022, a wyniki konkursu zostały ogłoszone 17.01.2023.

Warszawa. W dniach 17-18.01.2023 w IF PAN odbyło się spotkanie ekspertów Focused Expert Meeting on Interfacing Magnetism and Superconductivity with Topological Matter poświęcone zagadnieniom sprzężenia magnetyzmu i nadprzewodnictwa z materią topologiczną. Dyskutowano najnowsze osiągnięcia w dziedzinie technologii kwantowych, w badaniach materiałów topologicznych, niekonwencjonalnego nadprzewodnictwa, topologicznych stanów powierzchniowych oraz wpływu konwencjonalnych rodzajów uporządkowania na te zjawiska. Centralnymi zagadnieniami były wyzwania stojące przed fizyką materiałów topologicznych i perspektywy jej zastosowań.

Warszawa. 31.01.2023 podpisano list intencyjny w sprawie opracowania programów kształcenia i uruchomienia kierunków studiów wspierających rozwój energetyki jądrowej. Sygnatariuszami tej umowy są: Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie, Poli-

technika Gdańska, Politechnika Poznańska, Politechnika Śląska, Politechnika Warszawska, Politechnika Wrocławska, Minister Edukacji i Nauki oraz Polski Koncern Naftowy Orlen.

LUTY 2023

Warszawa. W dniach 13-17.02.2023 odbyła się Zimowa Szkoła Fizyki – program organizowany przez Wydział Fizyki UW we współpracy z Biurem Edukacji i Polskim Towarzystwem Fizycznym w ramach akcji Wspólnie się uczymy. Zajęcia skierowane były do szczególnie zainteresowanych fizyką uczniów ostatnich klas szkół podstawowych oraz szkół ponadpodstawowych, przy czym 50% uczestników stanowili uczniowie będący obywatelami Ukrainy. W ramach ZSF odbyło się łącznie 5 wykładów bogato ilustrowanych doświadczeniami, 20 zajęć warsztatowych w laboratoriach WF UW, podczas których uczniowie mogli zobaczyć, jak wygląda praca naukowca/badacza. Ponadto odbyło się 20 zajęć w studenckiej Pracowni Fizycznej, gdzie uczniowie samodzielnie wykonywali doświadczenia przybliżające im zagadnienia z fizyki poznane na lekcjach w szkole. Projekt koordynowała dr Izabela Skwira-Chalot (Wydział Fizyki UW).

Białystok. 22.02.2023 odbyło się spotkanie w Planetarium Uniwersytetu w Białymstoku z okazji Dnia Nauki Polskiej. Uczestnicy mieli okazję podyskutować z pracownikiem naukowym Wydziału Fizyki dr. hab. Markiem Nikołażukiem, prof. UwB i „odbyć” podróż po Układzie Słonecznym dzięki oprogramowaniu Shira Universe. Dodatkową atrakcją była projekcja filmu (3D) *Explore* o fascynacji Marsem, rozwoju astronomii i wątpliwościach, jakie swego czasu budziły odkrycia Mikołaja Kopernika.

Białystok. 22.02.2023, w ramach Dnia Młodego Odkrywcę na Wydziale Fizyki UwB odbyły się dwa spotkania młodych naukowców. Uczniowie klas VII i VIII ze Szkoły Podstawowej im. Jana Pawła II w Wyszkach uczestniczyli w warsztatach Doskonale Uporządkowany Świat, gdzie zmierzili się z podstawami krystalografii i opisu materii skondensowanej. Natomiast uczniowie klas III, w ramach spotkania klubu Newton, Einstein a teraz My, eksperymentowali z grawitacją oraz oporami ruchu. A to wszystko tylko przy użyciu metrówek, stołów, kolorowych balonów i własnej pomysłowości.

MARZEC 2023

Rzeszów. Uniwersytet Rzeszowski stał się partnerem konsorcjum The Polish Electron-Ion Collider Group (PL-EIC), związku polskich instytucji naukowych powołanego w celu współpracy z Brookhaven National

Laboratory (USA), gdzie aktualnie konstruowany jest zderzacz elektronowo-jonowy, Polacy zaś odpowiadają za prace teoretyczne dotyczące zjawisk, które będą badane w zderzaczach oraz jego rozwój i udoskonalanie sposobów detekcji produktów zderzenia. Ze strony polskiej w skład konsorcjum wchodzi: Akademia Górniczo-Hutnicza, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Politechnika Krakowska, Politechnika Warszawska, Uniwersytet Jagielloński, Uniwersytet Warszawski oraz Uniwersytet Rzeszowski, którego przedstawicielką w Radzie Naukowej Konsorcjum jest pani dziekan Kolegium Nauk Przyrodniczych UR – dr hab. Marta Łuszczak, prof. UR.

