

POSTĘPY FIZYKI



CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

Szkolenie atomów

Jak wykładać QFT?

Oddziaływanie czarnych dziur

Supernowe czarnych kartów

3 / 2023
TOM 74



nr indeksu 369721

ISSN 0032-5430



03

9 770032 543233



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 Spałek
Aneta Szczygielska-Łaciak
Andrzej Ślebarski
Andrzej Wymołtek

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 Spałek (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)

ZASOPIŚMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

ukazuje się od 1949 roku

www.ptf.net.pl

RADA REDAKCYJNA

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

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Wojciech Olszewski (Białystok)
Beata A. Pietrewicz (Bydgoszcz)
Piotr Gębara (Częstochowa)
Tomasz Wąsowicz (Gdańsk)
Lucyna Grządziel (Gliwice)
Aleksandra Piórkowska-Kurpas (Katowice)
Maciej Rybczyński (Kielce)
Witold Zawadzki (Kraków)
Janusz Filiks (Lublin)
Janusz Kuliński (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
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** wyłączenie 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 *Postęпах Fizyki*. Redakcja zastrzega sobie prawo do skracania i redagowania tekstów w tym wprowadzania niezbędnych zmian terminologicznych. Zgodnie z obowiązującym prawem autorskim autorzy będą mogli dokonać korekty autorskiej artykułu przygotowanego do druku. Opublikowanie artykułu w PF wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem go na stronie internetowej PTF na podstawie licencji Creative Commons.

PRENUMERATA 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,

wszyscy wiemy, że kilkunastoletni uczniowie z niecierpliwością czekają na pierwsze lekcje fizyki, jednak już rok później fizyka przestaje ich interesować... Dlaczego? To trudna, wykorzystująca matematykę wiedza i w wielu szkołach mało atrakcyjnie przekazywana. A przecież fizycy dysponują tak magicznym narzędziem dydaktycznym, jakim są pokazy eksperymentów fizycznych. Warto o tym poczytać w kilku tekstach opublikowanych w Kronice PF 3/2023. Z lektury tego numeru można się także dowiedzieć, co ma wspólnego dryl wojskowy z fizyką kwantową, jak uczyć kwantowej teorii pola, o oddziaływaniach czarnych dziur i co to są supernowe czarnych karłów. Namawiam też do zapoznania się ze wspomnieniami o prof. Danucie Kunisz i prof. Jerzym Plebańskim – ważnych postaciach polskiej fizyki mało znanych szerszemu gronu.

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>

Szkolenie atomów

J. Chwedeńczuk 2

Postawić kwantową teorię pola z głowy na nogi część 1

P. Chankowski 5

Oddziaływania czarnych dziur

S. J. Szybka 15

Supernowe czarnych karłów

J. Osarczuk 24

Grawitacja widziana z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Jagiellońskiego

L. M. Sokołowski, S. Szybka 27

Jerzy Plebański (1928–2005)

P. Kielanowski, M. Przanowski 31

Maria Danuta Kunisz (1924–1979)

T. Dohnalik, W. Gawlik 39

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego 49



Łukasz Rogalski, jeden z laureatów XVIII Konkursu Fizyczne ścieżki (patrz Kronika ...) demonstruje zjawiska fizyczne w tunelu aerodynamicznym (fot. Piotr Bławicki)

Szkolenie atomów

Atomic drill

Jan Chwedeńczuk*

Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. Atomy, jak rekruci, by się sprawdzić na kwantowym polu bitwy, muszą przejść przysposobienie. Skoszarowane w pułapkach magnetycznych nabierają ogłady, zaś poddane mozolnemu szkoleniu, stają się najbardziej elitarną grupą w znanym Wszechświecie – nielokalnie splątany oddziałem do zadań specjalnych.

Słowa kluczowe: splątanie, zimne atomy, korelacje Bella, nielokalność, mechanika kwantowa

Abstract. Atoms, like recruits, to prove themselves on the quantum battlefield, must get some drill. Enclosed in magnetic traps they get familiar with each other, while, subjected to strenuous training, they become the most elite group in the known Universe – a non-locally entangled squad for special tasks.

Keywords: entanglement, cold atoms, Bell correlations, nonlocality, quantum mechanics

Analogia (gr. *ἀναλογία*) między różnymi rzeczami, zjawiskami, procesami itp. to ich podobieństwo lub odpowiedniość. Jeśli coś jest analogią czegoś innego, to jest do tego podobne i zajmuje to samo miejsce lub pełni tę samą funkcję w innej sytuacji lub w ramach innego systemu (Inny SJP PWN, 2000)

Wiosną tego roku dostałem propozycję, by w audycji radiowej filozofa i dziennikarza Tomasza Stawiszyńskiego opowiedzieć o niedawno opublikowanej pracy, której jestem współautorem. Sumiennie przygotowałem się do wystąpienia robiąc skrupulatne notatki. Mój zamiar był taki: zacznę od opisu chłodzenia i pułapkowania atomów, opowiem o znaczeniu oddziaływań dwuciałowych, o wielociałowych korelacjach Bella, a na końcu ewentualnie o ich mierzeniu, wszystko językiem w miarę potocznym. Skończyłoby się pewnie tak, że kilka dni po audycji znowu ktoś przysłałby podziękowanie: *dobrze się słuchało, ale ciężko było coś zrozumieć*.

Kiedy szedłem Łazienkami Królewskimi, w drodze do rozgłośni, przyszło mi na myśl, że całe to złożone zagadnienie jest w pewnym stopniu analogiczne do procesu szkolenia żołnierzy przekształcającego grupę „gołych” rekrutów w zgrany oddział. Już na antenie okazało się, że analogia jest zaskakująco „wydajna”, pozwala bowiem przedstawić słuchaczom fizyczne zagadnienie bez odwoływania się do złożonych pojęć mechaniki kwantowej. Oto jej zarys.

Cel jest prosty (w każdym razie łatwo go sformułować): należy zebrać parę tysięcy atomów i sprawić, by

nawiązały ze sobą łączność, ale nie poprzez sklejenie ich w jedną drobinę materii, lecz tworząc między nimi związek opisywany za pomocą najsubtelniejszych znanych korelacji określanych mianem *korelacji Bella* [1]. Jak to zrobić najmniejszym nakładem sił i jakiego pomiaru dokonać, by stwierdzić, że te korelacje naprawdę łączą atomy – to były pytania, które sobie postawiliśmy [2]. Choć nasza praca jest czysto teoretyczna, zacznijmy od opisu dwu wstępnych kroków, czyli od pułapkowania i chłodzenia atomów, które należy wykonać w laboratorium, by można było skorzystać z proponowanych przez nas rozwiązań.

Należy zacząć od wstępnej selekcji, upewnić się, że w próbce znajdują się tylko atomy pożądanego pierwiastka, zazwyczaj jest to jeden z izotopów rubidu (^{87}Rb) lub sodu (^{23}Na). Gdybyśmy zmieszali przedstawicieli wielu pierwiastków, ciężko byłoby wykonać kolejne kroki, gdyż każdy z nich inaczej reaguje na promieniowanie laserowe czy pola magnetyczne, które są podstawowymi narzędziami w doświadczeniach z gazami kwantowymi. Analogicznie, zanim rozpoczniemy koszarowanie i szkolenie kandydatów na żołnierzy, rekruci muszą stanąć przed komisją wojskową, tak by do jednostki trafiły osoby „zdolne do pełnienia służby wojskowej”.

Kolejny krok to chłodzenie atomów. Probka dostarcza atomy mniej więcej w temperaturze pokojowej, a tak ciepły gaz jest bardzo wzbudzony. Występują w nim niekontrolowane ruchy cząstek, które sprawiają, że atomami trudno manipulować tak, by osiągnąć zamierzony cel. Podobnie w przypadku żołnierzy – rozedrganemu rekrutowi ciężko będzie się skupić na szkoleniu, a i rozkazy

*ORCID: 0000-0002-9250-4227

mogą być dla niego niejasne. Stąd w obu przypadkach potrzeba wyciszenia tych chaotycznych drgań, a robi się to w układzie atomowym poprzez chłodzenie, czyli odbieranie gazowi energii. Można sobie wyobrazić, że analogicznie rekruci, zanim przejdą szkolenie, potrzebują odizolować się od zewnętrznego świata, oczyścić głowę, by móc skupić się na sprawach armii.

Chłodzenie gazu to skomplikowany proces składający się z wielu etapów takich jak świecenie laserem na wiązkę atomów, po to by spowolnić ich ruch, czy odparowywanie najgorętszych cząstek, tak jak chłodzi się gorąca kawa w kubku [3]. Nie jest moim celem przedstawienie szczegółowego opisu tej złożonej laboratoryjnej techniki, dość powiedzieć, że za jej rozwinięcie i udoskonalenie przyznano w 1997 roku Nagrodę Nobla [4]. Na potrzeby tej dyskusji wystarczy wiedzieć, że cały ten proces pozwala schłodzić atomy od temperatury pokojowej do miliardowych części kelwina powyżej zera bezwzględnego, kiedy to wszelkie chaotyczne ruchy zamierają. Rekruci się wyciszili – czas na koszarowanie.

Atomowe koszary to bańka próżniowa, w której lewitują schłodzone cząsteczki utrzymywane przez pola elektromagnetyczne. Próżnia jest po to, by odizolować atomowych adeptów od otoczenia, które jest, z ich perspektywy, gorące i pełne nieprzewidywalnych zdarzeń. Dopiero taki gaz kwantowy jest gotowy na kluczowy etap procedury – szkolenie, t.j. wiązanie atomów za pomocą subtelnych korelacji Bella.

Zanim przejdziemy do przysposobienia rekrutów, kilka słów o tym, dlaczego korelacje Bella były celem naszych rozważań. W 1935 roku Albert Einstein, Borys Podolski i Nathan Rosen (określani mianem EPR) napisali pracę [5], w której zauważyli, że mechanika kwantowa przewiduje możliwość tworzenia tzw. stanów splątanych, choć sam termin pochodzi od Edwina Schrödingera, który posłużył się nim w wydanej w tym samym roku pracy [6]. Jedną z konsekwencji splątania – nowego typu korelacji burzącej obraz klasycznego świata, do jakiego przywykliśmy, jest nielokalność mechaniki kwantowej. W wielkim skrócie: dwie odpowiednio splątane cząstki można rozesać na dowolnie dużą odległość, a następnie badając jedną z nich, natychmiastowo i bez przesyłania żadnej informacji, wpłynąć na stan drugiej. W tym zmienianiu stanu odległych układów tkwi sedno nielokalności. Trio EPR argumentowało, że mechanika kwantowa musi być niekompletna, skoro pozwala na takie „dziwactwa”.

W 1964 roku John Bell wykazał, że nie da się tej teorii uzupełnić czy „uklasyfikować” w taki sposób, by pozbyć się tych nieintuicyjnych zjawisk [7]. Nielokalność jest fundamentalną własnością mechaniki kwantowej, a ten rodzaj splątania, czyli relacji między cząstkami, która prowadzi do nielokalności, nazywamy korelacjami Bella. Związki

te tworzą zbiór najmocniejszych znanych korelacji i są przedmiotem badań doświadczalnych i teoretycznych od wielu lat. Zazwyczaj korelacje Bella bada się na najprostszym możliwym układzie, czyli takim, który składa się z dwu cząstek, tj. na parze elektronów, atomów czy fotonów.

Od jakiegoś czasu uwagę badaczy skupia możliwość „skalowania” tych korelacji, to znaczy wytworzenia nielokalności w większych układach składających się ze znacznej liczby cząstek [8]. Uzyskanie takich stanów byłoby ważne dla badań podstawowych; obserwowanie bardzo egzotycznych zjawisk kwantowych w układach prawie makroskopowych, to byłoby coś! Ponadto wiadomo, że takie złożone układy charakteryzowane korelacjami Bella są użyteczne, między innymi dla obliczeń kwantowych czy bardzo dokładnych pomiarów, na przykład fal grawitacyjnych docierających do Ziemi z Kosmosu. Znaczenie korelacji Bella doceniła Szwedzka Królewska Akademia Nauk, przyznając za ich badanie nagrodę w 2022 roku [9]. Osoby zainteresowane zagadnieniem nielokalności Bella odsyłam do artykułu prof. Marka Żukowskiego, który ukazał się niedawno na łamach *Postępów Fizyki* [10].

Czas na szkolenie. By sformować sprawny oddział żołnierzy, który nie rozsypie się od razu, gdy tylko poczuje zapach prochu, należy ćwiczyć, ćwiczyć i ćwiczyć. Godzinami, dniami, tygodniami, indywidualnie i zespołowo. Praca zespołowa służy wyrobieniu odruchów, tak by oddział na polu bitwy poruszał się jak jedna spójna całość. Przed podobnym zadaniem staje „instruktor atomów” – celem jest wdrożenie takiej procedury, by atomy, początkowo od siebie niezależne i „niewiedzące” o sobie nawzajem, na końcu stworzyły wielocząstkowy bardzo silnie skorelowany stan.

I tu niespodzianka – w odróżnieniu od szkolenia rekrutów, korelowanie atomów nigdy nie wymaga, by oddziaływały one ze sobą wszystkie naraz. Praca zespołowa w gazie atomowym nie jest potrzebna. Wystarczy, że kwantowi adepci będą się szkolić w parach. To może zaskakiwać, gdyż ciężko sobie wyobrazić, by prawdziwi rekruci, zamknięci w parach w osobnych salach szkoleniowych, wypracowali umiejętności, które potem, na polu bitwy, pozwoliłyby oddziałowi zachowywać się jak spójna całość. Należy się raczej spodziewać, że taki podział na podgrupy przeniesie się na późniejsze rozczłonkowanie oddziału, co nie jest pożądane.

By rozwikłać tę pozorną sprzeczność, należy się odwołać do zjawiska, które nie ma żadnej analogii w świecie klasycznym. Cząstki jednego rodzaju (na przykład elektrony, albo atomy wodoru czy sodu) są

nierozróżnialne – nie mają żadnych cech osobowych, które pozwoliłyby stwierdzić, że dany atom to Zbigniew, inny zaś to Katarzyna. Wszystkie cząstki tego samego typu w opisie kwantowym są identyczne. To sprawia, że nie wiemy, które pary atomów oddziałują ze sobą. Zmuszeni jesteśmy uznać, że oddziałują wszystkie możliwe pary naraz, a zatem każdy atom z każdym, ale zawsze parami. W konsekwencji, mimo że „szkolenie atomowe” jest zawsze dwuciałowe, efektywnie rozciąga się na cały układ. Powstała korelacja jest bardzo mocna, na tyle mocna by można było mówić o nielokalności czy obecności korelacji Bella. Ten aspekt doświadczenia nie ma odzwierciedlenia w procesie szkolenia rekrutów – klasyczo/kwantowa analogia ma ograniczenia.

Głównym wynikiem pracy, której jestem współautorem, jest to, że oddziaływania par atomów szybko (w skali i tak szybkich zjawisk zachodzących na poziomie pojedynczych cząsteczek) dają efekt – powstają nielocalne korelacje Bella, które są prawdziwie wielociałowe, to znaczy obejmują wiele atomów. Ponadto udało nam się podać prosty przepis na to, ile cząstek jest ze sobą skorelowanych w danej chwili czasu. To jest istotna informacja, gdyż wiedza o „głębokości korelacji” pozwala określić, do jakiego stopnia taki wieloatomowy stan będzie przydatny w praktycznych zastosowaniach.

Pozostaje do omówienia jeszcze jeden wynik opisany w naszej pracy – pomiar, to znaczy co należy wykonać w laboratorium, by stwierdzić, że nienielocalne własności są rzeczywiście obecne w układzie. Jednak jest to kwestia na tyle złożona i odbiegająca od użytecznej analogii wojskowo-kwantowej, że pozwolę ją sobie w tym tekście przemilczeć i wyrazić nadzieję, że mimo wszystko, po lekturze tego artykułu Czytelnicy nie będą mieli refleksji analogicznej jak słuchacze po audycji radiowej: *dobrze się czytało, ale ciężko było coś zrozumieć*.

Literatura

- [1] Ryszard Horodecki, Paweł Horodecki, Michał Horodecki, Karol Horodecki, “Quantum entanglement”, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 865 (2009).
- [2] Marcin Płodzień, Maciej Lewenstein, Emilia Witkowska, Jan Chwedeńczuk, “One-Axis Twisting as a Method of Generating Many-Body Bell Correlations”, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 250402 (2022).
- [3] Agata Wojciechowska, Maks Walewski, Michał Tomza, „Zimno... zimniej... kwantowo! - ultrazimne mieszaniny jonu z atomami”, *Postępy Fizyki* **74** (2), 19 (2023).
- [4] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/summary/>
- [5] Albert Einstein, Borys Podolsky, Nathan Rosen, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?”, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [6] Edwin Schrödinger, “Discussion of Probability Relations between Separated Systems”, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **31**, 555 (1935).
- [7] John S. Bell, “On the Einstein Podolsky Rosen paradox”, *Physics* **1**, 195 (1964)
- [8] Marek Żukowski, Časlav Brukner, “Bell’s Theorem for General N-Qubit States”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 210401 (2002); E. G. Cavalcanti, C. J. Foster, M. D. Reid, P. D. Drummond, “Bell Inequalities for Continuous-Variable Correlations”, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 210405 (2007).
- [9] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2022/summary/>
- [10] Marek Żukowski, „Kwantowe splątanie * nierówności Bella * teoretyczne podstawy obserwacji interferencji wielofotonowej * narodziny technologii kwantowych”, *Postępy Fizyki* **74** (2), 3 (2023).

Profesorowi Iwo Białynickiemu-Biruli
na jego dziewięćdziesięciolecie,
kwantowej teorii pola na jej stulecie.

Postawić kwantową teorię pola z głowy na nogi Bringing quantum field theory down to Earth

część 1

Piotr Chankowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. Wbrew wrażeniu jakie można odnieść z lektury większości standardowych podręczników, równania falowe Diraca, Kleina–Gordona i inne nie są podstawą relatywistycznej kwantowej teorii pola. W niniejszym artykule staram się pokazać, jak powinna być ona poprawnie formułowana i omawiam pewne jej aspekty, które na ogół nie są przedstawiane właściwie. Moim celem jest spowodowanie zmiany w nauczaniu kwantowej teorii pola. Tekst został podzielony na trzy części. W pierwszej przypominam krótko historyczny rozwój kwantowej teorii pola i omawiam jej sformułowanie jako kwantowej teorii oddziałujących cząstek (relatywistycznych lub nierelatywistycznych).

Słowa kluczowe: cząstki, pola, kwantowa teoria pola, równania falowe, renormalizacja, redukcja LSZ, całki po trajektoriach

Abstract. Despite the impression that can be gained from most of the standard textbooks, Dirac, Klein–Gordon and other wave equations do not constitute the basis of relativistic quantum field theory. In this article I attempt to show how it should be formulated properly and discuss some of its aspects which usually are presented unsatisfactorily. My aim is to cause the change in the way quantum field theory is taught. The text is split into three parts. In the first one I briefly recall the quantum field theory historical development and present its formulation as a quantum theory of interacting particles (relativistic or nonrelativistic).

Keywords: particles, fields, quantum field theory, wave equations, renormalization, LSZ reduction, pathing integrals

Kwantowa teoria pola jest dziś jednym z głównych filarów fizyki teoretycznej. Stanowi podstawę naszego rozumienia obszernego zakresu zjawisk fizycznych, przede wszystkim tych zachodzących na poziomie mikroskopowym, takich jak oddziaływania relatywistycznych cząstek elementarnych, skomplikowane mechanizmy rządzące zachowaniem materii skondensowanej, ale nie tylko; jej metody pozwoliły także zrealizować praktycznie koncepcje Leo P. Kadanoffa i Kennetha G. Wilsona i ująć ilościowo zjawiska krytyczne zachodzące w układach makroskopowych umożliwiając obliczanie w ramach mechaniki statystycznej ich charakterystyk, takich jak tzw. wykładniki krytyczne; dość powszechnie uważa się też, iż kwantowe zachowanie pól dało początek obserwowanym dziś, bardzo drobnym, lecz niezwykle istotnym dla kosmologii, niejednorodnościom wielkoskalowej struktury Wszechświata. Matematyczny

formalizm kwantowej teorii pola ma też związki z takimi dziedzinami czystej matematyki, jak np. teoria węzłów. Dobre zrozumienie jej podstaw jest więc w zasadzie niezbędne każdemu fizykowi teoretykowi i jest warunkiem *sine qua non* twórczego z niej korzystania. I właśnie problemem właściwego przedstawiania tej teorii chcę się tu zająć, gdyż mam wrażenie, że podstawy te w większości standardowych podręczników są przedstawiane w zbyt tradycyjnym ujęciu, więc, z dzisiejszej perspektywy, niewystarczająco lub wręcz błędnie, a w typowych wykładach zwykle dąży się do „nowoczesnych zastosowań”, tj. do przedstawienia (zwykle bardzo szkieletowego) kwantowej teorii pól cechowania i modelu standardowego (współczesnej teorii wszystkich, poza grawitacyjnymi, oddziaływań znanych cząstek elementarnych), pomijając wiele istotnych spraw. W rezultacie uczący się odnoszą zwykle wrażenie, że kolejne zagadnienia pozostają bez związku z poprzednimi, albo wręcz są z nimi sprzeczne i że gdzieś gubi

*ORCID: 0000-0002-8897-3426

się związek z podstawowymi zasadami mechaniki kwantowej, a cała konstrukcja kwantowej teorii pola „wisi w powietrzu”. Znacznie utrudnia to przyswojenie jej podstaw wielu chcącym zajmować się fizyką teoretyczną. Będę więc starał się tu pokazać, jak (moim zdaniem) należy przedstawiać podstawy tej teorii. Z konieczności zatem rozważania będą trochę techniczne i większość tekstu pewnie będzie mało zrozumiała dla nie-specjalistów, mam jednak nadzieję, iż przynajmniej osobom wykładającym kwantową teorię pola będą pomocne i może sprowokują do spojrzenia na przedmiot w świeży sposób.¹

Kwantowa teoria pola narodziła się mniej więcej sto lat temu, wyłaniając się z prac przede wszystkim Paula A.M. Diraca, Wernera Heisenberga, Maxa Borny i Pascuala Jordana, Enrico Fermiego oraz innych twórców mechaniki kwantowej. Jej rozwój przeszedł wiele stadiów i w początkowym okresie był nierozzerwalnie związany z rozwojem samej mechaniki kwantowej w jej wersji wykorzystującej pojęcie funkcji falowej (pojedynczej cząstki) i równanie falowe. Bardzo ważnym koncepcyjnie krokiem było jej zastosowanie przez Fermiego (1934) do procesów słabych.² W podanej wcześniej przez Diraca (1927) kwantowej teorii oddziaływania promieniowania z materią, będącej pierwszą wersją relatywistycznej teorii układu oddziałujących cząstek, procesom kreacji i anihilacji podlegały w zasadzie tylko kwanty promieniowania, które jako cząstki o zerowej masie mogły być nadal uważane za nie do końca „materialne”;³ natomiast fundamentem teorii zaproponowanej przez Fermiego była właśnie możliwość znikania i powstawania niejako *ex nihilo* cząstek tak masywnych jak neutrony i protony. Przypuszczam, że dla współczesnych mu fizyków musiało to być trudne do przyjęcia (trudniejsze niż zaakceptowanie hipotezy istnienia jeszcze jednej cząstki – neutrino). Następnym etapem było przezwyciężenie kryzysu wywołanego występowaniem nieskończoności i wypracowanie (przez Richarda P. Feyn-

mana, Juliana S. Schwingera, Shin'ichirō Tomonagę i Freemaną J. Dysona) systematycznej procedury renormalizacji, tj. ich usuwania. W rezultacie powstała elektrodynamika kwantowa, będąca pierwszą kwantową teorią pola umożliwiającą prowadzenie obliczeń wychodzących poza najprostsze przybliżenie i uzyskiwanie wyników zdumiewająco zgodnych z pomiarami.⁴ Jej sformułowanie wciąż wykorzystywało jednak w dużej mierze pojęcia nawiązujące do podanej przez Diraca interpretacji funkcji falowej elektronu i rachunku zaburzeń, z którego bierze się przekonanie (czasem traktowane jak paradygmat zwany niekiedy *dualizmem cząstka-pole*) o ścisłej odpowiedniości konkretnych pól i cząstek. Równolegle jednak następował ciągły, polegający na modyfikowaniu postaci oddziaływania zaproponowanej przez Fermiego, rozwój teorii oddziaływań słabych wymuszany koniecznością uwzględniania kolejnych odkryć eksperymentalnych. Wprawdzie teoria ta należała do klasy *nierenormalizowalnych* (procedury renormalizacji, takiej jak w przypadku elektrodynamiki, nie dawało się do niej zastosować), przez co efekty oddziaływań słabych można było uwzględniać tylko w pierwszym rzędzie względem sprzężenia słabego, ale za to wysiłki teoretyków mające na celu ujęcie w jej ramach faktów eksperymentalnych dotyczących słabych oddziaływań hadronów (cząstek oddziałujących przede wszystkim silnie), dały początek wielu ważnym koncepcjom (Feynmana i Murray'a Gell-Manna, Yoichiro Nambu) związanym z rolą w kwantowej teorii pola różnego rodzaju symetrii: ścisłych, spontanicznie naruszonych przez stan podstawowy hamiltonianu teorii (zwany, dość myląco, próżnią) i przybliżonych (które też mogą być spontanicznie naruszone) oraz zrozumienie, że w kwantowej teorii pola konsekwencją spontanicznego naruszenia symetrii ciągłych jest istnienie bezmasowych cząstek o spinie 0 zwanych bozonami Goldstona (lekkich, ale nie bezmasowych pseudobozone Goldstona, gdy spontanicznie naruszone symetrie są tylko symetrami przybliżonymi). Ujmując rzecz ogólniej, wysiłki te walczyły przyczyniły się do rozumienia tych aspektów kwantowej teorii pola, które nie są zależne od zastosowania do niej rachunku zaburzeń, na których opierały się spektakularne sukcesy elektrodynamiki kwantowej. (To te właśnie aspekty, powinny moim zdaniem, być dziś centralnym punktem dobrego wykładu kwantowej teorii pola).

Początkiem drogi do sformułowania modelu standardowego okazało się zaproponowanie przez Chen N. Yanga i Roberta Millsa (1954) klasy (klasycznych) teorii pola, w których występujące w elektrodynamice pole A_μ (czteropotencjał pola elektromagnetycznego) związane z abelową (tj. przemienną) grupą $U(1)$ symetrii cechowania było zastąpione kilkoma polami A_μ^a , $a =$

1. Streszczę tu w zasadzie główne myśli prowadzonego przeze mnie w miarę regularnie wykładu kwantowej teorii pola; doprowadzenie do zadowalającego mnie stanu skryptu, jaki piszę, zajmie bowiem jeszcze jakiś – zapewne nie tak krótki – czas, a wyraźnie widzę dość pilną potrzebę generalnej zmiany podejścia do tego przedmiotu.

2. Świadomie nie używam modnego dziś sformułowania „do opisu oddziaływań słabych”, bo uważam, że słowo „opis” jest mocno nadużywane i zwykle maskuje beztreściwość wypowiedzi. Złośliwie mawiam, że od opisywania są literaci i gryzipiórki.

3. W szkolnych kursach fizyki mówi się do dziś (a może już nie, może to dla ministra edukacji za trudne i usunął to z programu?) o promieniowaniu α , β i γ . Z kolei procesy kreacji par elektron-pozyton były w ramach teorii sformułowanej przez Diraca przejściami elektronu z „morza Diraca” do stanu o dodatniej energii z jednoczesnym powstaniem „dziury” interpretowanej jako pozyton.

$1, \dots, n$ (zwanymi dziś polami Yanga–Millsa) będącymi polami cechowania nieabelowej (tj. nieprzemiennej) grupy symetrii. Początkowe trudności (nieunitarność amplitud) w zastosowaniu do kwantowej wersji tych teorii rachunku zaburzeń, w postaci znanej z elektrodynamiki, zostały przezwyciężone dzięki wprowadzeniu (Richard Feynman, Bryce De Witt) dodatkowych pól pomocniczych, tzw. duchów, i nadaniu temu krokowi głębszego uzasadnienia przez Ludwika D. Faddiejewa i Wiktora N. Popowa w ramach sformułowania kwantowej teorii pola za pomocą całek po trajektoriach. Podjęto też próby wykorzystania tych idei do stworzenia teorii oddziaływań silnych, w których pola A_μ^a zostały utożsamione z polami mezonów wektorowych (z polami masywnych hadronów o spinie 1). Próby te nie zostały uwieńczone powodzeniem, ale połączenie pól Yanga–Millsa z ideą spontanicznego naruszenia symetrii cechowania pozwoliło Stevenowi Weinbergowi, Sheldownowi L. Glashowowi i Abdusowi Salamowi sformułować zunifikowaną⁵ teorię elektromagnetycznych i słabych oddziaływań leptonów (tj. cząstek nieoddziałujących silnie), według której oddziaływania słabe tych cząstek są skutkiem ich oddziaływania z masywnymi bozonami W^\pm i Z^0 . Teoria ta, jak pokazali wkrótce Gerard 't Hooft i Martinus J. G. Veltman była renormalizowalna, a konsekwencją zaproponowanego przez Weinberga konkretnego mechanizmu łamania symetrii było przewidywanie istnienia bezpinowej cząstki zwanej bozonem Higgsa. Jej odkrycie w 2012 w CERN można uznać za wielki tryumf modelu standardowego i kwantowej teorii pola. Ostatnim krokiem, który umożliwił sformułowanie standardowej teorii oddziaływań cząstek elementarnych w jej dzisiejszym kształcie, było połączenie wniosków płynących z podanej przez Feynmana interpretacji rezultatów głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów na hadronach (nukleonach) w języku partonów, z zaproponowaną przez Gell-Manna teorią symetrii widma hadronów i z odkrycia, że jedynymi teoriami, które mogą objaśniać tzw. asymptotyczną swobodę, czyli zanikanie wzajemnych oddziaływań partonów wraz ze wzrostem ich energii, są właśnie teorie nieabelowych pól Yanga–Millsa. Doświadczalne potwierdzenie idei Gell-Manna, że hadrony są zbudowane z bardziej elementarnych składników – kwarków i antykwarków

o spinie 1/2, pozwoliło po pierwsze sformułować teorię oddziaływań silnych jako teorię oddziaływania tych właśnie elementarnych fermionów (z którymi w naturalny sposób zostały utożsamione partony Feynmana) z polami gluonów stowarzyszonych ze ściśle nieabelową symetrią cechowania $SU(3)$ koloru, a po drugie, zrozumieć, że w teorii, w której z bozonami W i Z oddziałują bezpośrednio kwarki, znajdują swoje naturalne uzasadnienie wszystkie idee, które legły u podstaw fenomenologicznych „ulepszeń” teorii Fermiego. Powstała w ten sposób teoria zwana modelem standardowym, została spektakularnie potwierdzona najpierw zarejestrowaniem prądów neutralnych, tj. reakcji indukowanych przez wymianę bozonu Z^0 , następnie przez bezpośrednie odkrycie bozonów W^\pm i nieco później Z^0 , a w końcu (2012) odkryciem cząstki Higgsa. Olbrzymim sukcesem modelu standardowego jest ponadto znakomite jakościowe i ilościowe ujmowanie tzw. procesów rzadkich, tj. takich bardzo mało prawdopodobnych procesów, za których zachodzenie odpowiedzialne są efekty czysto kwantowe. Choć istnieją różnorakie przesłanki za tym, że model standardowy nie może być ostateczną teorią, pozostanie on na zawsze, niczym mechanika Newtona, teorią słuszną w ramach granic swojej stosowalności.

Jednak początki przypomnianego tu (z konieczności skróco) rozwoju kwantowej teorii pola, tj. przede wszystkim historycznej drogi do sformułowania szczególnego jej modelu – elektrodynamiki kwantowej, kładą się, moim zdaniem, zbyt długim cieniem na sposobie przedstawiania i wykładania kwantowej teorii pola. Jak pisał Weinberg w swojej „kultowej” już monografii *Gravitation and Cosmology*, w rozdziale przypominającym historyczne korzenie OTW: „*The author of a book on physics can impose order on this confusion by organizing his material in either of two ways: by recapitulating its history, or by following his own best guess as to the ultimate logical structure of physical law. Both methods are valuable; the great thing is not to confuse physics with history, or history with physics.*” Otóż wydaje się, że wciąż jeszcze wykłady i podręczniki kwantowej teorii pola zbyt rzadko obiecają tę drugą, właściwszą drogę. Wystarczy zajrzeć do dowolnego, nawet w miarę współczesnego podręcznika, jak np. Claude’a Itzyksona i Jeana-Bernarda Zuberera czy Michaela Peskina i Daniela V. Schrödera, które nie odbiegają zbytnio od bardziej wiekowych takich jak Lwa D. Landaua i Jewgienija M. Lifszycza czy Jamesa D. Bjorkena i Sidneya D. Drella, by trafić na początku na uświęcone tradycją omówienie równań Diraca i Kleina–Gordona, po którym następuje wprowadzenie ich funkcji Greena i sformułowanie rachunku zaburzeń oraz reguł tworzenia amplitud procesów; te ostatnie są zwykle uzasadniane dość heurystycznie.

4. O elektrodynamice mówiło się, że jest najdokładniejszą ze wszystkich teorii fizycznych.

5. Z dzisiejszej perspektywy nazywanie tej teorii zunifikowaną nie jest w pełni uzasadnione: grupa symetrii cechowania tej teorii nie jest bowiem prosta, lecz ma dwa czynniki, z którymi związane są dwie niezależne stałe sprzężenia. Można dopatrywać się tu jednak unifikacji w sensie oparcia konstrukcji na pewnej ogólnej idei, jaką stanowi symetria cechowania.

Do pewnego stopnia drogę tę próbował porzucić Weinberg w swojej trzytomowej⁶ *Teorii pól kwantowych* (PWN, 1999). Nie był w tym jednak do końca konsekwentny i w zasadzie (świadomie lub nie) powielił w dużym stopniu schemat, według którego rozwijała się historycznie elektrodynamika kwantowa. Jednak przyjęte przez niego podejście jasno uwidacznia, że celebrowane relatywistyczne równania falowe, takie jak równanie Kleina–Gordona, Diraca, Proca, czy Rarity–Schwingera, nie są, jak można (mylnie) mniemać na podstawie wymienionych wyżej podręczników, podstawą kwantowej teorii pola. Równania te, mające godzić falową mechanikę Schrödingera z wymogami szczególnej teorii względności (wyznaczać relatywistyczne funkcje falowe cząstek o spinach odpowiednio 0, 1/2, 1 i 3/2), odegrały historycznie ważną rolę i rzeczywiście w swoim czasie istnienie antycząstek wiązano ze specyficznymi cechami ich rozwiązań ale, jak przytomnie zauważają Landau i Lifszyc (w pierwszym rozdziale czwartego tomu swojego kursu fizyki teoretycznej), sama koncepcja zależnej od zmiennych przestrzennych funkcji falowej jest w zasadzie sprzeczna z podstawowymi ideami teorii względności, gdyż zakłada możliwość natychmiastowego skonfrontowania pomiarów położenia cząstki dokonanych w odległych punktach przestrzeni. W istocie, jeśli spojrzeć na teorię relatywistyczną ogólniej, obserwowane, jakie są przez nią dane naturalnie, to energia, pęd i moment pędu, gdyż sama relatywistyczna struktura teorii wymaga, by istniały odpowiadające im hermitowskie operatory będące generatorami przekształceń Poincarégo (i by wraz z operatorami generującymi lorentzowskie pchnięcia spełniały odpowiednie związki przemienności wyznaczone przez strukturę grupy Poincarégo). Operator położenia nie jest dany przez samą strukturę grupy Poincarégo i kierując się prawomocnym od czasów myślowych eksperymentów Heisenberga podejściem można powiedzieć, że to sama teoria orzeka, co jest mierzalne. Dlatego czynienie punktu wyjścia z równań falowych (zwłaszcza Diraca), w których centralną rolę gra zależna od położenia funkcja falowa, musi być z gruntu niewłaściwe.⁷ Jakie więc są prawdziwe podstawy kwantowej teorii pola?

6. Trzeci tom tego dzieła, który miałem przyjemność przełożyć na polski dla wydawnictwa PWN w czasach, gdy to wydawnictwo wydawało profesjonalnie przetłumaczone i zredagowane podręczniki akademickie, jest poświęcony supersymetrycznym wersjom kwantowej teorii pola.