Rzeszów. W dniach 1-2.03.2023 w Hali Podpromie w Rzeszowie odbyły się XVII Podkarpackie Targi Edukacyjne EduSalon, które są największym i najbardziej popularnym na Podkarpaciu wydarzeniem wystawienniczym związanym z branżą edukacyjną, a ponadto świetną okazją dla szkół wyższych do zaprezentowania oferty kształcenia potencjalnym studentom. W ramach targów odbył się szereg warsztatów i prezentacji zachęcających uczestników do podjęcia studiów m. in. na kierunkach oferowanych przez Wydział Matematyki i Fizyki Stosowanej Politechniki Rzeszowskiej, Politechnikę Krakowską, Uniwersytet Jagielloński czy Katolicki Uniwersytet Lubelski. Podobnie jak w poprzednich latach, tegoroczna edycja wydarzenia cieszyła się dużym zainteresowaniem młodzieży szkolnej, także dlatego, że można było skorzystać z pomocy profesjonalnych doradców zawodowych.

Poznań. Wydział Fizyki i Wydział Filozoficzny Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu po raz kolejny zorganizowały Ogólnopolską Konferencję Filozofii Fizyki. Jej XIX edycja miała miejsce 10.03.2023 roku w formie zdalnej. Tematem przewodnim były "Kwanty i rzeczywistość fizyczna". Wydarzenie zostało objęte honorowym patronatem Oddziału Poznańskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Oddziału Poznańskiego Polskiego Towarzystwa Filozoficznego.

Olsztyn. 13.03.2023 w Zespole Szkół Elektrycznych i Telekomunikacyjnych w Olsztynie odbyły się uroczyste obchody 550 rocznicy urodzin Mikołaja Kopernika. Z tej okazji dr hab. Marek Nikolajuk, prof. UwB wygłosił wykład *Teleskop kosmiczny im. Jamesa Webba*¹ a dr Marek Brancewicz spotkał się z uczniami ostatnich klas olsztyńskiego „elektryka” przedstawiając ofertę edukacyjną Wydziału Fizyki UwB. Po uroczystości wręczono nagrody

laureatom szkolnego konkursu wiedzy o Mikołaju Koperniku, współorganizowanego przez Wydział Fizyki UwB, który odbył się tydzień wcześniej.

Marek Brancewicz, UwB

Białystok. 16.03.2023 Wydział Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku przekazał VII Liceum Ogólnokształcącemu im. Nauczycieli Tajnego Nauczania w Białymstoku teleskop MEADE LX 200, służący przez kilkanaście lat studentom wydziału, a teraz będą z niego korzystać białostoccy uczniowie i miłośnicy astronomii. Podpisana została również umowa o współpracy Wydziału Fizyki UwB oraz Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii z Obserwatorium w VII LO, która, dzięki gwarancji profesjonalnego wsparcia w badaniu nieba, przysłuży się zapewne do zwiększenia liczebności miłośników astronomii w regionie.

Poznań. Na zaproszenie Oddziału Poznańskiego PTF, 16.03.2023 roku na Wydziale Inżynierii Materiałowej i Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej laureat Nagrody PTF im. Krzysztofa Ernsta za Popularyzację Fizyki w 2022 roku, dr hab. Stanisław A. Różański prof. Akademii Nauk Stosowanych im. Stanisława Staszica w Pile wygłosił wykład *Doświadczenia pokazowe w popularyzacji fizyki*. Wydarzenie było objęte honorowym patronatem OP PTF.

Białystok. W kolejnym spotkaniu warsztatowym Doskonałe uporządkowany świat, które odbyło się 20.03.2023, wzięli udział uczniowie ze Szkoły Podstawowej nr 4 im. Sybiraków w Białymstoku. Tym razem piękno świata porządku i kryształów odkrywała wspólnie młodzież polska, ukraińska i białoruska w ramach projektu Eksperymentujemy międzynarodowo współfinansowanego przez Centrum Nauki Kopernik i Fundację Deloitte Polska.