7. Jak pokrętnie trzeba rozumować, gdy za punkt wyjścia przyjmuje się równania falowe, można się przekonać zaglądając do „cegły” Rogera Penrose’a *Droga do rzeczywistości* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2006), w której ten wybitny specjalista od matematycznych zagadnień OTW stara się przybliżyć „zwykłemu człowiekowi” fundamenty całej (!) współczesnej fizyki teoretycznej. Po przeczytaniu odpowiednich rozdziałów jego dzieła traktujących

W swoim eseju *What is quantum field theory and what did we think it is* (arXiv:hep-th/9702027) Weinberg, jeden z głównych twórców modelu standardowego oddziaływań cząstek elementarnych (zob. cykl moich artykułów w miesięczniku *Delta*: 1-6 (2016) i 2 (2017)), wyraził pogląd, że kwantowa teoria pola nie jest niczym więcej niż sposobem wypisywania zgodnych z wymogami relatywistycznej współzmienniczości, unitarności, analityczności i spełniających zasadę rozkładu gronowego (*cluster decomposition*) kwantowomechanicznych amplitud procesów zachodzących między cząstkami elementarnymi. Pogląd taki (do pewnego stopnia ukształtowany właśnie przez historyczny rozwój) wydaje mi się zbyt ograniczający. Kwantową teorię pola lepiej jest uważać za kwantową teorię pewnego układu fizycznego. Pytanie tylko jakiego układu? Nie wiemy jeszcze (czy w ogóle kiedyś to będziemy wiedzieć?), jakie są najbardziej elementarne składniki rzeczywistości fizycznej – może są to struny, a może pętle kwantowej grawitacji – ale na szczęście nie musimy tego wiedzieć, by zajmować się większością zjawisk fizycznych. Świat zjawisk fizycznych dzieli się naturalnie na „warstwy” charakteryzujące się określonymi wartościami energii (lub długości) i na ogół to, co jest potrzebne, to teoria efektywna ujmująca zjawiska zachodzące w jednej „warstwie” charakteryzującej się energiami w dobrze określonym przedziale. Gdy zajmujemy się fizyką materii skondensowanej i energie wchodzące w grę są nie wyższe niż rzędu dziesiątków elektronowoltów, wiemy, że za elementarne składniki rozpatrywanego układu należy przyjąć atomy, względnie jony i elektrony, oraz zbudować teorię układu tworzonych przez takie elementy i zamkniętego w jakimś skończonym lub nieskończonym obszarze przestrzenym – powstaje wtedy teoria, której można nadać formę nierelatywistycznej kwantowej teorii pola; analogicznie można budować teorię materii jądrowej – tu energie są rzędu mega-elektronowoltów, a elementarnymi składnikami układu są nukleony (protony i neutrony), a czasem trzeba też uwzględnić osobno mezony π lub ρ . Kiedy chcemy budować teorię układów oddziałujących, których energie mogą dochodzić do setek lub nawet tysięcy gigaelektronowoltów, wtedy nie jest już takie oczywiste, jakie są

o podstawach relatywistycznej teorii pola natychmiast przypomniał mi się następujący *passus* ze *Zniewolonego umysłu* Czesława Miłosza (rozdział ‘Bałtowie’): „Pablo Neruda, wielki poeta Ameryki Łacińskiej pochodzi z Chile. [...] Wierzę mu, kiedy pisze o nędzy swojego ludu. [...] Wierzę mu, dopóki pisze o tym, co wie. Przestaję mu wierzyć, kiedy zaczyna pisać o tym, co wiem ja.” Przy okazji, nie mogę się powstrzymać od wyrażenia mojego odczucia, że coraz grubsze tomy popelniane przez Penrose’a coraz bardziej noszą znamiona działalności maniackalnej (porównywalnej chyba tylko z pasją, z jaką Mircea Eliade, uważający się także za pisarza, popelniał kolejne swoje - całkowicie już zapomniane – powieści).

fundamentalne (przy tych energiach) składniki układu, którego teorię (relatywistyczną) musimy zbudować. Aby skonstruować teorię trzeba jednak na coś się zdecydować. Choć na ogół w podręcznikach nie jest to jasno powiedziane, istnieją dwa różne podejścia, dwie możliwe „ontologie”. Postaram się tu krótko te dwa sposoby naszkicować, gdyż stanowią dwie alternatywne podstawy kwantowej teorii pola. Oba te podejścia, gdy dla celów praktycznych rachunków ograniczamy się do badania pewnych podprzestrzeni wielkich (nieseparowalnych) przestrzeni Hilberta takich teorii, sprowadzają się do mniej więcej tego samego formalizmu, zwłaszcza, gdy posługujemy się standardowym rachunkiem zaburzeń. Jednak sam układ fizyczny jest w tych podejściach inny i różne aspekty wymagające wyjścia poza taki rachunek mogą wyglądać inaczej (lub być przy jednym z tych podejść bardziej oczywiste niż przy drugim).

Kwantowa teoria pola jako teoria układu oddziałujących cząstek

Punktem wyjścia pierwszego, przyjętego przez Weinberga w jego *Teorii pól kwantowych* podejścia, które nazwać można bezpośrednią konstrukcją relatywistycznej teorii oddziałujących cząstek, jest przyjęcie, że układ tworzą pewne cząstki. Teorię buduje się wtedy wykorzystując formalizm *drugiej kwantyzacji*, tj. biorąc jako przestrzeń Hilberta teorii sumę prostą przestrzeni odpowiadających różnym ustalonym liczbom cząstek uznanych za elementarne składniki układu. Przestrzenie te same są zbudowane jako odpowiednio zszytyzowane lub zantyszytyzowane (zależnie od charakteru cząstek elementarnych) iloczyny tensorowe jednocząstkowych przestrzeni Hilberta rozpinianych przez wektory $|l\rangle$, które reprezentują kwantowe stany bazowe pojedynczej cząstki. W naturalny sposób w tak skonstruowanej przestrzeni Hilberta działają operatory kreacji i anihilacji stowarzyszone bezpośrednio ze stanami $|l\rangle$. W przypadku konstrukcji teorii oddziałujących ze sobą cząstek traktowanych relatywistycznie, stanami $|l\rangle$ są naturalnie stany cząstek o określonym pędzie \mathbf{p} i rzucie spinu σ na wybrany kierunek (w przypadku cząstek bezmasowych – skrętności λ). Część swobodna H_0 hamiltonianu teorii jest wtedy dana po prostu przez sumę (po rdzajach cząstek uznanych za elementarne składniki układu) wyrażen $\sum_{(\mathbf{p},\sigma)} E_{\mathbf{p}} a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p}) a_{\sigma}(\mathbf{p})$, w których $E_{\mathbf{p}}$ są energiami swobodnych cząstek o masie m i pędzie \mathbf{p} : w przypadku teorii cząstek relatywistycznych⁸ $E_{\mathbf{p}} = (\mathbf{p}^2 + m^2)^{1/2}$, a operatory kreacji $a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p})$ i anihilacji $a_{\sigma}(\mathbf{p})$ spełniają odpowiednie związki komuta-

cyjne lub antykomutacyjne. Należy zauważyć, że przy takiej konstrukcji nie przeprowadza się żadnej „kwantyzacji”. Punkt wyjścia jest tu taki sam jak w przypadku konstrukcji teorii układów materii skondensowanej i dlatego ma on swoje zalety pedagogiczne, pokazuje bowiem, w którym miejscu i dlaczego powstaje zasadnicza różnica między teoriami układów cząstek traktowanych nierelatywistycznie i relatywistycznie. Otóż mechanikę kwantową takiego układu, z jakim mamy do czynienia w fizyce materii skondensowanej, można w zasadzie sformułować w języku wielocząstkowych funkcji falowych; podstawową właściwością takiej teorii jest zachowywanie liczby cząstek i sformułowanie jej w języku drugiej kwantyzacji musi odzwierciedlać ten fakt. Zachowanie liczby cząstek wynika także z tego, że teoria taka (gdy jest sformułowana w nieskończonej przestrzeni i cząstki tworzące układ nie znajdują się w jakichś polach zewnątrznych) powinna być niezmiennicza względem przekształceń grupy Galileusza, która w przestrzeni Hilberta jest realizowana rzutowo także z powodów algebraicznych,⁹ z algebry generatorów tej grupy nie daje się wyeliminować jednego ładunku centralnego, który staje się operatorem całkowitej masy układu, czego konsekwencją jest zachowanie tej wielkości. Nie nakłada to jednak bardzo silnych warunków na oddziaływanie, jakie można wprowadzić dodając do hamiltonianu H_0 cząstek nieoddziałujących (różniącego się od podanego wyżej tylko formą zależności energii: $E_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}^2/2m$) operator oddziaływania skonstruowany z operatorów kreacji i anihilacji (dowolny operator działający w przestrzeni Hilberta można przez nie wyrazić) wystarcza, by każdy jego człon był zbudowany z takiej samej liczby operatorów kreacji i anihilacji każdej z cząstek; w szczególności oddziaływania mogą tu być nielokalne przestrzennie, dzięki czemu przy obliczeniach nie pojawiają się nieskończoności zwane „ultrafioletowymi”, tzn. związane z uwzględnieniem możliwych przejść układu do stanów o dowolnie wysokich energiach pojedynczych cząstek. Istotne jest za to, że równoważność sformułowań takiej teorii w języku wielocząstkowego równania Schrödingera i w języku drugiej kwantyzacji wymaga, by operator zadający oddziaływanie w tym drugim sformułowaniu był uporządkowany *normalnie* tzn. by w iloczynach operatorów kreacji i anihilacji te drugie stały zawsze po prawej stronie.

W przypadku układów cząstek, których energie mogą znacznie przewyższać ich masy spoczynkowe, klu-

8. Jak zwykle przyjmujemy układ jednostek, w którym $\hbar = 1$ i $c = 1$.

9. Grupa Poincarégo jest natomiast realizowana rzutowo tylko z powodu topologicznej dwuspójności grupy obrotów, która jest jej podgrupą.

czowe jest, by konstruowana teoria była relatywistyczna, tj. by w jej przestrzeni Hilberta działała reprezentacja grupy Poincarégo (by istniała rodzina działających w niej unitarnych operatorów spełniających reguły składania wynikające ze struktury grupy symetrii Poincarégo). W naturalny sposób (jeśli czynniki E_p mają postać relatywistyczną) istnieje w przestrzeni Hilberta reprezentacja tej grupy, względem której przekształcają się stany cząstek swobodnych będących „elementarymi cegiełkami” rozpatrywanego układu, ale ponieważ hamiltonian jest jednym z generatorów grupy Poincarégo, który z pozostałymi dziewięcioma jej generatorami musi spełniać odpowiednie związki komutacyjne, to po dodaniu do H_0 oddziaływania, modyfikacji muszą ulec także jakieś inne generatory (okazuje się, że na ogół generatory pchnięć lorentzowskich; to właśnie różni teorie relatywistyczne od nierelatywistycznych, w przypadku tych ostatnich bowiem dodanie oddziaływania nie powoduje konieczności modyfikacji żadnych generatorów). Możliwość dokonania takiej modyfikacji nakłada silne ograniczenia na oddziaływania, jakie można budować. Okazuje się, że nie jest to proste i aby ustalić strukturę możliwych oddziaływań (budowanych także i w tym przypadku z operatorów kreacji i anihilacji), najwygodniej jest żądać współzmienniczości amplitud rozpraszania, tj. macierzy S . W tym celu trzeba jednak najpierw zdefiniować stany rozproszeniowe układu. Często w tym celu przyjmuje się, że oddziaływanie „wyłącza się adiabaticznie” w dalekiej przeszłości i w dalekiej przyszłości. Nie jest to podejście poprawne¹⁰ (w końcu nic takiego w rzeczywistym układzie nie zachodzi); właściwe podejście polega na założeniu, że pełny hamiltonian (z oddziaływaniem) ma stany własne, zwane stanami *in* i *out* (które stanowią dwie inne możliwe bazy całej przestrzeni Hilberta i są jakimiś skomplikowanymi superpozycjami stanów własnych H_0) oraz że ewolucja czasowa ich odpowiednio gładkich superpozycji (jako wektorów przestrzeni Hilberta) w przeszłości i przyszłości dąży (w sensie zbiegania do siebie w normie odpowiadających sobie wektorów stanu) do ewolucji analogicznych superpozycji stanów własnych pewnego hamiltonianu swobodnego \tilde{H}_0 .

To założenie opiera się na następującej intuicji fizycznej: jeśli wzbudzeniami skonstruowanej teorii są rzeczywiście jakieś cząstki, identyfikowalne w detektorach wykorzystywanych w eksperymentach, to takie stany *in* i *out* pełnego hamiltonianu powinny istnieć i być identyfikowane odpowiednio za pomocą mierzonych w eksperymentach rozproszeniowych charakterystyk (pędów i spinów) cząstek, jednych przed zajściem reakcji (stany *in*), a drugich po (stany *out*). Trzeba tu jednak dopowiedzieć kilka istotnych rzeczy. Po pierwsze, nie jest zupełnie oczywiste, że po dodaniu do H_0 oddziaływania będą istnieć jakieś stany własne pełnego hamiltonianu reprezentujące cząstki. W istocie przy odrobinie szczęścia można skonstruować w ten sposób teorię (jeśli H_0 jest hamiltonianem swobodnych cząstek o masie zero), która będzie np. konforemnie niezmiennicza i całkowicie ciągłego widma jej hamiltonianu nie da się zinterpretować w języku cząstek. Co więcej odwołanie się do układów rozpatrywanych w fizyce materii skondensowanej uświadamia, że typowymi wzbudzeniami układów wielu oddziałujących cząstek są twory takie jak fonony, rotony, magnony, etc. zwane quasi-cząstkami albo wzbudzeniami kolektywnymi, gdyż nie mają one żadnych cech elementarnych składników układu, ale które są zazwyczaj nietrwałe, tj. stany układu je reprezentujące nie mogą być stanami asymptotycznymi. W związku z tym czynienie (zob. Weinberg) założenia, że stany *in* i *out* zachowują się (także gdy chodzi o przekształcenia Poincarégo generowane przez zmodyfikowane generatory, wciąż jeszcze nieskonstruowane na tym etapie) podobnie jak stany elementarnych składników układu, jest na ogół niesłuszne. W istocie najlepszym przykładem służy tu teoria, której elementarnymi składnikami są kwarki, antykwarki i gluony (stany własne H_0 są stanami dowolnej liczby takich swobodnych cząstek); po dodaniu odpowiednich oddziaływań (tak by powstała chromodynamika kwantowa), stany asymptotyczne reprezentują (to wiemy z doświadczenia, gdyż ściśle tego udowodnienie jest w zasadzie jednym z tzw. problemów milenijnych!) stabilne hadrony (układ wykazuje także wiele wzbudzeń analogicznych do quasi-cząstek układów materii skondensowanej – są to hadrony niestabilne zwane rezonansami) i wobec tego odpowiednim \tilde{H}_0 nie jest wyjściowy hamiltonian H_0 kwarków, antykwarków i gluonów. W zasadzie hamiltonian \tilde{H}_0 można by skonstruować (byłoby to już częściowe rozwiązanie problemu milenijnego!), dokonując na wyjściowych operatorach kreacji i anihilacji jakiejś transformacji typu Bogoliubowa (takie operacje są jednym ze standardowych narzędzi przy analizie teorii materii skondensowanej). Zazwyczaj jednak przyjmuje się po prostu (i tak czyni Weinberg), że rolę \tilde{H}_0 odgrywa H_0 i tym samym, że

10. Jest to prawdopodobnie skutek skojarzenia ze znaną (no, niestety nie wszystkim uczącym kwantowej teorii pola...) konstrukcją Gell-Manna i Lowa stanu podstawowego $|\Omega\rangle$ pełnego hamiltonianu H na podstawie znajomości stanu podstawowego $|\Omega_0\rangle$ hamiltonianu H_0 . Konstrukcja ta rzeczywiście odwołuje się do „adiabaticznego włączania i wyłączania” oddziaływania w dalekiej przeszłości i przyszłości (zapewnia to jawne uwzględnienie w operatorze \tilde{V}_{int} odpowiedniego czynnika zależnego od czasu), ale jej stosowanie przy wyprowadzaniu praktycznego wzoru na tzw. funkcje Greena (o których nieco dalej) stanowi tylko chwyt techniczny i w żadnej mierze nie oznacza konieczności zakładania tego samego przy konstrukcji stanów rozproszeniowych.

stany *in* i *out* pełnego hamiltonianu reprezentują stany cząstek mających analogiczne właściwości (dotyczy to przekształceń Poincarégo ich stanów, ich mas itd.) jak cząstki będące fundamentalnymi „cegiełkami” układu. Nawet jeśli przyjmie się takie założenie (dalej omówię, jak, przynajmniej w zasadzie, można się od niego uwolnić), to należy pamiętać, że stany *in* i *out* nie są tożsame ze stanami własnymi H_0 , reprezentują bowiem cząstki „ubrane” zwane też fizycznymi, jako że to one właśnie są rejestrowane przez detektory w eksperymentach.¹¹ Fundamentem tego podejścia jest więc założenie, że istnieje przyporządkowanie jeden do jednego stanów *in* (i *out*) do odpowiednich stanów własnych H_0 (w ogólności zaś do stanów własnych \tilde{H}_0); co więcej zakłada się także, że wartości własne H na tych stanach (czyli energie tych stanów definiowane¹² przez H) są takie same, jak definiowane przez H_0 energie odpowiadających im stanów własnych H_0 . Znowu trzeba skomentować to silne założenie. Na ogół wprowadzenie oddziaływań zmienia energie stanów układu (np. energie stanu podstawowego). Spełnienie więc założenia o równości energii odpowiadających sobie stanów własnych H i H_0 oraz związków wynikających z odpowiedniości stanów *in* i *out* i stanów własnych H_0 trzeba „wymusić” konstruując oddziaływanie; w tym podejściu jest to właśnie rolą renormalizacji (o której dalej), ale nie zawsze to jest możliwe: nawet gdy wprowadzone oddziaływania są słabe, wciąż na ogół stany *in* i *out* reprezentują mniejszą liczbę rodzajów cząstek niż stany własne H_0 , ponieważ oddziaływania powodują, że niektóre „ubrane” cząstki stają się (tak jak quasi-cząstki) niestabilne. Cały ten schemat przedstawiony przez Weinberga ma, jak łatwo zrozumieć, swe korzenie w historycznym rozwoju jednej szczególnej wersji kwantowej teorii pola jaką jest elektrodynamika kwantowa, która przez długi czas służyła (a w wielu podręcznikach i wykładach do dziś służy) za modelowy przykład kwantowej teorii pola; zarówno foton, jak też elektron i pozyton są cząstkami stabilnymi i te obiekty tej teorii nie dotyczą – w tym sensie jest ona właśnie bardzo szczególna!

Przyjęcie omówionych wyżej założeń pozwala formalnie i prosto wyrazić amplitudy rozpraszania „ubranych” cząstek, tj. iloczynny skalarne stanów *out* i stanów *in*,

11. Cząstki zaś będące elementarnymi „cegiełkami” nazywa się czasem niefizycznymi; jednak w materii skondensowanej te elementarne „cegiełki” są również fizyczne; różnica bierze się stąd, że układ taki jak np. kryształ, którego wzbudzeniami są fonony i inne quasi-cząstki, można „rozmontować” na części tj. na oddzielne jony i elektrony, a układów, jakimi zajmuje się fizyka wysokich energii, nie można.

12. W mechanice kwantowej mówienie o energii układu bez zdefiniowania jego hamiltonianu jest, najogólniej rzecz ujmując, pozbawione sensu.

jako elementy macierze pomiędzy stanami własnymi hamiltonianu H_0 operatora \hat{S}_0 mającego postać¹³

$$\hat{S}_0 = T \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \hat{V}_{int}^I(t)\right).$$

T jest tu symbolem uporządkowania chronologicznego, $\hat{V}_{int}^I(t) = e^{iH_0 t/\hbar} \hat{V}_{int} e^{-iH_0 t/\hbar}$ oddziaływaniem przekształconym do obrazu Diraca (zwanego też obrazem oddziaływania), a \hat{V}_{int} jest operatorem oddziaływania zbudowanym z operatorów kreacji i anihilacji elementarnych „cegiełek”; dzięki temu otrzymywane amplitudy są zgodne z ważną zasadą rozkładu gronowego, która zapewnia faktoryzowanie się macierzy S , gdy różne procesy zachodzą równolegle w przestrzennie oddalonych miejscach (laboratoriach) i jest prawdziwą przyczyną dla której odrzuca się przyczynki diagramów niespójnych (w zastosowaniach kwantowej teorii pola do problemów fizyki statystycznej struktura oddziaływania zgodna z tą zasadą jest konieczna dla ekstensywności wielkości termodynamicznych).

Następnym krokiem w omawianym podejściu i przy poczynionych silnych założeniach jest ustalenie, jaka postać oddziaływania (przy zadanych elementarnych składnikach układu) prowadzi do teorii relatywistycznej, tj. zapewnia współmienniczość przy przekształceniach Poincarégo otrzymywanych amplitud rozpraszania. Jak pokazuje Weinberg, jeśli amplitudy są współmiennicze, to można także (przynajmniej formalnie) skonstruować zmodyfikowane o oddziaływanie generatory grupy Poincarégo działające na stany *in* i *out* w sposób zgodny z interpretacją tych stanów jako reprezentujących zbiory cząstek o określonych pędach i energiach i, co jest istotne, działające tak samo na odpowiadające sobie (poprzez ich związek ze odpowiednim stanem własnym H_0) stany *in* i *out*.¹⁴ Kluczowa dla właściwego działania tych zmodyfikowanych generatorów jest możliwość przedstawienia operatora $\hat{V}_{int}^I(t)$ w postaci całki przestrzennej

$$\hat{V}_{int}^I(t) = \int d^3\mathbf{x} \hat{\mathcal{H}}_{int}^I(t, \mathbf{x}),$$

13. Operatora tego nie należy mylić z samą macierzą S (co się zdarza zwłaszcza w podręcznikach rosyjskojęzycznych) ani też z operatorem \hat{S} , który jest tak zdefiniowany, że odwzorowuje stany *out* w stany *in*, i z pomocą którego te same amplitudy tworzące macierz S można otrzymać jako jego elementy macierze pomiędzy stanami *in* i *in* lub stanami *out* i *out*.

14. Jednak postać generatorów pchnięć lorentzowskich jest w tej konstrukcji raczej odgadnięta niż wynikająca z jakichś prostych przesłanek, w istocie bowiem całe omawiane tu podejście do kwantowej teorii pola nie daje sposobu systematycznego konstruowania generatorów symetrii, czasoprzestrzennych i wewnętrznych. Dopiero przyjęcie za punkt wyjścia pól daje, dzięki twierdzeniu Noether, jasne reguły w tym względzie i wydaje się, że przepis, jaki podaje Weinberg został zaadaptowany z tego drugiego podejścia.

z zachowującej się jak skalar, przy przekształceniach symetrii Poincarégo generowanych przez niezmodyfikowane jej generatory, gęstości $\hat{\mathcal{H}}_{int}^I(t, \mathbf{x})$, spełniającej ponadto warunek lokalnej przyczynowości

$$[\hat{\mathcal{H}}_{int}^I(t, \mathbf{x}), \hat{\mathcal{H}}_{int}^I(t', \mathbf{x}')] = 0, \\ \text{gdy } c^2(t - t')^2 - (\mathbf{x} - \mathbf{x}')^2 < 0.$$

To z tego właśnie warunku, który nie ma odpowiednika w nierelatywistycznej teorii, wynikają główne cechy relatywistycznej wersji kwantowej teorii pola tak wyrażnie odróżniające ją od jej wersji nierelatywistycznych: niemożliwość skonstruowania operatora $\hat{V}_{int}^I(t)$ tak, by zachowywał liczby cząstek (elementarnych „cegiełek”) i związek spinu ze statystyką, tj. że cząstki o spinach połówkowych muszą być fermionami, a te o spinach całkowitych bozonami. To z niego także, a nie z istnienia rozwiązań równania Diraca o ujemnej energii, wynika konieczność istnienia antycząstek wszystkich cząstek, którym można przypisać jakieś zachowywane przez oddziaływania ładunki (np. ładunek elektryczny). Okazuje się bowiem, że właściwym sposobem spełnienia warunku lokalnej przyczynowości jest budowanie $\hat{\mathcal{H}}_{int}^I$ w postaci sumy członów będących iloczynami operatorów, które albo komutują albo antykomutują między sobą, jeśli ich argumenty czasoprzestrzenne nie dają się połączyć sygnałem świetlnym i pod działaniem przekształceń symetrii Poincarégo, generowanych przez (niezmodyfikowane oddziaływaniami) generatory tej grupy, przekształcają się jak nieprzywiedlne macierzowe reprezentacje grupy Lorentza lub, w przypadku operatorów spełniających związku antykomutacji, nakrywającej ją grupy Pin(1,3) lub (co przy czterowymiarowej czasoprzestrzeni jest równoważne) $SL(2, C)$ (ich iloczyny łączy się wtedy w skalary standardowo, odpowiednio zwiężając ich wskaźniki albo wprowadzając twory takie jak macierze Diraca grające tu rolę współczynników Clebscha–Gordana). Komutowanie lub antykomutowanie budowanych w ten sposób operatorów, które mają sens operatorów pola w obrazie oddziaływania, wymaga, by same one zbudowane były jako sumy dwóch części: jednej z operatorem anihilacji i drugiej z operatorem kreacji. Jest więc jasne, że w iloczynach takich operatorów występować będą człony mające różne liczby operatorów kreacji i anihilacji, czyli liczba cząstek (elementarnych „cegiełek”) nie może być zachowywana przez oddziaływanie spełniające warunek lokalnej przyczynowości. Co więcej, jeśli będące elementarnymi „cegiełkami” cząstki mają mieć przypisane jakieś zachowywane przez oddziaływanie ładunki, to konieczne jest istnienie ich antycząstek i połączenie w operatorach pola „na krzyż”: operatora anihilacji cząstki (antycząstki) z operatorem kreacji antycząstki (cząstki). W ten sposób cząstki i antycząstki występują w teorii całkowicie

równoprawnie (symetrycznie) i zarówno jedno, jak i drugie propagują się w czasie do przodu (genialna wizja Feynmana (a może Wheelera?¹⁵) pomocna przy jego intuicyjnym wprowadzeniu reguł diagramatycznych nie jest w istocie, przy prezentowanym podejściu, do czegokolwiek niezbędna). Typowo operator pola ma więc postać

$$\phi_k(t, \mathbf{x}) = \int d\Gamma_{\mathbf{p}} \sum_{\sigma} \left[u_k(\mathbf{p}, \sigma) e^{-itE_{\mathbf{p}} + i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} a_{\sigma}(\mathbf{p}) + v_k(\mathbf{p}, \sigma) e^{itE_{\mathbf{p}} - i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p}) \right],$$

gdzie $d\Gamma_{\mathbf{p}} = d^3\mathbf{p}/(2\pi)^3 2E_{\mathbf{p}}$ jest Lorentzowsko niezmienniczą (gdy $E_{\mathbf{p}}$ ma właściwą, relatywistyczną postać) miarą, $a_{\sigma}(\mathbf{p})$ i $a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p})$ są operatorem anihilacji (elementarnej) cząstki i kreacji jej antycząstki,¹⁶ a funkcje $u_k(\mathbf{p}, \sigma)$ i $v_k(\mathbf{p}, \sigma)$ są tak dobrane, by operator jako całość przekształcał się we wskaźniku k jak pewna nieprzywiedlna macierzowa reprezentacja grupy Lorentza. Konstrukcja tych funkcji jest zagadnieniem czysto teoriogrupowym i może być przeprowadzona dla cząstki o dowolnym spinie. Co więcej, jest jasne, że jeśli z cząstką o spinie s został stowarzyszony operator $\phi_k(t, \mathbf{x})$, to przez zadziałanie nań pochodnymi ∂_{μ} lub jakimiś czynnikami macierzowymi można z niego stworzyć wiele innych operatorów przekształcających się jak wyższe reprezentacje grupy Lorentza; w różnych miejscach oddziaływania \hat{V}_{int}^I operatory $a_{\sigma}(\mathbf{p})$ i $a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p})$ tej samej cząstki mogą wchodzić przez różne operatory pola (to jaki oddziaływanie cząstki ma charakter, tj. jak zależy od jej czteropędu i spinu, określa operator, który ją w danym członie \hat{V}_{int}^I reprezentuje). Pouczające jest też to, że w przypadku cząstek o spinie 1/2 funkcje u_k i v_k są tymi samymi spinorami, które występują w mających charakter fal płaskich rozwiązaniach swobodnego równania Diraca; wszystkie związki spełniane przez te funkcje, zwykle prezentowane jako wynikające z równania Diraca, są skutkiem wyłącznie przekształceń Lorentza; swobodne równanie Diraca (podobnie jak i inne swobodne równania falowe) jest kompletnie „puste” – jego jedyną treścią są właściwości względem przekształceń lorentzowskich! Nakreślony tu schemat pozwala bez żadnych kłopotów skonstruować także operatory cząstek istotnie obojętnych (które same są swoimi antycząstkami), co w przypadku cząstek o spinach połówkowych 1/2 (fermionów Majorany) i wyższych wymaga skomplikowanych myślowych wygibasów, jeśli za punkt wyjścia przyjmować równania

15. To Wheeler podobno zadzwonił w nocy do Feynmana (swojego doktoranta) i wyjawiał mu: „Feynman, wiem dłaczego wszystkie elektrony we Wschświecie są identyczne! To jest jeden i ten sam elektron!” – stąd już krok do obrazu, w którym anihilacja pary e^+e^- polega na zawróceniu elektronu, tak iż biegnie on wstecz w czasie.

16. Jeśli cząstka jest istotnie obojętna, to $a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p})$ nie istnieje i zamiast niego w operatorze pola występuje $a_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{p})$.

falowe.¹⁷ Oczywiście otrzymane w wyniku takiej konstrukcji operatory pola, mające interpretację operatorów w obrazie oddziaływania (Diraca), spełniają pewne swobodne równania falowe (standardowe operatory stowarzyszone z niosącymi jakieś ładunki cząstkami o spinie 1/2 spełniają równanie Diraca), ale jest to w tym podejściu rezultat końcowy, a nie punkt wyjścia (i nie ma to nic wspólnego z funkcjami falowymi). Inna uwaga jest taka, że tworząc oddziaływanie $\hat{V}_{int}^I(t)$ często podkreśla się konieczność jego uporządkowania normalnego. Jest to przykład echa powtarzanego bez zrozumienia, typowy dla większości tzw. nowoczesnych wprowadzeń do kwantowej teorii pola; jak już wspomniałem uporządkowanie normalne jest konieczne, by mechanika kwantowa układu N cząstek nierelatywistycznych zapisana w formalizmie drugiej kwantyzacji była ściśle równoważna sformułowaniu za pomocą N -cząstkowego równania Schrödingera. Ponieważ takiej równoważności mechaniki kwantowej cząstek relatywistycznych być nie może, nie ma w tym przypadku żadnego wymogu uporządkowania „normalnego”.

Trzeba tu jednak od razu powiedzieć, że ten schemat zapewniania relatywistycznego charakteru teorii nie daje się ściśle zrealizować w przypadku cząstek o zerowej masie i spinie większym niż 1/2 (a więc m.in. w przypadku fotonów), gdyż z ich operatorów kreacji i anihilacji ani nie daje się skonstruować operatorów przekształcających się jak czterowektorowa reprezentacja grupy Lorentza, ani też operatory, które się ostatecznie wykorzystuje nie komutują w dowolnie przestrzennie rozdzielonych punktach (komutują tylko wtedy, gdy ich argumenty czasowe są równe). Zapewnienie mimo tego współmienniczości amplitud rozpraszania, gdy wśród oddziałujących cząstek są bezmasowe o spinie $s > 1/2$, wymaga więc bardziej specjalnej postaci konstruowanego oddziaływania. Postać ta jest oczywiście konsekwencją niezmienniczości względem cechowania, ale przy prezentowanym tu sposobie konstrukcji teorii nie ma systematycznego i wykorzystującego jakieś jasne zasady sposobu osiągnięcia tego i lepiej jest skorzystać z drugiego sformułowania teorii. W przypadku elektrodynamiki kwantowej (teorii bezmasowych fotonów oddziałujących z fermionami i ich antyfermionami o spinie 1/2) daje się to jednak w miarę prosto zrobić i otrzymać poprawną postać hamiltonianu elektrodynamiki kwantowej w cechowaniu Coulomba.

17. Wykorzystując równania Kleina–Gordona jako punkt wyjścia przy konstrukcji teorii cząstek o spinie zero, mamy dodatkowy problem z interpretacją rozwiązań o ujemnej energii, jako że nie działa w tym przypadku obrazek zapelnionego „morza Diraca” i konieczna jest spora doza isticie pokrętej kazuistyki, żeby tym rozwiązaniom nadać sens; żaden taki problem nie występuje, gdy przyjmie się właściwe podejście i odrzuci równania falowe.

Gdy oddziaływanie w obrazie Diraca $\hat{V}_{int}^I(t)$ jest już skonstruowane, można napisać pełny (niezależny od czasu) hamiltonian układu jako $H = H_0 + \hat{V}_{int}^I(0) = H_0 + \hat{V}_{int}$, gdzie teraz oddziaływanie jest wyrażone przez operatory pola w obrazie Schrödingera $\phi_k(\mathbf{x}) = \phi_k(0, \mathbf{x})$. Teoria tak sformułowana jest pewnym modelem mechaniki kwantowej i można dostosować wszystkie standardowe metody tejże i wykorzystywać ją do zagadnień innych niż problemy rozproszeniowe (np. można badać termodynamikę układu oddziałujących cząstek zamkniętych w skończonej objętości). Wygodne może się przy tym okazać przejście do obrazu Heisenberga (operatory pola w tym obrazie są formalnie dane przez $\phi_k^H(t, \mathbf{x}) = e^{iHt/\hbar} \phi_k(0, \mathbf{x}) e^{-iHt/\hbar}$) – i analizowanie (tak jak w przypadku układów składających się z wielu cząstek nierelatywistycznych) np. oczekiwanych wartości w stanie podstawowym iloczynów chronologicznych tych operatorów (czyli funkcji Greena); można w ten sposób uwolnić się (zob. dalej) od przyjętych restrykcyjnych założeń dotyczących związku widm hamiltonianów: pełnego (z oddziaływaniem) i swobodnego. Jeśli jednak się ich trzymać (bo jest to możliwe, jak w przypadku elektrodynamiki), to amplitudy rozpraszania $S_{\beta\alpha} = \langle \beta_{out} | \alpha_{in} \rangle$ można obliczać w skonstruowanym obrazie oddziaływania, stosując standardowe rozwinięcie Dysona, które zwykle formuluje się w postaci reguł i diagramów Feynmana, do wzoru $S_{\beta\alpha} = \langle \beta_0 | S_0 | \alpha_0 \rangle$, w którym stany cząstek swobodnych $|\alpha_0\rangle$ i $|\beta_0\rangle$ odpowiadają (w sensie już omówionym) stanom $|\alpha_{in}\rangle$ i $|\beta_{out}\rangle$, korzystając z twierdzenia Wicka. Wypisanie wyrażenia analitycznego dającego konkretny przyczynek do obliczanej amplitudy sprowadza się wtedy¹⁸ do złożenia zgodnie z regułami, w sposób jednoznacznie dyktowany przez reprezentujący ten przyczynek diagram, trzech rodzajów elementów: czynników wierzchołkowych, feynmanowskich propagatorów oraz funkcji $u_l(\mathbf{p})$, $u_l^*(\mathbf{p})$, $v_l(\mathbf{p})$ i $v_l^*(\mathbf{p})$. Ważne jest przy tym, że propagatory pojawiają się tu automatycznie jako wartości oczekiwane iloczynów chronologicznych skonstruowanych operatorów pola w stanie podstawowym $|\Omega_0\rangle$ swobodnego hamiltonianu H_0 , a nie jako rozwiązania fundamentalne (czyli tzw. funkcje Greena w sensie matematycznym, których nie należy mylić z funkcjami Greena w sensie teorii pola – zob. dalej), równań falowych (jak to się często spotyka w podręcznikach, a co wymaga odwoływania się do opartych na wizji Feynmana heurystycznych obrazków o propagowaniu się rozwiązań tych równań o dodatnich energiach w przód w czasie, a tych o energiach ujemnych wstecz w czasie, by

18. Jednak obliczanie tak wypisanego wyrażenia staje się coraz trudniejsze wraz ze wzrostem skomplikowania diagramu, zwłaszcza gdy występują w nim zamknięte pętle, i jest zazwyczaj związane z usuwaniem nieskończoności, czyli renormalizacją, o czym dalej.

uzasadnić wybór tzw. feynmanowskich funkcji Greena, a nie np. opóźnionych). Dzięki temu cała konstrukcja jest przejrzysta logicznie, ogólniejsza i dzięki temu łatwiejsza do zrozumienia. Z punktu widzenia dalszego „stawiania kwantowej teorii pola z głowy na nogi” ważne jest, że jakkolwiek przy braku oddziaływań z bezmasowymi cząstkami o spinach większych niż 1/2 (np. z fotonami) operator \hat{V}_{int}^I wydaje się być skonstruowany w sposób, który miał zapewniać relatywistyczną współmienniczość amplitud, to gdy występują w nim pochodne działające na operatory pola lub operatory przekształcające się jak reprezentacja wektorowa (lub wyższe reprezentacje) grupy Lorentza, niektóre propagatory otrzymywane zgodnie z twierdzeniem Wicka będą miały człony wyglądające niekowariantnie (jest tak dlatego, że operatory pola są w istocie rzeczy dystrybucjami o wartościach operatorowych, a nie prawdziwymi operatorami i w ich iloczynach wziętych w tym samym punkcie czasoprzestrzennym mogą się pojawiać nieoczekiwane kawałki). Oczywiście niekowariantne człony pojawiają się także w propagatorach cząstek bezmasowych o spinie większym niż 1/2, ponieważ, jak już wyjaśniałem, same operatory pola tych cząstek nie przekształcają się „uczciwie” przy zmianach układu odniesienia. Na szczęście wszystkie te psujące współmienniczość kawałki, także te związane z propagatorami bezmasowych cząstek o spinie większym niż 1/2, dają się usuwać z amplitud rozpraszania uwzględniając w samym \hat{V}_{int}^I niekowariantnie wyglądające człony (w przypadku fotonów konieczny człon ma oczywistą interpretację energii elektrostatycznego oddziaływania ładunków). Wydaje się to postępowaniem nieco *ad hoc*, ale okazuje się (jest to także bardzo istotne dla przekonania się o wewnętrznej spójności drugiego podejścia), że ma ono swoje uzasadnienie w procedurze kwantowania układów pól.