Białystok. W dniach 23-25.03.2023 już po raz siódmy na Wydziale Fizyki UwB odbyły się Spotkania z nauką. Na entuzjastów nauki oraz osoby pasjonujące się poznawaniem praw fizyki rządzących światem czekało wiele atrakcji. Między innymi można było wysłuchać wykładu *Fizyka w okulistyce i neurologii*, wziąć udział w warsztatach Eksperymenty z fizyki w komputerowym stylu lub obserwować Wenus, Marsa i kilka obiektów spoza Układu Słonecznego w ramach Spotkań z astronomią. Zadaniem Spotkań z nauką jest upowszechnianie i promowanie nauk ścisłych oraz przyrodniczych wśród młodzieży.

Białystok. 27.03.2023. Zespół badaczy pod kierunkiem prof. Andrzeja Maziewskiego z Wydziału Fizyki UwB znalazł się wśród laureatów konkursu M-ERA.NET 3.

1. Zob. Janiec J., „Wielkie oko – nowe okno na Wszechświat” *Postępy Fizyki* 73 (1) 7(2022).

Ich projekt to: Materiały do ultrawydajnej chiralnej spintroniki, którego głównym celem jest poszukiwanie nowych, ultracienkich materiałów magnetycznych, o potencjalnym zastosowaniu w technologiach odczytu i zapisu danych. Projekt ten realizowany będzie we współpracy z The Spanish National Research Council w Barcelonie, Marmara University w Stambule oraz Instytutem Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie dzięki finansowemu wsparciu ze środków Unii Europejskiej. Program M-ERA.NET ma za zadanie wspieranie programów badawczych w zakresie materiałoznawstwa i inżynierii, zgodnie z założeniami Europejskiego Zielonego Ładu, w celu doprowadzenia do zerowego poziomu emisji gazów cieplarnianych w roku 2050.

Rzeszów. 31.03.2023 otwarto dla zwiedzających Podkarpackie Centrum Nauki Łukasiewicz, ośrodek mający na celu popularyzację nauki nie tylko tradycyjnie za pomocą eksponatów naukowych, ale również w ramach warsztatów naukowych odbywających się pod okiem pasjonatów nauki w pięciu dobrze wyposażonych pracowniach: fizycznej, chemicznej, robotycznej, biologicznej, ekologicznej oraz w pracowni FabLab pozwalającej na projektowanie, wytwarzanie i testowanie urządzeń prototypowych. Centrum jest ośrodkiem edukacji nieformalnej jako odpowiedź na zmieniający się w ostatnich latach obraz szkolnictwa. Realizatorzy projektu postawili przed sobą cel ukazania świata nauki i techniki w atrakcyjnej, ciekawej formie przy jednoczesnym podkreśleniu istoty profesjonalizmu i kreatywności w procesie opracowywania nowych rozwiązań technologicznych czy badawczych. Oferta programowa PCN związana jest przede wszystkim z takimi specjalnościami regionu jak: lotnictwo, informatyka, medycyna, rozwiązania z zakresu odnawialnych źródeł energii, kosmonautyka. PCN kieruje swoją ofertę przede wszystkim do młodzieży szkolnej, nauczycieli, studentów, pasjonatów nauki, w tym turystów krajowych i zagranicznych. Zwiedzanie ekspozycji i udział w warsztatach są odpłatne – wszelkie informacje znaleźć można na stronie centrum: <https://pcn.org.pl/#>.

Rzeszów. W ramach sieci politechnicznej VIA CARPATIA i działania Z technikum na politechniki Wydział Matematyki i Fizyki Stosowanej Politechniki Rzeszowskiej prowadzi w 2023 cykl wykładów otwartych, kierowanych głównie do uczniów szkół średnich, z zakresu wykorzystywania przedmiotów ścisłych w naukach inżynierskich. Zajęcia prowadzone są przez doświadczonych wykładowców PR i objęte patronatem Podkarpackiego Kuratora Oświaty. Tematyka wykładów jest zróżnicowana, począwszy od prezentacji i objaśniania zaskakujących doświadczeń fizycznych, poprzez przybliżanie

matematycznych metod stosowanych w obliczeniach inżynierskich, omawiane aktualnych trendów w naukach ścisłych, aż po tematy z pogranicza nauk matematycznych i medycznych. Program wykładów znaleźć można na stronie: <https://wmifs.prz.edu.pl/wyklady-otwarte>