Jak dobrze wiadomo, przy obliczaniu amplitud rozpraszania otrzymuje się często wyrażenia nieskończone. Pomijając tu rozbieżności związane z bezmasowymi cząstkami, pozostałe są dwojakiego rodzaju. Jedne, zwane rozbieżnościami ultrafioletowymi, biorą się z całkowania po nieskończonym zakresie czteropędów cząstek w stanach pośrednich (tzw. cząstek wirtualnych). Drugie, „kinematyczne”, występują tam, gdzie część diagramu Feynmana można interpretować jako bezpośrednią poprawkę do jednej z linii reprezentujących cząstki w stanach $|\alpha_0\rangle$ lub $|\beta_0\rangle$; nieskończoności biorą się tu stąd, że z resztą diagramu łączy taką poprawkę linia, której propagator w przestrzeni pędowej ma mianownik $p^2 - m^2 + i0$, ale obliczając amplitudę musimy przyjąć $p^2 = m^2$ (ponieważ założyliśmy, że masy cząstek „ubranych” są takie same, jak odpowiadających im „elementarnych cegiełek”). Zwykle autorytatywnie mówi się studentom, że takie przyczynki do amplitudy są „niefizyczne” i po prostu je odrzuca. Jednak logiczne uza-

sadnienie tego istnieje i polega na odwołaniu się do poczynionych założeń: można łatwo formalnie pokazać, że wynika z nich, iż funkcja Greena (zdefiniowana dalej) dwóch heisenbergowskich operatorów związanych z używanymi w omawianej tu konstrukcji operatorami stwarzonymi z daną cząstką („elementarną cegiełką”) musi mieć biegun w $p^2 = m^2$, ponieważ założyliśmy, że energie stanów *in* i *out* są takie same jak odpowiadających im stanów własnych H_0 (a zatem równe muszą też być masy odpowiadających sobie „ubranych” i „elementarnych” cząstek), i że residuum tego bieguna jest równe *i* (dla prostoty mam tu na myśli propagator cząstki o zerowym spinie). W podejściu tu przedstawianym można to osiągnąć dodając do $\hat{V}_{int}^I(t)$ odpowiednie człony (albo modyfikując współczynniki już występujących) tak, by wnoszone przez nie przyczynki do amplitud zapewniały spełnienie tych warunków.¹⁹ Zabieg ten usuwa także część rozbieżności pojawiających się przy obliczaniu amplitud, ale tu jego konieczność wynika z logiki przyjętego podejścia, a nie z występowania nieskończoności. Z punktu widzenia procedury renormalizacji (która zwykle jest omawiana oddzielnie) oznacza to, że gdy obliczając elementy macierzy *S* wykorzystuje się omówione tu założenia, jedynym zgodnym z nimi schematem renormalizacji jest tzw. schemat *on-shell* tj. renormalizacji „na powłoce masy”. Natomiast sposób usuwania pozostałych nieskończoności ultrafioletowych (tj. sposób renormalizacji stałych sprzężenia teorii) jest dowolny.

Mimo wspomnianych trudności z konstruowaniem w ramach tego podejścia bardziej skomplikowanych teorii, takich jak odgrywające obecnie centralną rolę w fizyce wysokich energii teorie z nieabelowymi symetriami cechowania, ma ono pewne zalety pedagogiczne. Oprócz wspomnianego już uwypuklenia podobieństw i różnic z nierelatywistyczną teorią wielu cząstek i teorią oddziaływań cząstek relatywistycznych oraz wyjaśnienia, dlaczego muszą istnieć antycząstki i związek spinu ze statystyką, pozwala szybko wprowadzić w technikę diagramów Feynmana, przedyskutować unitarność macierzy *S* i wynikające z niej ograniczenia, jakie muszą spełniać amplitudy procesów. Ponadto znakomita większość wprowadzonych przy tym technik zachowuje swoje znaczenie przy bardziej ogólnym podejściu niekorzystającym z omówionych założeń.

*cdn.*²⁰

19. W teoriach nierelatywistycznych obliczanie amplitud rozpraszania formuluje się w zasadzie identycznie, jak w teorii relatywistycznej (inne są tylko elementy odpowiadające poszczególnym częściom diagramów Feynmana) – jeszcze jeden argument za pedagogiczną wartością tej konstrukcji! Przy tym dzięki strukturze nierelatywistycznych oddziaływań, założenia o odpowiedniości stanów *in* i *out* ze stanami własnymi H_0 są automatycznie spełnione.

20. Kontakt z autorem: Piotr.Chankowski@fuw.edu.pl

*Zadziwiająca i wyborna jest potęga
ściśłych dowodzeń, a takimi są tylko
dowodzenia matematyczne*

Rozmowy i dowodzenia, Galileo Galilei, 1638

Oddziaływania czarnych dziur

Black holes interactions

Sebastian J. Szybka*

Zakład Kosmologii i Astrofizyki Relatywistycznej, Obserwatorium Astronomiczne UJ

Abstrakt. Końcowym stadium niepohamowanego kolapsu grawitacyjnego jest pojedynczy obiekt zwany czarną dziurą. Czy czarne dziury zawsze mają taką samą uniwersalną postać? Choć twierdzenie o jednoznaczności czarnych dziur udziela pozytywnej odpowiedzi na to pytanie, to każde twierdzenie jest tylko tak silne, jak jego założenia. Przez wiele lat fizycy nie potrafili wykluczyć istnienia stacjonarnych konfiguracji dwóch czarnych dziur, które mogłyby wspólnie tworzyć bardziej złożony obiekt. Obecnie znamy rozwiązanie tego problemu.

Słowa kluczowe: czarne dziury, grawitacja, ogólna teoria względności, OTW, Einstein

Abstract. The final stage of an unrestrained gravitational collapse is a single object known as a black hole. Do black holes always have the same universal form? Although the uniqueness theorem provides a positive answer to this question, every theorem is only as strong as its assumptions. For many years physicists were unable to exclude the existence of stationary configurations of two black holes that could form together a more complex object. Currently, we know the solution to this problem.

Keywords: black holes, gravitation, general relativity, Einstein

1. Teoria grawitacji Einsteina

W roku 2015 obchodziliśmy setną rocznicę odkrycia przez Einsteina nowej teorii grawitacji, czyli Ogólnej Teorii Względności (OTW). Teoria ta przewiduje istnienie egzotycznych obiektów astrofizycznych zwanych czarnymi dziurami. Zgodnie z jej równaniami, zderzające się czarne dziury powinny generować fale grawitacyjne. Właśnie osiem lat temu (2015), po raz pierwszy dokonano detekcji takich fal [1]. Dwa lata później za to odkrycie przyznano Nagrodę Nobla.¹

W 2019 ujrzeliśmy pierwsze „zdjęcie” czarnej dziury [2] wykonane za pomocą techniki zwanej interferometrią radiową. Rok później inni badacze czarnych dziur otrzymali kolejną Nagrodę Nobla.² Teoria Ein-

steina od ośmiu lat nie znika z pierwszych stron gazet. Piękna i prosta idea geometryzacji grawitacji przekłada się na elegancką, ale skomplikowaną strukturę matematyczną. Pomimo ponad stu lat badań, struktura ta ciągle skrywa w sobie niejedną tajemnicę. Powinniśmy być gotowi na jeszcze więcej niespodzianek.

W artykule przedstawiam jedno z fundamentalnych matematycznych zagadnień teorii grawitacji, które przez kilkadziesiąt lat pozostawało nierozwiązane, i które w końcu udało się rozwiązać. Problem dotyczy konfiguracji równowagowych czarnych dziur.³

Po ośmiu latach od pierwszej detekcji fal grawitacyjnych posiadamy solidną obserwacyjną i teoretyczną

*ORCID 0000-0003-3648-9285

1. Nagrodę Nobla z fizyki w 2017 podzielili między siebie: Rainer Weiss, Barry C. Barish i Kip S. Thorne. Polskie przekłady ich przemówień, ogłoszonych z tej okazji, ukazały się w naszym kwartalniku: Rainer Weiss *LIGO i fale grawitacyjne I* – PF 71 (2), 22 (2020); Barry C. Barish *LIGO i fale grawitacyjne II* – PF 71 (3), 34 (2020); Kip S. Thorne *LIGO i fale grawitacyjne III* – PF 70 (3), 18 (2019) (przyp. red.).

2. Nagrodę Nobla z fizyki w 2020 otrzymał fizyk teoretyk i matematyk Roger Penrose za: *odkrycie, że tworzenie się czarnych dziur jest dobrze uzasadnionym przewidywaniem ogólnej teorii względności oraz dwoje astronomów Reinhard Genzel i Andrea Ghez, za: odkrycie supermasywnej czarnej dziury w centrum naszej Galaktyki* (przyp. red.).

3. Szerszy kontekst historyczny tego zagadnienia został opisany w pracy [3].

(symulacje numeryczne, rachunki przybliżone) wiedzę, jak przebiega proces zderzenia czarnych dziur.⁴ Pomijając mało prawdopodobną sytuację zderzenia „czołowego”, czarne dziury zbliżając się do siebie tworzą układ podwójny. Okrążając się wzajemnie emitują fale grawitacyjne. W ten sposób (oraz w na skutek oddziaływania grawitacyjnego z innymi obiektami) układ czarnych dziur traci energię i staje się coraz bardziej zwarty. W ostatniej fazie zderzenia horyzonty czarnych dziur łączą się ze sobą (zlewają się) i powstaje pojedyncza czarna dziura, która wypromieniowując energię w postaci fal grawitacyjnych zmierza do stanu stacjonarnego (czyli stanu, w którym pomimo ruchu, w tym przypadku rotacji, nie zmieniają się parametry opisujące układ).⁵ Powszechnie zakłada się, że stan stacjonarny odpowiada takiej samej czarnej dziurze jak te, które uległy połączeniu, różniąc się od nich wyłącznie masą i momentem pędu (nazywanym krętem przez fizyków krakowskich), czyli rotacją. To przekonanie jest zgodne z obserwacjami. Jednak żeby wyłowić falę grawitacyjną spośród innych sygnałów, należy wstępnie określić jej profil. Określenie profilu fali wymaga postawienia hipotezy co do natury stanu końcowego. Czyni się to na podstawie twierdzenia o jednoznaczności czarnych dziur, które stwierdza, że astrofizyczne czarne dziury różnią się od siebie wyłącznie masą i momentem pędu. Każde matematyczne twierdzenie jest jednak tak silne, jak jego założenia. Twierdzenie o jednoznaczności czarnych dziur zakłada, że mamy do czynienia z jednym obiektem. Czy rozważając typowe procesy nie przeoczyliśmy jakiejś szczególnej możliwości? A może istnieją konfiguracje stacjonarne dwóch czarnych dziur i nie zawsze końcowym stanem stacjonarnym jest pojedyncza czarna dziura?

Zagadnienie to jest znacznie bardziej uniwersalne, niż wskazywałby na to kontekst astrofizyczny. W teorii grawitacji Einsteina czarne dziury są najbardziej fundamentalnymi obiektami posiadającymi masę. Niejako odpowiadają one masom punktowym w teorii Newtona. W grawitacji newtonowskiej nie istnieją fale grawitacyjne. Dwa ciała mogą oscylować wokół wspólnego środka masy nieskończenie długo (w szczególnym przy-

4. Fale grawitacyjne, które potrafimy zaobserwować i przypisać konkretnym obiektom, pochodzą od zderzeń stosunkowo niewielkich czarnych dziur o masach „gwiazdowych” (maksymalnie do kilkuset mas Słońca). Wiemy również, że w centrach galaktyk istnieją gigantyczne czarne dziury. Układy dwóch lub być może nawet większej liczby galaktycznych czarnych dziur są obserwowane przez astronomów [4], [5] za pomocą tradycyjnych metod, a generowane przez nie fale tworzą grawitacyjny szum, który dopiero niedawno udało się zarejestrować.

5. Fale grawitacyjne niosą ze sobą wiele informacji o samym procesie zderzenia, a także o otaczającym nas Wszechświecie. Obecnie gwałtownie rozwija się astronomia fal grawitacyjnych.

padku orbit kołowych taki ruch może być opisywany przez rozwiązania stacjonarne). Chociaż podobna sytuacja nie jest możliwa w teorii Einsteina, to pewne niezwykle cechy tej teorii sprawiają, iż nie można bez głębszej analizy wykluczyć całkowicie odmiennych konfiguracji równowagowych.

2. Czarne dziury

Rozważania astrofizyczne z poprzedniego rozdziału doprowadziły nas do matematycznego problemu dotyczącego istnienia ścisłych, stacjonarnych, próżniowych rozwiązań równań Einsteina odpowiadających jednej lub większej liczbie czarnych dziur. Takie rozwiązania charakteryzują stan końcowy procesu zlewania się czarnych dziur. Przez rozwiązania ścisłe rozumiem rozwiązania, które można jawnie wypisać za pomocą analitycznych wzorów, bez pomocy metod numerycznych. Przymiotnik próżniowe oznacza, iż odpowiadająca rozwiązaniom czasoprzestrzeń nie zawiera materii. W teorii grawitacji Einsteina próżnia może istnieć na wiele nierównoważnych sposobów.

Czym są czarne dziury? Dla matematyka czarna dziura to próżniowe rozwiązanie równań Einsteina o niezwykłych właściwościach. Zawiera ono geometryczną powierzchnię, zwaną horyzontem zdarzeń, po przekroczeniu której nie można zawrócić. Dokładne zrozumienie czym są tego typu obiekty, zajęło wiele lat i jest przedmiotem dalszych badań. Jeszcze dłużej trwało, zanim zaakceptowano, iż czarne dziury mogą naprawdę istnieć jako realne obiekty astrofizyczne. Parafrazując słowa Richarda Feynmana: *Natura po raz kolejny okazała się być nierozsądną z punktu widzenia zdrowego rozsądku i absurdalną na sposób zachwycający*. Historia czarnych dziur to jawny przykład na to, iż równania mogą być mądrzejsze od ich twórców, a rzeczywisty świat może okazać się bardziej niezwykły, niż pozwala nam to przewidzieć nasza wyobraźnia. Jest to spotkanie z matematycznością przyrody na jej fundamentalnym poziomie.⁶

W 1916 roku Karl Schwarzschild poszukiwał rozwiązania równań Einsteina, które opisywałyby kształt pustej czasoprzestrzeni na zewnątrz sferycznie symetrycznego masywnego ciała. Rozwiązaniem równań Einsteina jest tzw. tensor metryczny (zwany również metryką). Schwarzschildowi udało się znaleźć odpowiednią metrykę [7]. W składowych metryki pojawia się funkcja $f(r) = 1 - 2M/r$ oraz jej odwrotność (parametr M odpowiada masie ciała, r jest współrzędną radialną, $f(r)$ zapisane zostało w jednostkach geometrycznych $c = G = 1$). Dla $r = 0$ i $r = 2M$ metryka jest osobliwa (osobliwość metryki oznacza, że wzory „przestają działać”, jak ma to

6. Historia czarnych dziur i jej astrofizyczny kontekst została opisana np. w pracy Celottiego, Millera i Sciamy [6].

miejsce w przypadku wyrażenia $1/f(r)$, gdy $f(r) = 0$. Dla zagadnienia rozważanego przez Schwarzschilda (czasoprzestrzeń na zewnątrz sferycznie symetrycznego ciała) obie osobliwości nie stanowiły problemu. Po przeliczeniu z jednostek geometrycznych okazuje się, że jeśli np. M oznacza masę Ziemi to $r = 2M$ odpowiada odległości około 9 mm. Sfera o tym promieniu znajduje się prawie w samym centrum Ziemi. Pod powierzchnią rozważanego ciała metryka Schwarzschilda nie obowiązuje. Kształt czasoprzestrzeni jest tam zadany przez inną nieosobliwą metrykę, która nie jest metryką próżniową (opisuje czasoprzestrzeń wypełnioną materią).

Metryka Schwarzschilda spełnia próżniowe równania Einsteina, gdy $0 < r < 2M$ i $r > 2M$, czyli prawie „wszędzie” (w rozważanym przez nas układzie współrzędnych). Chociaż dosyć wcześnie zdano sobie sprawę, że rozwiązanie to opisuje obiekt *zagięcie czasoprzestrzeni*, z wnętrza którego nic nie może się wydostać, to przez wiele lat nie wiadomo, jak zinterpretować jego fizyczny status. Einstein i inni twierdzili, że osobliwości $r = 0$, $r = 2M$ stanowią jawną patologię, która powoduje, iż fragment czasoprzestrzeni Schwarzschilda ($r \leq 2M$) jest niefizyczny. W roku 1932 Lemaître znalazł układ współrzędnych, w którym osobliwość $r = 2M$ nie pojawia się [8]. Okazało się, że ta osobliwość to tylko artefakt źle dobranego układu współrzędnych. W przeciwieństwie do osobliwości $r = 0$ osobliwość $r = 2M$ można usunąć. Oppenheimer i Snyder pokazali w 1939 [7], przy założeniu symetrii sferycznej, że w wyniku kolapsu pyłu może powstać czarna dziura Schwarzschilda. Oznacza to, że startując z regularnych danych początkowych, co do których nie mamy wątpliwości, że mogłyby odpowiadać realnej fizycznej sytuacji, możemy zbliżyć się do rozwiązania Schwarzschilda – prawa Przyrody pozwalają na powstawanie tego typu obiektów. Wynik ten należało powiązać z wcześniejszą pracą Chandrasekhara (1931), w której pokazano, iż ciśnienie degeneracji elektronów nie może powstrzymać kolapsu grawitacyjnego gwiazdy o masie większej niż pewna masa graniczna [10] (obecnie przyjmuje się, że jest to około 1,4 masy Słońca).⁷ Praca Oppenheimera i Snydera nie zakończyła jednak dyskusji na temat fizyczności czarnych dziur. Miesiąc po opublikowaniu tej pracy Albert Einstein opublikował swoją [11]. Końcowy wniosek Einsteina był zupełnie odmienny: *osobliwości Schwarzschilda nie istnieją w fizycznej rzeczywistości*.⁸ Jak widać, problem wymagał dalszych badań. Kruskal znalazł nowy układ współ-

rzędnych w 1960 [12], odmienny od układu Lemaître, który umożliwił studiowanie właściwości całej czasoprzestrzeni Schwarzschilda (znanej w takim przypadku jako rozszerzenie Kruskala). Fizyczny status istnienia czarnych dziur nadal pozostawał nierozpoznany.

Rozwiązanie Schwarzschilda jest sferycznie symetryczne. Przypuszczano więc, że osobliwość $r = 0$ może być zwykłym artefaktem wysokiej symetrii rozwiązania. Na przykład jest tak w teorii Newtona – sferycznie symetryczna chmura kolapsującego radialnie pyłu może prowadzić do powstania centralnej osobliwości. Osobliwość tę łatwo wytłumaczyć jako skutek zbyt uproszczonego modelu (brak ciśnienia oraz symetria sferyczna). Drobne zaburzenie idealnej symetrii likwiduje osobliwość w opisie newtonowskim. Jeśli rozwiązanie Schwarzschilda nie jest tylko ciekawostką matematyczną, to powinny istnieć rozwiązania o podobnych właściwościach, które nie są sferycznie symetryczne. W latach 50. XX w. wagę tego problemu wielokrotnie podkreślał John Wheeler.

Młody fizyk z Nowej Zelandii, Roy Kerr, odkrył w 1963 rozwiązanie równań Einsteina, które jest osiosymetrycznym uogólnieniem rozwiązania Schwarzschilda [13]. Opisuje ono rotującą czarną dziurę zwaną dzisiaj *czarną dziurą Kerr*. Taka czarna dziura określona jest jednoznacznie dwoma parametrami – masą i momentem pędu. W trakcie Texas Symposium on Relativistic Astrophysics Kerr wystąpił z dziesięciominutowym referatem, w którym zaprezentował swoje rozwiązanie. Niestety słuchacze nie byli zainteresowanymi ciekawostkami młodego Nowozelandczyka i rozmawiali w trakcie jego wystąpienia na inne tematy. Po zakończeniu wystąpienia Kerr sławny relatywista Achilles Papapetrou poprosił o głos i wyjaśnił obecnym rangę odkrycia. Być może nikt z obecnych na sali nie przypuszczał, że kilkanaście lat później czarne dziury Kerr staną się integralną częścią olbrzymiej liczby modeli astrofizycznych oraz umożliwią teoretykom uzyskanie wglądu w naturę czasu i przestrzeni. Zanim jednak to nastąpiło, kluczowe były dwa kolejne wydarzenia. Pierwsze z nich to twierdzenie o osobliwościach Rogera Penrose’a [14], które pokazuje, że osobliwości we wnętrzu czarnej dziury Schwarzschilda i Kerr nie są artefaktem wysokiej symetrii obu rozwiązań. Z OTW wynika, iż we Wszechświecie istnieją zjawiska, których ona sama nie jest w stanie opisać. Za to odkrycie Penrose został uhonorowany Nagrodą Nobla (2020). Drugim ważnym wydarzeniem był rozwój

7. Ciśnienie degeneracji neutronów umożliwia istnienie jeszcze cięższych obiektów (zwanymi gwiazdami neutronowymi) o masach nie większych niż około 3 masy Słońca. Poza tą granicą znane nam formy materii (w stanie podstawowym) nie mogą powstrzymać kolapsu grawitacyjnego.

8. Niepoprawny wniosek Einsteina nie wynikał z błędów rachunkowych, lecz z poczynionych założeń. Przyjął on, iż wnętrze czarnej dziury Schwarzschilda jest wypełnione materią składającą się z cząstek, a następnie wykazał, że taka konfiguracja jest niezgodna z podstawowymi prawami fizyki.

technik obserwacyjnych, a w szczególności astronomii rentgenowskiej i radiowej [6].

Atmosfera ziemska nie przepuszcza promieniowania rentgenowskiego. Dlatego, tego typu obserwacje mogą być wykonywane tylko z balonów stratosferycznych lub satelitów w przestrzeni kosmicznej. Podbój przestrzeni kosmicznej w latach 60. XX w. umożliwił prowadzenie obserwacji rentgenowskich z orbity (wspomaganych obserwacjami balonowymi). Pod koniec lat 60. znano już około dwudziestu źródeł, które znajdowały się poza Układem Słonecznym. Jednym z nich był Cygnus X-1. Model, który pozwala wytłumaczyć właściwości tego zmiennego źródła, zakłada, że jest to układ podwójny: masywna gwiazda (superolbrzym) i niewidoczny towarzysz. Źródłem promieniowania rentgenowskiego jest gorący gaz, który rozgrzewa się w trakcie *akrecji* (opadania na obiekt rozproszonej materii w wyniku działania grawitacji – przyp. red.) z gwiazdy na niewidocznego towarzysza. Coraz dokładniejsze obserwacje prowadzone w latach 70. i 80. XX w. wskazały, że niewidocznym towarzyszem jest gwiazdowa czarna dziura.

Model Cygnusa X-1 to tylko pierwszy z wielu modeli, których nieodzownym elementem jest czarna dziura. Odkrycie kwazarów, czyli aktywnych jąder galaktyk w latach 60., modelowanie dynamiki gwiazd w centrum Drogi Mlecznej oraz w innych galaktykach wskazuje, na istnienie supermasywnych czarnych dziur w centrach galaktyk. Oczywiście, jak zawsze w fizyce, istnieją różne inne alternatywne wyjaśnienia tych zjawisk. Zapewne ku wielkiemu zdziwieniu Einsteina, czarne dziury okazały się jednak najmniej egzotyczną z proponowanych możliwości.

Obszar zewnętrzny (dostępny naszym obserwacjom) czarnej dziury Schwarzschilda jest statyczny (czyli całkowicie niezależny od czasu) Czarną dziurę Schwarzschilda charakteryzuje jeden jedyny parametr – jej masa. W podobnym sensie czarna dziura Kerra jest stacjonarna – charakteryzują ją dwa parametry: masa i moment pędu. (Chociaż nie zmienia się ona w czasie, to zmiana kierunku upływu czasu spowodowałaby zmianę kierunku rotacji – czarna dziura Kerra jest stacjonarna, ale nie jest statyczna). Istnieją dalsze uogólnienia zawierające stałą kosmologiczną czy też ładunek elektryczny. Mamy powody przypuszczać, iż ładunek elektryczny nie odgrywa roli w astrofizyce, a stała kosmologiczna ma znikomy wpływ ze względu na wielkość modelowanych przez nas układów astrofizycznych. Skąd jednak wiadomo, że nie istnieją stacjonarne czarne dziury innego typu, które mogłyby powstawać w realistycznym kolapsie grawitacyjnym? Problem ten był rozważany przez najwybitniejszych relatywistów XX i XXI w. Wynik, nieustannie udoskonalany w trakcie pięćdziesięcioletniej

pracy, nosi nazwę wspomnianego na wstępie twierdzenia o jednoznaczności czarnych dziur [15]. Praktyczny wniosek wynikający z tego twierdzenia jest następujący: jeśli spełnione są założenia twierdzenia o jednoznaczności, to w układach astrofizycznych zarówno czarne dziury gwiazdowe, jak i supermasywne czarne dziury galaktyczne są dobrze opisane przez rozwiązanie Kerra. W roku 1975, zanim większość astronomów zaakceptowała istnienie czarnych dziur, Chandrasekhar w następujących słowach opisał swoją reakcję na twierdzenie o jednoznaczności [16]:

W całym moim naukowym życiu, trwającym ponad czterdzieści pięć lat, najbardziej wstrząsającym doświadczeniem było zdanie sobie sprawy, że ściśle rozwiązanie równań Einsteina, odkryte przez nowozelandzkiego matematyka Roya Kerra, jest absolutnie ścisłą reprezentacją niezliczonej liczby masywnych czarnych dziur rozproszonych we Wszechświecie. Ten przyprawiający o dreszcze, piękny, niesamowity fakt, iż odkrycie motywowane poszukiwaniem piękna w matematyce znajduje swoją dokładną kopię w Przyrodzie, przekonuje mnie, by rzec, że piękno to jest to, na co ludzki umysł reaguje ze swojej prawdziwej głębi.

Jednym z nietrywialnych założeń twierdzenia o jednoznaczności jest spójność horyzontu czarnej dziury – zakłada się, że horyzont czarnej dziury składa się z jednej części. Czy mogą istnieć czarne dziury dwukomponentowe, które nie spełniają tego warunku? Niewątpliwie twierdzenie to nic nie mówi na ten temat. Henrietta Elvang i Pau Figueras pokazali (2006) [17], że jeśli zamiast standardowych trzech wymiarów przestrzennych i jednego wymiaru czasowego rozważy się cztery wymiary przestrzenne i jeden wymiar czasowy, to równania Einsteina dopuszczają istnienie czarnej dziury składającej się z dwóch części: centralnej czarnej dziury o topologii sferycznej i czarnego torusa okalającego centralną czarną dziurę. Rozwiązanie to nazwano Czarnym Saturnem. Jest ono stacjonarne, ale liczba wymiarów przestrzennych jest niefizyczna. Jak się okaże w dalszej części artykułu, obiekty te nie mają swoich 3+1 wymiarowych odpowiedników. W OTW istnieje jeszcze jeden mechanizm, który potencjalnie mógłby doprowadzić do całkiem innych konfiguracji równowagowych czarnych dziur.

3. Grawitomagnetyzm

Rozważmy dwa sferycznie symetryczne ciała. Przez setki lat uważano, iż problem oddziaływania grawitacyjnego takich dwóch ciał został całkowicie rozwiązany

w *Principiach* Newtona,⁹ w księdze III *Principiów* [18] bowiem znajduje się twierdzenie 8 znane dzisiaj jako Newton's shell theorem:

Jeśli dwie kule [globy] grawitują wzajemnie ku sobie oraz ich materia jest jednorodna dookoła ze wszystkich stron w regionach jednokowo odległych od ich środków, to ciężar każdej kuli w kierunku drugiej będzie odwrotnie proporcjonalny do kwadratu odległości pomiędzy środkami.

Twierdzenie to redukuje problem fizyczny – siły grawitacyjnej pomiędzy dwoma rozciągniętymi ciałami – do matematycznego problemu oddziaływania dwóch mas punktowych. Stąd automatycznie wynika wniosek końcowy co do odwrotnej proporcjonalności siły do kwadratu odległości. Przytoczone twierdzenie nie zakłada nic na temat momentu pędu obu mas. Istotnie, w teorii newtonowskiej nie ma on znaczenia dla końcowych wniosków, ponieważ grawitacja newtonowska jest „stacyczna” i ruch ciał nie jest źródłem dodatkowego pola grawitacyjnego.

W drugiej połowie XIX w. Maxwell wprowadził, nie zmieniając nic w strukturze teorii, nowe sformułowanie grawitacji newtonowskiej. Podobnie jak w elektrodynamice ładunek elektryczny jest źródłem pola elektrycznego, tak w sformułowaniu Maxwella, masa jest źródłem pola grawitacyjnego, E. Olivier Heaviside zauważył (1893) [19, 20], że skoro poruszający się ładunek jest źródłem pola magnetycznego, to poruszająca się masa powinna również być źródłem nowego pola. Heaviside zasugerował więc istnienie dwóch pól: pola grawitoelektrycznego E i grawitomagnetycznego B. Następnie pokazał, że oba pola spełniają równania, które od równań Maxwella różnią się tylko stałymi współczynnikami.

W Układzie Słonecznym efekty związane z istnieniem siły grawitomagnetycznej okazały się być bardzo małe, dlatego hipoteza Heaviside'a na eksperymentalne potwierdzenie musiała czekać ponad 100 lat. Rzeczywiście, przytoczone twierdzenie Newtona ma tylko charakter przybliżony i dwie oddziałujące ze sobą kule będą się zachowywać trochę inaczej, niż wynika to z tego twierdzenia. W roku 2011 eksperyment Gravity Probe B potwierdził, że efekty grawitomagnetyczne rzeczywiście istnieją [21].

Dzisiaj, dzięki teorii Einsteina, mamy o wiele lepsze zrozumienie analogii zauważonej przez Heaviside'a. Grawitomagnetyzm to tylko specyficzne przybliżenie dynamiki mas wynikającej z Ogólnej Teorii Względno-

ści. Pozorna słabość tego oddziaływania w Układzie Słonecznym okazuje się być zwodnicza. Jeden z najbardziej „energetycznych” procesów we Wszechświecie polega na przetwarzaniu grawitomagnetycznej, rotacyjnej energii czarnej dziury w energię ultrarelatywistycznych naładowanych cząstek za pomocą tzw. mechanizmu Blandforda-Znajka [22]. Jest wielce prawdopodobne, że w skutek tego procesu pojedyncze cząstki mogą osiągać energie kilkadziesiąt milionów razy większe niż dostępne obecnie z naziemnych zderzaczach cząstek (np. w LHC, Large Hadron Collider).

Powróćmy do oryginalnego problemu. Dwie sferyczne symetryczne masy rozważane na początku tego rozdziału można rozkręcić w ten sposób, aby ich momenty pędu miały takie same kierunki pokrywające się z kierunkiem prostej łączącej środki obu mas. Cały układ jest wtedy osiowosymetryczny. Zgodnie z rozumowaniem Heaviside'a wirujące masy wytwarzają pole grawitomagnetyczne. Jeśli zwroty obu momentów pędu są zgodne, to newtonowska siła przyciągania grawitacyjnego zostaje pomniejszona o grawitomagnetyczne odpychanie. Powstaje więc pytanie: czy składowa grawitomagnetyczna może zniwelować składową przyciągającą. W takim przypadku wirujące kule mogłyby osiągnąć konfigurację równowagową. Formalizm Heaviside'a nie daje nam odpowiedzi na to pytanie, ponieważ wykracza ono poza zakres jego stosowności. W celu rozwikłania tej zagadki należy odwołać się do pełnej teorii grawitacji Einsteina i jej nieliniowych równań.

4. Efekty grawitomagnetyczne a OTW

Oddziaływania grawitoelektrycznomagnetyczne, tak jak rozumiał je Heaviside, związane są z ruchem materii. W OTW materia nie jest konieczna, aby mówić o masie czy też momencie pędu. Na przykład czarna dziura Kerr'a jest rozwiązaniem całkowicie próżniowym, a mimo to można określić jej masę i moment pędu. Co więcej, samo pojęcie oddziaływania jest koncepcyjnie obce w teorii grawitacji Einsteina. W sensie dosłownym nie ma tu oddziaływań – jest tylko czasoprzestrzeń i jej geometria zdeterminowana równaniami Einsteina. Mimo to często używa się starego newtonowskiego terminu *oddziaływanie*, aby przez analogię z teorią Newtona wyabstrahować pewne właściwości danego rozwiązania.

Siła oddziaływań grawitomagnetycznych zależy od wartości momentu pędu rozważanych ciał. Pozornie wydaje się więc, że nadając ciału odpowiednio duży moment pędu, można spowodować, że wartość tej siły stanie się odpowiednio duża. Okazuje się jednak, że w OTW może istnieć fundamentalne ograniczenie na wartość momentu pędu. Takie ograniczenie pojawia się np. dla czarnych dziur. Czarną dziurę o maksymalnym możli-

9. Fizycy największego formatu: Newton, Bernulli, Laplace wiedzieli, że grawitacja newtonowska jest niekompletna.

wym momencie pędu (dla określonej masy) określa się mianem ekstremalnej.

Newton, w twierdzeniu przytoczonym w poprzednim rozdziale, zredukował fizyczny problem oddziaływania grawitacyjnego pomiędzy dwoma rozciągniętymi sferycznie symetrycznymi masami do zagadnienia oddziaływania mas punktowych. W OTW metryka na zewnątrz sferycznie symetrycznych ciał odpowiada metryce Schwarzschilda, czyli zamiast rozciągniętych ciał można rozważać czarne dziury Schwarzschilda. Jeśli jednak wprowadzimy moment pędu, który jest niezbędny do wytworzenia efektów grawitomagnetycznych, to nie możemy dokonać już takiego uproszczenia – do dzisiaj nie są znane rozwiązania wewnętrzne dla rozwiązania Kerra, więc nie wiemy, czy metryka ta opisuje kształt czasoprzestrzeni na zewnątrz jakiegoś ciała. Chociaż trudno w to uwierzyć, to pomimo stu lat badań i wysiłków kilku pokoleń fizyków, wciąż nie wiemy jak opisać szybko rotujące ciało w ramach OTW. Jeśli rotacja jest powolna, to potrafimy wypisać rozwiązania przybliżone. Jednak w takim przypadku efekty grawitomagnetyczne są niewielkie i trudno oczekiwać konfiguracji równowagowych. Oczywiście pełna analiza tego zagadnienia wymaga znajomości metryki dla układu co najmniej dwóch rotujących ciał. Sytuacja wydaje się więc beznadziejna.