Z OSTATNIEJ CHWILI

Drużyna Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego zwyciężca International Physicists' Tournament

Aby odnosić sukcesy naukowe, nie wystarczy mieć świetne pomysły, trzeba je także umieć prezentować innym, dyskutować ich słabe strony i rozwijać pod wpływem konstruktywnej krytyki. Jak się tego nauczyć? Studenci mogą rozwijać te umiejętności biorąc udział w Międzynarodowym Turnieju Fizyków (International Physicists' Tournament, IPT), którego tegoroczny finał odbywał się w kwietniu w Ecole Polytechnique w podparyskim Palaiseau. Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego reprezentowali: Debora Choińska, Kamil Dutkiewicz, Tomasz Mazur, Stanisław Rakowski, Jakub Trzaska i Michał Zdziennicki, wspierani przez Jakuba Grabarczyka, Jakuba Hevlera, Jakuba Kośmickiego, Piotra Łukawskiego i Michała Puzę, studentów kierunków astronomia i fizyka. W finałowych potyczkach Jakub Trzaska omówił zagadnienie dynamiki miodu utrzymującego się na obracającej się łyżce, Michał Zdziennicki poprowadził publiczność przez krytyczną analizę problemu wyjaśnienia charakterystycznego dźwięku, jaki wydaje lód na zamrzniętym jeziorze, jeśli rzucić na niego kamień, Stanisław Rakowski zaś moderował dyskusję na temat lewitujących magnesów. Wszystkie trzy wystąpienia zostały bardzo wysoko ocenione przez międzynarodowe jury i drużyna UW zajęła w ostatecznej klasyfikacji pierwsze miejsce, *ex aequo* z zespołem z Ecole Normale Supérieure de Lyon.

– Pokazuje to jasno, że studenci Wydziału Fizyki UW zaliczają się do najlepszych na świecie, nie tylko pod względem kompetencji badawczych, ale również pracy zespołowej i kompetencji miękkich, niezbędnych w dowolnym środowisku zawodowym – komentuje dr hab. Krzysztof Turzyński, prof. UW, prodziekan ds. studenckich Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

– Jestem pełen podziwu dla wszystkich członków drużyny. Po zajęciu czwartego miejsca w ubiegłorocznych zawodach w kolumbijskiej Bucaramandze studenci wykazali się niebywałą motywacją do rozwoju swoich umiejętności, co zaowocowało tegoroczną wygraną – dodaje Paweł Szczykowski, doktorant na Uniwersytecie Warszawskim, który opiekował się zwycięską drużyną kolejny rok z rzędu.

– Turniej jest bardzo wymagający, ale daje równocześnie mnóstwo satysfakcji intelektualnej i możliwość

spotkania innych studentów zafascynowanych fizyką – uzupełnia Jakub Trzaska, kapitan drużyny.

Międzynarodowy Turniej Fizyków odbywał się po raz piętnasty. Przed turniejem uczestnicy rozwiązywali ogłoszanie z ponad półrocznym wyprzedzeniem zadania dotyczące fizyki spotkanych na co dzień zjawisk, które nie doczekały się jeszcze satysfakcjonującego wyjaśnienia, a następnie przedstawili te rozwiązania przed międzynarodowym jury. Nie przypominało to jednak zwykłego egzaminu, gdyż rozwiązania mogły być krytyko-

wane i ulepszone przez innych uczestników, przy tym wywiązywała się często prawdziwa naukowa potyczka! To właśnie stanowi o wyjątkowości turnieju, który kształci umiejętności prowadzenia prawdziwej debaty naukowej. Awans drużyny Wydziału Fizyki do finału poprzedzony był eliminacjami, w których Polacy pokonali m.in. zespół z University of Cambridge i ETH w Zurychu, oraz półfinałami, po których z rozgrywkami pożegnał się m.in. zespół z Ecole Polytechnique w Paryżu. Strona Międzynarodowego Turnieju Fizyków: <https://iptnet.info/>

Krzysztof Turzyński, Paweł Szczypkowski, UW

Janice VanCleave

FIZYKA NA START



Pisząc tę książkę myślałam o frajdzie, jaką sprawia mi uczenie fizyki. Chciałam, aby dzieci i nauczyciele dostali instrukcje eksperymentów naukowych, które są jasne i łatwe do samodzielnego przeprowadzenia, a także proste wyjaśnienia tego, co się wydarzyło. Priorytetem było dla mnie bezpieczeństwo podczas nauki i powtarzania działań tu opisanych. Mam wielką nadzieję, że ta książka o fizyce rozpali ciekawość odkryć naukowych u czytelników w każdym wieku.