Najbardziej podstawowym obiektem w teorii Einsteina, odpowiednikiem newtonowskich mas punktowych, są czarne dziury. Chociaż nie potrafimy zredukować zagadnienia dwóch szybko rotujących ciał do problemu dwóch rotujących czarnych dziur, to zagadnienie dwóch rotujących czarnych dziur wydaje się bardziej fundamentalne i ma oczywistą interpretację astrofizyczną. W takim przypadku nie musimy martwić się strukturą wewnętrzną rotującego obiektu (struktura ta może być skomplikowana i zależeć od konkretnego rozwiązania stanu). A więc problem konfiguracji równowagowych w swojej najbardziej fundamentalnej formie to rozważany przeze mnie, w kontekście astrofizycznym, problem balansu dwóch rotujących czarnych dziur.

Istnieje również inne podejście do tego zagadnienia. Można rozważać rotującą cząstkę próbną poruszającą się w zadanej czasoprzestrzeni. Szczególne zasługi w zrozumieniu tego problemu, należą się przedwojennym, krakowskim relatywistom reprezentowanym przez Myrona Mathissona i Jana Weyssenhoffa. Mathisson wyprowadził równania ruchu takiej cząstki (1937) [23]¹⁰ (równania te zostały również wyprowadzone przez Papapetrou (1951) [27]). W roku 1972 Robert Wald pokazał [28], że w ramach tego typu przybliżenia (rotująca

cząstka próbna w czasoprzestrzeni Kerra) konfiguracja równowagowa nie może być osiągnięta.

Steven Hawking przedstawił ciekawe rozumowanie dotyczące pełnego zagadnienia (1971) [29]. Rozwazał osiowosymetryczne zderzenia czarnych dziur Kerra. Ze względu na symetrię zagadnienia w zderzeniach takich jest zachowywany moment pędu. Przy założeniu, że stanem końcowym jest pojedyncza czarna dziura Kerra, Hawking wyprowadził nierówność, która pozwala oszacować ilość energii unoszonej przez fale grawitacyjne podczas kolizji. Okazało się, że mniej energii może być wypromieniowane w przypadku tych samych zwrotów momentów pędu czarnych dziur. Wynik Hawkinga sugeruje, iż równoległe momenty pędu czarnych dziur spowalniają proces kolizji, a antyrównoległe momenty pędu przyspieszają go. (Ten wynik jest zgodny z uproszczonym rozumowaniem Heaviside'a.) Ponieważ nawet w przypadku ekstremalnych czarnych dziur (o maksymalnym możliwym momencie pędu) nierówność Hawkinga dopuszczała uniesienie części energii przez fale grawitacyjne, to konfiguracje równowagowe są mało prawdopodobne, ale nie są przez ten wynik wykluczone [30]. Ostateczną odpowiedź może dać tylko analiza stacjonarnych osiowosymetrycznych rozwiązań równań Einsteina, która pokazałaby, że w tej klasie rozwiązań istnieją, czy też nie istnieją konfiguracje równowagowe czarnych dziur.

5. Układy podwójne czarnych dziur

Pomiędzy znalezieniem rozwiązania Schwarzschilda a odkryciem rozwiązania Kerra upłynęło prawie pięćdziesiąt lat. Równania Einsteina są skomplikowane i znalezienie nowych ścisłych rozwiązań, które byłyby istotne z punktu widzenia fizyki, nie jest zadaniem łatwym.

W niektórych przypadkach równania Einsteina mogą być sformułowane w sposób, który znacznie ułatwia poszukiwania. Na przykład przy założeniu symetrii osiowej, próżniowe rozwiązania statyczne (klasa Weyla) można zapisać za pomocą pseudopotencjału. Równania Einsteina redukują się do równania Laplace'a dla pseudopotencjału. Ponieważ równanie Laplace'a jest liniowe, to obowiązuje zasada superpozycji i dwa pseudopotencjały odpowiadające znanym rozwiązaniom można do siebie dodać otrzymując nowe rozwiązanie równań Einsteina. W pracach Weyla (1917) i (1919) [31, 32] oraz we wspólnej pracy Bacha i Weyla (1922) [33] rozważono superpozycje dwóch czarnych dziur Schwarzschilda.¹¹ Uzyskane rozwiązanie posiadało nagą osobliwość na osi symetrii (naga osobliwość,

10. Więcej na ten temat można znaleźć w opracowaniach Bronisława Średniawy [24, 25]. Opublikowano również angielskie tłumaczenie artykułu Mathissona [26].

11. Artykuły zostały przetłumaczone na język angielski [34, 35, 36].

to osobliwość, która nie jest ukryta pod horyzontem czarnej dziury). Tego typu rozwiązania powszechnie uważa się za niefizyczne, ponieważ nie potrafimy uzyskać ich startując z rozsądnych, regularnych danych początkowych.¹² Naga osobliwość pojawia się, ponieważ dla osiowosymetrycznego układu dwóch nierotujących czarnych dziur nie ma mechanizmu fizycznego, który mógłby zapewnić konfigurację równowagową. Mechanizm taki mógłby się pojawić, gdyby obu czarnym dziurom nadać moment pędu.

Kandydatem na tego typu rozwiązanie jest więc uogólnienie rozwiązania składającego się z dwóch czarnych dziur Schwarzschilda na rozwiązanie będące osiowo-symetrycznym „złożeniem” dwóch czarnych dziur Kerra. Postęp w metodach generacji ścisłych rozwiązań spowodował, że Kramer i Neugebauer znaleźli odpowiedniego kandydata (1980) [37]. Jest to siedmioparametrowa rodzina rozwiązań określana obecnie jako podwójny Kerr. Dla generycznych wartości parametrów rozwiązanie to, tak jak statyczne rozwiązanie Bacha i Weyla, posiada nagie osobliwości. Przez kolejne dwadzieścia lat¹³ przestrzeń parametrów podwójnego Kerra była badana pod względem istnienia konfiguracji równowagowych (tj. takich, które nie posiadałyby patologicznych cech jak nagie osobliwości). Starano się również zinterpretować znaczenie poszczególnych parametrów i powiązać je z wielkościami fizycznymi. Badania te pozwoliły na wykluczenie konfiguracji równowagowych w pewnych szczególnych sytuacjach, np. takich jak dwie czarne dziury o równych masach. Nie było też pewności, czy nie istnieją inne superpozycje rozwiązań Kerra niż te odkryte przez Kramera i Neugebauera.

Dopiero w 2009 Neugebauer i Hennig, wykorzystując wyniki innych prac, wykazali, że rodzina podwójny Kerr jest jedynym kandydatem na konfigurację równowagową [39]. Następnie, zamiast studiować przestrzeń parametrów podwójnego Kerra pod kątem istnienia czy też braku patologii, zmienili strategię. Rok wcześniej, Hennig, Ansorg i Cederbaum wykazali, że przy założeniu symetrii osiowej stacjonarne podekstremaalne czarne dziury spełniają nierówność $8\pi|J| < A$, gdzie J oznacza moment pędu czarnej dziury, A jest polem powierzchni horyzontu [40]. Neugebauer i Hennig udowodnili, że składowe podwójnego Kerra nie spełniają tej nierówności (bez względu na wybór parametrów). Oznacza to, że konfiguracje podekstremaalnych czarnych dziur nie istnieją. W kolejnej pracy Hennig i Neuge-

bauer rozszerzyli swój wynik na konfiguracje ekstremaalne i mieszane (obiekt ekstremaalny i podekstremaalny) (2011) [41]. Również w 2011, używając innej wersji nierówności [42], Chruściel, Eckstein, Nguyen i autor tego opracowania uogólnili dowód nieistnienia konfiguracji równowagowych, pozbywając się założenia o podekstremaalności [43].

6. Podsumowanie

Analiza stacjonarnych, osiowosymetrycznych, próżniowych rozwiązań równań Einsteina pokazuje, że efekty grawitomagnetyczne nie mogą zrównoważyć przyciągania grawitacyjnego. To sprawia, iż w najbardziej interesującym nas przypadku 3+1 wymiarów, stacjonarne konfiguracje równowagowe dwóch czarnych dziur nie istnieją. Wynik ten wzmacnia twierdzenie o jednoznaczności czarnych dziur i upewnia nas, że czarne dziury obserwowane przez astronomów (również takie, które są pozostałością po kosmicznej kolizji), to czarne dziury dobrze opisywane przez rozwiązanie Kerra.¹⁴

Podziękowania

Uprzejmie dziękuje dr. hab. Markowi Jamrozemu, prof. UJ za wskazanie literatury dotyczącej obserwacji układów galaktycznych czarnych dziur oraz prof. Edwardowi Malcowi za cenne uwagi na temat treści artykułu.

Literatura

- [1] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, „Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”, *Physical Review Letters*, 116 (6): 061102 (2016).
- [2] The Event Horizon Telescope Collaboration, „First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole”, *The Astrophysical Journal Letters*, 875 (1): L1 (2019).
- [3] Szybka S. J., „On gravitational interactions between two bodies” w: *Mathematical Structures of the Universe*, red. M. Eckstein, M. Heller, S.J. Szybka, CCPress, 2014, 137-151.
- [4] Liu F. K., „X-shaped radio galaxies as observational evidence for the interaction of supermassive binary black holes and accretion disc at parsec scale”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 347, 4:1357–1369 (2004).
- [5] Deane R. P., Paragi Z., Jarvis M. J., Coriat M., Bernardi G., Fender R. P., Frey S., Heywood I., Klöckner H.-R., Grainge K., Rumsey C., „A close-pair binary in a distant triple supermassive black hole system”, *Nature*, 511, 57 (2014).

12. Osobliwości, które nie są nagie, np. wewnątrz czarnej dziury Schwarzschilda, można uzyskać z regularnych danych początkowych, tak jak zostało to po raz pierwszy pokazane we wspomnianej w rozdziale drugim pracy Oppenheimer–Snyder [7].

13. Historia badań została w skrócie przedstawiona w pracy [36].

14. Konfiguracje równowagowe trzech lub więcej czarnych dziur nie zostały dotychczas wykluczone.

- [6] Celotti A., Miller J. C., Sciama D. W., „Astrophysical evidence for the existence of black holes”, *Classical Quantum Gravity*, 16, A3-A21 (1999).
- [7] Schwarzschild K., „Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie”, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, 7:189–196 (1916).
- [8] Lemaitre G., „L’Univers en expansion”, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, A53: 51–85 (1933).
- [9] Oppenheimer J. R., Snyder H., „On continued gravitational contraction”, *Physical Review*, 56, 455 (1939).
- [10] Chandrasekhar S., „The highly collapsed configurations of a stellar mass”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 91, 456–466 (1931).
- [11] Einstein A., „On a stationary system with spherical symmetry consisting of many gravitating masses”, *The Annals of Mathematics*, 40, 4:922–936 (1939).
- [12] Kruskal M. D., „Maximal extension of Schwarzschild metric”, *Physical Review*, 119:1743–1745 (1960).
- [13] Kerr R., „Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics”, *Physical Review Letters*, 11, 237 (1963).
- [14] Penrose R., „Gravitational collapse and space-time singularities”, *Physical Review Letters* 14, 57 (1965).
- [15] Chruściel P. T., Costa J. L., Heusler M., „Stationary black holes: uniqueness and beyond”, *Living Reviews in Relativity* 15 (7) (2012).
- [16] Chandrasekhar S., „Shakespeare, Newton, and Beethoven, or Patterns of Creativity: The Nora and Edward Ryerson Lecture”, University of Chicago Record (1975)
- [17] Elvang H., Figueras P., „Black saturn”, *Journal of High Energy Physics* 05(2007):050
- [18] Newton I., *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* (1687); 1. wyd. polskie: tłum. Wawrzycki J., *Matematyczne zasady filozofii przyrody*, Copernicus Center Press, 2011.
- [19] Heaviside O., „A gravitational and electromagnetic analogy”, *The Electrician*, 31, 281 (1893).
- [20] Heaviside O., „A gravitational and electromagnetic analogy”, *The Electrician*, 31, 359 (1893).
- [21] Everitt C. W. F., DeBra D. B., Parkinson B. W., Turneaure J. P., Conklin J. W., Heifetz M. I., Keiser G. M., Silbergleit A. S., Holmes T., Kolodziejczak J., Al-Meshari M., Mester J.C., Muhlfelder B., Solomonik V. G., Stahl K., Worden P. W., Bencze W., Buchman S., Clarke B., Al-Jadaan A., Al-Jibreen H., Li J., Lipa J. A., Lockhart J. M., Al-Suwaidan B., Taber M., Wang S., „Gravity Probe B: final results of a space experiment to test general relativity”, *Physical Review Letters* 106:221101 (2011).
- [22] Thorne K. S., „Gravitomagnetism, Jets in Quasars, and the Stanford Gyroscopes Experiment”, w: *Near Zero: New Frontiers of Physics*, red. Fairbank J. D., Deaver B. S., Everitt C. W. F., Michelson P. F., W. H. Freeman and Company (1988), s. 573–586
- [23] Mathisson M., „Neue Mechanik materieller Systeme”, *Acta Physica Polonica* 6, 163 (1937).
- [24] Średniawa B., „Relativistic equations of motion of ‘spin particles’”, w: *Cosmology and Gravitation*, red. Bergmann P. G., De Sabbata V., tom 56 NATO Advanced Study Institute Series, Springer, 1980, s. 423.
- [25] Średniawa B., „Myron Mathisson’s and Jan Weissenhoff’s work on the problem of motion in General Relativity”, w: *Studies in the History of General Relativity*, red. Eisenstaed J., Kox A. J., tom 3 Einstein Studies, Birkhäuser, 1992, s. 400-406.
- [26] Mathisson M., „Republication of: New mechanics of material systems”, *General Relativity and Gravitation*, 42(4):1011–1048 (2010).
- [27] Papapetrou A., „Spinning test-particles in General Relativity”, I. Royal Society of London Proceedings. Series A 209:248–258 (1951).
- [28] Wald R., „Gravitational spin interactions”, *Physical Review D* 6:406–413 (1972)
- [29] Hawking S., „Gravitational radiation from colliding black holes”, *Physical Review Letters* 26:1344–1346 (1971).
- [30] Hawking S., „Black holes in General Relativity”, *Communications in Mathematical Physics* 25(2):152–166 (1972).
- [31] Weyl H., „3. Zur Gravitationstheorie”, *Annalen der Physik* 54:117–145 (1917).
- [32] Weyl H., „5. Bemerkung über die axialsymmetrischen Lösungen der Einsteinschen Gravitationsgleichungen”, *Annalen der Physik* 59:185–188 (1919).
- [33] Bach R., Weyl H., „Neue Lösungen der Einsteinschen Gravitationsgleichungen. B. Explicite Aufstellung statischer axialsymmetrischer Felder. Mit einem Zusatz über das statische Zweikörperproblem von H. Weyl”, *Mathematische Zeitschrift* 13:134–145 (1922).
- [34] Weyl H., „Republication of: 3. On the theory of gravitation”, *General Relativity and Gravitation* 44(3):779–810 (2012).
- [35] Weyl H., „Republication of: 5. Comment on the axially symmetric solutions to Einstein’s equations of gravitation”, *General Relativity and Gravitation* 44(3):811–815 (2012).
- [36] Bach R., Weyl H., „Republication of: New solutions to Einstein’s equations of gravitation. B. Explicit determination of static, axially symmetric fields. By Rudolf Bach. With a supplement on the static two-

- body problem. By H. Weyl”, *General Relativity and Gravitation* 44:817–832 (2012).
- [37] Kramer D., Neugebauer G., „The superposition of two Kerr solutions”, *Physical Letters A* 75:259–261 (1980).
- [38] Neugebauer G., Hennig J., „Stationary two-black-hole configurations: a non-existence proof”, *Journal of Geometry and Physics* 62:613–630 (2012).
- [39] Neugebauer G., Hennig J., „Non-existence of stationary two-black-hole configurations”, *General Relativity and Gravitation* 41:2113–2130 (2009).
- [40] Hennig J., Ansorg M., Cederbaum C., „A universal inequality between the angular momentum and horizon area for axisymmetric and stationary black holes with surrounding matter”, *Classical and Quantum Gravity* 25(16):162002 (2008).
- [41] Hennig J., Neugebauer G., „Non-existence of stationary two-black-hole configurations: the degenerate case”, *General Relativity and Gravitation* 43:3139–3162 (2011).
- [42] Dain S., Reiris M., „Area-angular-momentum inequality for axisymmetric black holes”, *Physical Review Letters* 107(5):051101 (2011).
- [43] Chruściel P. T., Eckstein M., Nguyen L., Szybka S. J., „Existence of singularities in two-Kerr black holes”, *Classical and Quantum Gravity* 28(24):245017 (2011).

Supernowe czarnych karłów

Black Dwarf Supernovae

Janusz Osarczuk

Abstrakt. Białe karły nie są ostatnim stadium ewolucji gwiazd mało- lub średnio masywnych. Kiedyś wypromieniują całe swoje zapasy energii i stając się zimnymi i ciemnymi ciałami, zamieniają się w czarne karły. Nie oznacza to jednak, że przestaną być interesującymi obiektami.

Słowa kluczowe: gęsta materia, supernowe, białe karły, kosmologia

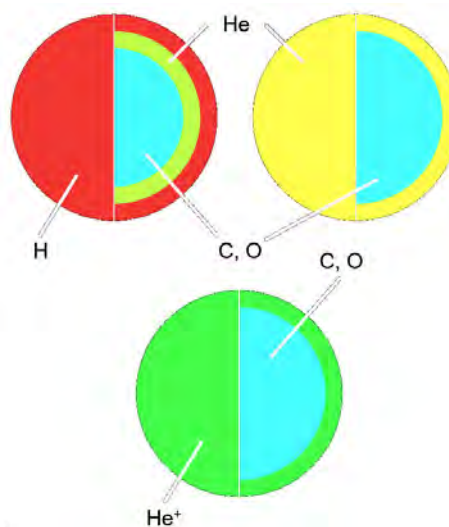
Abstract. White dwarfs are not the final stage in the evolution of low- or medium-mass stars. One day they will radiate all their energy reserves and become cold and dark bodies, they will turn into black dwarfs. However, it does not mean that they will stop being interesting objects.