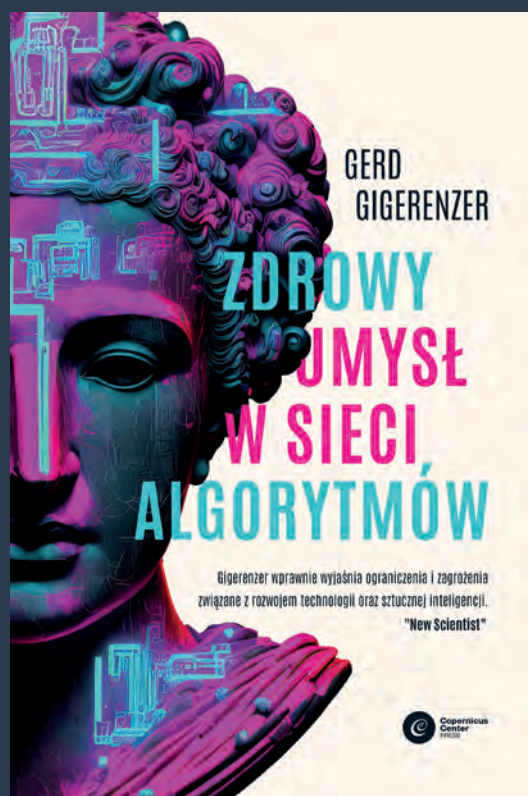
Dla mnie najważniejsze jest to, że chcę podzielić się swoją pasją do fizyki oraz pokazać, jak istotna i ekscytująca jest nauka w codziennym życiu. Nie trzeba mieć dyplomu z nauk ścisłych, aby zrozumieć, dlaczego magnesy przyczepiają się do drzwi lodówki, a nie do drzwi drewnianych. Zastanawiasz się, jak działa spadochron albo dlaczego szkło powiększające sprawia, że przedmioty wydają się większe? Te i inne pytania na temat otaczającego nas świata zadają dzieci w każdym wieku. Badania naukowe pomagają rozwijać wzorce i myślenie na wyższym poziomie, aby rozwiązywać prawdziwe codzienne problemy.

z „Wprowadzenia”

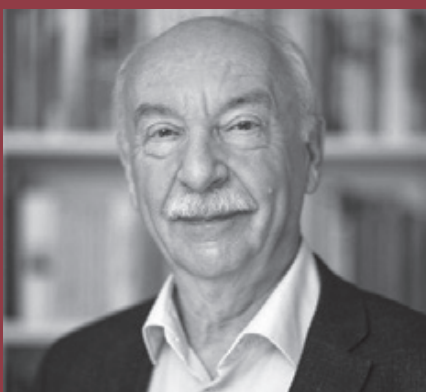
Gerd Gigerenzer

ZDROWY UMYŚŁ W SIECI ALGORYTMÓW

Wyobraźmy sobie, że pewna kawiarnia pozbyła się całej konkurencji dzięki temu, że oferuje darmową kawę, więc nie mamy innego wyboru niż umawiać się właśnie tam. Podczas gdy rozkoszujemy się miłymi rozmowami z przyjaciółmi, zamontowane w stołach podsłuchy i kamery dokładnie monitorują nasze konwersacje i rejestrują, z kim się spotykamy. W pomieszczeniu kręci się pełno sprzedawców/przedstawicieli handlowych, którzy płacą za naszą kawę, ale nieustannie przerywają nasze rozmowy proponując zakup swoich produktów i usług. W istocie klientami kawiarni są właśnie sprzedawcy, a nie Ty i Twoi przyjaciele. Na takiej zasadzie funkcjonują media społecznościowe.



Czy powinniśmy beztrąsko oddać programom komputerowym prawo podejmowania za nas osobistych decyzji? Zdecydowanie nie! Inteligencja nie oznacza pokładania ślepej ufności w technologii, ale też nie oznacza przejawiania względem niej chorobliwej nieufności. Chodzi o to, by zdawać sobie sprawę z rzeczywistych możliwości AI (sztucznej inteligencji, ang. *artificial intelligence*) i wiedzieć, co jest tylko chwytem marketingowym i artykułem techno-religijnej wiary, a także chodzi o zdolność zachowania kontroli nad urządzeniami. A przede wszystkim o to, żeby nie przestać myśleć w świecie, który próbuje myśleć za nas.

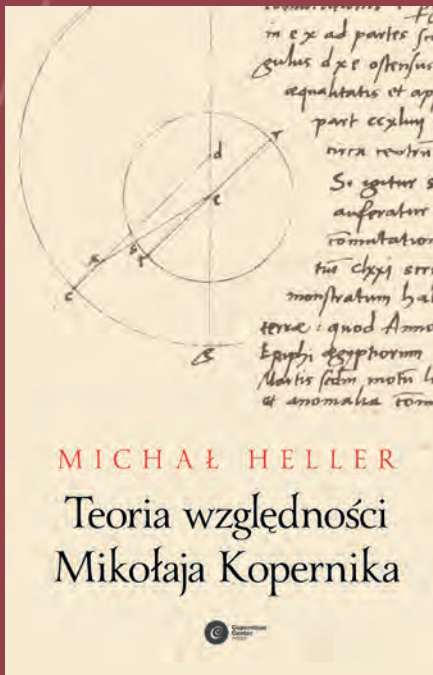


Gerd Gigerenzer

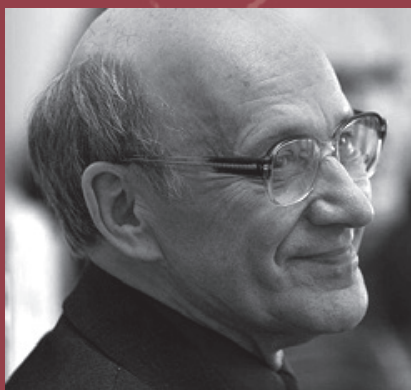
Profesor psychologii poznawczej i historyk statystyki. Były dyrektor Instytutu Badań Psychologicznych w Monachium oraz Instytutu Rozwoju Człowieka w Berlinie i honorowy wykładowca Uniwersytetu Poczdamskiego. Autor wielu książek i prac naukowych.

Michał Heller

TEORIA WZGLĘDNOŚCI MIKOŁAJA KOPERNIKA



Oto jak o swojej nowej publikacji pisze Autor: Książka ta spina dwie kopernikowskie rocznice. W 1973 roku świat nauki obchodził pięćsetną rocznicę urodzin Mikołaja Kopernika. To wydarzenie skłoniło mnie wówczas, by się bliżej zająć jego dziełem. Tym bardziej, że w tamtym okresie żywo interesowałem się filozofią nauki i już wtedy zdawałem sobie sprawę z tego, że filozofia nauki uprawiana w oderwaniu od historii nauki jest trochę sztuką dla sztuki. Dziś, po pięćdziesięciu latach, świat obchodzi pięćset pięćdziesiątą rocznicę urodzin Kopernika, trudno byłoby więc nie zajrzeć do moich prac z dawnych lat. Właściwie przez cały okres między tymi rocznicami Kopernik był obecny w moich zainteresowaniach: filozofia nauki, teoria względności i kosmologia relatywistyczna, dzieje idei względności. Od zawsze uważałem, a w miarę upływu czasu coraz bardziej utwierdzałem się w tym przekonaniu, że łączenie nauki i jej historii bardzo wzbogaca obie te dyscypliny. Oczywiście ideą przewodnią, łączącą wszystko w jedną – rozwijającą się w czasie – strukturę, była idea względności. To właśnie tę strukturę nazwałem obecnie „teorią względności Mikołaja Kopernika”. Aby ją opisać, wystarczyło zebrać moje dawniejsze artykuły, odświeżyć przemyślenia, poprawić błędy i niedociągnięcia oraz dopisać to, czego zabrakło.



Michał Heller

Uczony – kosmolog, filozof i teolog, który w matematycznych równaniach teorii naukowych potrafi dostrzec dzieła sztuki, wielkich fizyków zaś uważa za genialnych artystów, tworzących swe kompozycje z liczb i matematycznych formuł, a nie z kamienia, brązu, słów, barw czy dźwięków.