Keywords: dense matter, supernovae, white dwarfs, cosmology

1. Białe karły

Zgodnie z teorią ewolucji gwiazd obiekty, które nie są wystarczająco masywne, aby zakończyć swój żywot jako gwiazdy neutronowe czy czarne dziury (czyli gwiazdy o początkowej masie maksymalnej do ok. $8 M_{\odot}$, gdzie M_{\odot} oznacza masę Słońca) po zużyciu paliwa odrzucają swoje zewnętrzne warstwy (atmosferyczne) i pozostaje z nich jądro o gęstości $10^4 \div 10^9 \text{ g/cm}^3$. W przypadku gwiazd o początkowej małej masie ($0,08 \div 0,5 M_{\odot}$) jądro składa się z helu, natomiast dla gwiazd większych ($0,5 \div 8 M_{\odot}$) w jądrze znajduje się głównie węgiel i tlen (99% masy), patrz rys. 1, oraz ewentualnie domieszki neonu i magnezu. Białe karły zyskały swą nazwę ze względu na barwę wysyłanego promieniowania. Ich temperatura powierzchniowa waha się od ok. 3000 K (np. dla białego karła w układzie podwójnym PSR J2222-013) do ok. 200000 K (np. dla białego karła KPD 0005+5106).

Białe karły są obiektami stabilnymi. Jednakże ich budowa, a co za tym idzie wysoka gęstość, wymaga innego mechanizmu zachowania równowagi hydrostatycznej, niż ma to miejsce w gwiazdach ciągu głównego czy olbrzymach, w których to gradient ciśnienia całkowitego jest czynnikiem przeciwstawiającym się grawitacji. Białe karły, pozbawione możliwości reakcji termojądrowych, nie zapadają się pod własnym ciężarem dzięki ciśnieniu tworzących je elektronów. Znajdują się one w stanie zdegenerowanym (z wyjątkiem cienkiej warstwy powierzchniowej), a ciśnienie tego fermionowego gazu jest proporcjonalne do gęstości materii w potęgde $5/3$ (dla degeneracji nierelatywistycznej w przypadku mniej masywnych gwiazd) lub $4/3$ (dla degeneracji relatywistycznej w przypadku gwiazd o większej masie).



Rys. 1. Typy białych karłów; H – wodór, He – hel, He⁺ – hel zjonizowany, C – węgiel, O – tlen

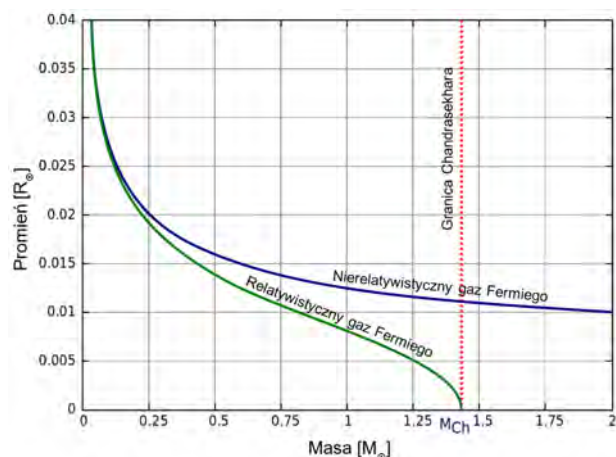
[Rysunek został wykonany na podstawie ilustracji z Wikipedii: https://pl.wikipedia.org/wiki/Bia%C5%82y_karze%C5%82#/media/Plik:White_dwarf_types.svg, dostęp: 27.03.2023]

Istotną cechą tych gwiazd jest tzw. zależność masa-promień, którą można w przybliżeniu przedstawić następująco: $R \sim M^{-1/3}$. Oznacza to, iż ze wzrostem masy gwiazdy jej promień maleje, co przedstawia rys. 2.

Zauważmy, iż zielona krzywa urywa się przy wartości 1,44. Jest to tzw. granica Chandrasekhara, przekroczenie której możliwe jest w dwóch przypadkach:

- 1) Gdy biały karzeł akreuje materię z sąsiedniej gwiazdy ciągu głównego lub olbrzyma (model single-degenerate).
- 2) W wyniku zderzenia dwóch białych karłów (model

double-degenerate).



Rys. 2. Zależność masa-promień dla białych karłów; M_{\odot} – masa Słońca, R_{\odot} – promień Słońca

[Źródło: Wikipedia, https://pl.wikipedia.org/wiki/Bia%C5%82y_karze%C5%82#/media/Plik:ChandrasekharLimitGraph.svg, dostęp: 20.02.2023]

2. Degeneracja materii

Materia zdegenerowana jest bardzo gęstym stanem materii fermionowej podlegającej zasadzie wykluczenia Pauliego, dzięki której materia, złożona z elektronów, protonów, neutronów lub innych fermionów, wywiera ciśnienie oprócz lub zamiast ciśnienia termicznego. Ten rodzaj materii występuje nie tylko w białych karłach, ale także w gwiazdach neutronowych (oraz w hipotetycznych gwiazdach kwarkowych).

Materia zdegenerowana jest zwykle przedstawiana jako idealny gaz Fermiego, czyli zbiór nieoddziałujących fermionów. Zasada wykluczenia Pauliego zapobiega zajmowaniu tego samego stanu kwantowego przez identyczne fermiony. Przy najniższej energii całkowitej wszystkie stany kwantowe o najniższej energii są wypełnione i wówczas stan ten nazywa się pełną degeneracją. To ciśnienie degeneracji pozostaje niezerowe nawet w temperaturze zera absolutnego. Dodawanie cząstek lub zmniejszanie objętości zmusza cząstki do przejścia do stanów kwantowych o wyższej energii. Ciśnienie degeneracji nie zależy od temperatury, a jedynie od gęstości fermionów.

3. Czarne karły

Białe karły stygną niczym wypalone jądrowe piece. Po długim, ale skończonym czasie ich temperatura zrówna się z temperaturą próżni kosmicznej. Przesną one wówczas świecić i staną się „kupą kosmicznego gruzu”. Fizyka klasyczna twierdzi, iż w takiej zimnej materii nic się już nie zmieni. Jednakże mechanika kwantowa ma na ten temat inne zdanie. Przewiduje ona zjawisko zwane tunelowaniem kwantowym, które może zachodzić nawet w temperaturze bliskiej zera bezwzględnego. Co prawda,

w takich warunkach jego tempo jest niesłychanie wolne, ale przecież czarny karzeł ma mnóstwo czasu. A zatem tunelowanie umożliwi reakcje jądrowe, zwane pycnonuklearnymi, które mozolnie będą przekształcać atomy czarnego karła, zamieniając je finalnie w żelazo-56 [1].

4. Reakcje pycnonuklearne

Reakcje pycnonuklearne (od greckiego *pycnos*, czyli gęsty, zwarty) zachodzą w materii o dużej gęstości, gdy jądra atomowe są „zamrożone” w strukturach sieciowych, czyli gdy elektrony ekranują jądra i jest przekroczona (tunelowana) bariera coulombowska. Taka właśnie materia charakteryzuje skorupy gwiazd neutronowych i jądra białych karłów. Reakcje pycnonuklearne w materii gwiazdy neutronowej są zdominowane przez fuzję między bardzo bogatymi w neutrony izotopami węgla, tlenu i neonu. Natomiast w białych karłach w reakcjach tych najważniejszymi składnikami są węgiel-12 i tlen-16. Warto zauważyć, iż energia wiązania jąder tlenu, neonu czy magnezu wynosi ok. 8 MeV na nukleon, a energia wiązania pierwiastków z grupy żelaza ma wartość ok. 9 MeV na nukleon. Tak więc można obliczyć, iż uwolnienie 1 MeV na każdy nukleon gwiazdy (w postaci energii oraz neutrin i pozytonów) prowadzi do utraty ok. 1‰ jej całkowitej masy [1].

5. Supernowe czarnych karłów

Konwersja materii czarnego karła niesie ze sobą poważne konsekwencje. Jak już wspomniałem, białe karły posiadają górną granicę masy, która jest wyznaczona wzorem: $M_{Ch} \approx 1,44(2Y_e)^2 M_{\odot}$, gdzie M_{Ch} jest masą Chandrasekhara, a Y_e oznacza frakcję elektronową, czyli stosunek elektronów do barionów (tj. neutronów i protonów) w materii [1]. Wartość 1,44 uzyskuje się gdy $Y_e = 0,5$, tj. gdy elektronów jest tyle samo co neutronów i protonów. Reakcje pycnonuklearne wytwarzają jednak pozytony, które doprowadzają do anihilacji elektronów. Podczas przemiany materii gwiazdy frakcja elektronowa maleje więc, co powoduje spadek ciśnienia gazu elektronowego. To z kolei oznacza obniżanie się wartości granicy Chandrasekhara przy zachowanej masie czarnego karła. W momencie gdy wartość granicznej masy stanie się mniejsza niż masa własna czarnego karła, wówczas obiekt straci swą stabilność. Następstwem takiego obrotu sprawy będzie kolaps grawitacyjny, który doprowadzi do wybuchu podobnego do dzisiejszych supernowych (ten nowy typ supernowych można więc nazwać supernowymi czarnych karłów).

W procesie transformacji materii czarnego karła, czyli zamiany w gwiazdę żelazną, frakcja elektronowa może spaść do wartości $Y_e = 0,464$ [1]. Gdy podstawimy tę liczbę do wzoru na granicę Chandrasekhara okaże

się, że maksymalna możliwa masa czarnego karła obniży się do wartości $\sim 1,24 M_{\odot}$, czyli aż ok. 14%. To dużo, ale jednocześnie to oznacza, że tylko niewielkie obiekty będą mogły przejść przez fazę supernowej. Nawet jeżeli przyjmemy, że taki los czeka tylko 1% wszystkich istniejących dzisiaj białych karłów, to i tak daje to liczbę 10^{21} możliwych eksplozji supernowych czarnych karłów! [1]

6. Struktura czarnych karłów

Wróćmy do zagadnienia związanego ze spadkiem liczby elektronów. Gdy frakcja elektronowa osiągnie wartość $Y_e = 0,464$, oznaczać to będzie transformację atomów do postaci żelaza-56. Trzeba jednak sobie uświadomić, iż przemiana ta nie następuje jednolicie w całej gwiazdzie, ale rozpoczyna się w jądrze, czyli tam gdzie materia jest najbardziej gęsta, a dopiero później postępuje w kolejnych wyższych warstwach czarnego karła. Ma to znaczący wpływ na czas konieczny do kolapsu i wybuchu gwiazdy.

Spójrzmy teraz na trzy wybrane obiekty, przedstawione w tab. 1. Ostatni wiersz pokazuje, jaka część materii gwiazdy musi zostać przetworzona na żelazo-56, aby dany obiekt przekroczył granicę Chandrasekhara. Jak widać, w przypadku cięższych czarnych karłów wystarczy przemiana w żelazo-56 tylko niewielkiej części materii jądra, natomiast lżejsze gwiazdy muszą dokonać podobnej transformacji także w swoich wyższych warstwach (gwiazda 1 musi przetworzyć ponad 600 razy więcej materii w żelazo-56 niż gwiazda 3). Im bardziej masywna jest gwiazda, tym mniej czasu potrzebuje na przemiany prowadzące do kolapsu, zatem większe czarne karły mogą szybciej wybuchnąć jako supernowe.

Gwiazda	1	2	3
M / M_{\odot}	1,17	1,27	1,35
R / R_{\oplus}	$\sim 0,34$	$\sim 0,12$	$\sim 0,04$
V_{Fe-56} / V_G	$\sim 3,93\%$	$\sim 0,17\%$	$\sim 0,0064\%$

Tab. 1. Ilość żelaza-56 potrzebna do osiągnięcia granicy Chandrasekhara; M_{\odot} – masa Słońca, R_{\oplus} – promień Ziemi, V_{Fe-56} – objętość materii przetworzonej w żelazo-56, V_G – objętość całej gwiazdy [Tabela została wykonana na podstawie danych z pracy [1]]

7. Gwiazdy żelazne

W ramach dygresji spójrzmy przez chwilę na konsekwencje reakcji pycnonuklearnych. Nie jest to bynajmniej kwestia, którą zaczęto rozważać dopiero w ostatnim czasie. „Ironizację” (ang. *iron* – żelazo – przyp.red.) materii sugerował już ponad 40 lat temu Freeman Dyson. Rozpatrywał on możliwość przemiany całej materii Wszechświata w żelazo-56 i to zarówno pierwiastków od niego lżejszych

jak i cięższych. W przypadku tych pierwszych przewidywał fuzję jądrową, natomiast tym cięższym wskazywał drogę do celu poprzez reakcje rozszczepienia jąder i emisję cząstek α . Czas, po którym utworzą się gwiazdy żelazne, oszacował na 10^{1500} lat [2]. Przewidywał również kolaps tychże obiektów do postaci gwiazd neutronowych lub do postaci czarnych dziur po okresie $10^{10^{76}}$ lat [2]. Gwiazdy żelazne miałyby zatem być ostatnim etapem transformacji pierwiastków.

8. Obserwacje

Na koniec zastanówmy się, czy detekcja czarnych karłów jest możliwa. Białe karły są obserwowane już od ponad stu lat i występują zarówno samotnie, jak i w układach podwójnych. Wykrycie czarnych karłów jest raczej nieprawdopodobne, a obecnie po prostu niemożliwe. Po pierwsze, szacuje się, że czas potrzebny do wystygnięcia białych karłów to co najmniej 10^{14} lat [2]. Jest to zatem znacznie więcej niż wiek Wszechświata, dlatego też żaden czarny karzeł nie miał jeszcze szans powstać. Po drugie, po czasie 10^{20} lat przestrzeń kosmiczna ulegnie takiemu rozszerzeniu, iż praktycznie gwiazdy będą doskonale odizolowane od siebie, a w takiej sytuacji trudno wyobrazić sobie ich obserwacje [1].

Aby czarne karły miały w ogóle sposobność się narodzić, musiałyby pokonać jeszcze jedną przeszkodę. Warunkiem koniecznym do ich powstania jest stabilność protonu, a ten, jak nam się aktualnie wydaje, nie jest cząstką trwałą. Co prawda czas jego rozpadu określa się na co najmniej 10^{34} lat, ale odliczając wiek Wszechświata, czarne karły rodziłyby się już z materii zawierającej „wiekowe” protony. Zatem w przypadku niestabilności tych cząstek, czarne karły nie byłyby w stanie przetrwać tylu lat, żeby reakcje pycnonuklearne zamieniły je w gwiazdy żelazne.

Prawdziwość scenariusza opisanego w niniejszym artykule zależy więc przede wszystkim od natury protonu. Czarne karły mają szanse na zaistnienie, lecz ich zamiana w gwiazdy żelazne i wybuch supernowej są niemożliwe w świetle naszej dzisiejszej wiedzy. Jednak niczego nie należy wykluczać, ponieważ nie mamy wystarczających naukowych podstaw do tego, aby przewidywać i opisywać procesy fizyczne, które będą zachodzić we Wszechświecie w tak odległej skali czasowej. Kto wie, być może ktoś zaobserwuje kiedyś wybuch supernowej czarnego karła?

Literatura

- [1] Caplan, M. E. *MNRAS* **497**, 4357 (2020).
 [2] Dyson, F. J. *Rev. Mod. Phys.* **51**, 447 (1979).

Grawitacja widziana z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Jagiellońskiego

Gravity seen from the Astronomical Observatory of the Jagiellonian University

Leszek M. Sokołowski* Sebastian Szybka**

Zakład Astrofizyki Relatywistycznej i Kosmologii UJ

Abstrakt. W artykule omawiamy badania dotyczące zjawisk grawitacyjnych, które są prowadzone w Zakładzie Astrofizyki Relatywistycznej i Kosmologii, w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Słowa kluczowe: grawitacja, Einstein, ogólna teoria względności, OTW, Uniwersytet Jagielloński, zmodyfikowane teorie grawitacji, fale grawitacyjne

Abstract. In this article, we discuss research on gravitational phenomena being conducted at the Department of Relativistic Astrophysics and Cosmology in the Astronomical Observatory of the Jagiellonian University.

Keywords: gravity, Einstein, general relativity, Jagiellonian University, modified theories of gravity, gravitational waves

Od ponad pół wieku w fizyce zjawisk grawitacyjnych dużo się dzieje, chcemy zatem opowiedzieć o udziale pracowników Zakładu Astrofizyki Relatywistycznej i Kosmologii (ZARiK) UJ w tych badaniach.

Zaczynamy od kwestii fundamentalnej, od tego jaka teoria opisuje oddziaływania grawitacyjne. Powszechnie uważa się, że jest nią ogólna teoria względności (OTW) Einsteina, jednak wkrótce po jej sformułowaniu okazało się, że jest podatna na rozmaite modyfikacje. Trudno jest zmodyfikować mechanikę kwantową tak, by nowa teoria przewidywała nowe efekty, a jednocześnie z dużą dokładnością odtwarzała znane i potwierdzone wyniki. Podobnie jest z elektrodynamiką. Teorię Einsteina można dowolnie rozbudowywać za cenę znacznej komplikacji. Częściowo odpowiada za to natura tej teorii, a częściowo fakt, że jest słabo potwierdzona eksperymentalnie. Minęły już czasy, gdy OTW opierała się na dwu obserwacjach astronomicznych i jednym eksperymencie, dla teorii marginalnym, więc zarejestrowanie w 2015 fal grawitacyjnych było jej wielkim sukcesem. Jednak w porównaniu z mechaniką kwantową i elektrodynamiką liczba potwierdzających ją zjawisk i ich różnorodność jest bardzo uboga. Rejestrujemy fale grawitacyjne z dalekich obiektów astrofizycznych, lecz nie panujemy nad tymi falami czynnie: nie potrafimy ich dowolnie wytwarzać i rejestrować; mó-

wić obrazowo, jesteśmy przed epoką Heinricha Hertza i jego eksperymentami z emisją i detekcją fal elektromagnetycznych. Nadal nie zmierzylśmy fundamentalnego zjawiska OTW – krzywizny czasoprzestrzeni. Zmodyfikowane teorie grawitacji wcale łatwiejsze do weryfikacji nie są, wręcz przeciwnie; konceptualnie jest to ich wadą, lecz w praktyce badawczej pozwala dłużej zajmować się daną teorią.

Uogólnienia OTW idą we wszystkich wyobraźalnych kierunkach, nie ma żadnej ich klasyfikacji i chyba nie ma nikogo, kto byłby kompetentny we wszystkich tych teoriach. Tu powiemy o dość wąskiej klasie modyfikacji, którym można przypisać *a priori* sensowne (choć niekoniecznie prawdziwe, jak zobaczymy) uzasadnienie. Pierwszą znaną modyfikacją (pomijając wczesną teorię Hermanna Weyla, która szybko się wywróciła) była teoria Bransa–Dickego (1961), w której stała grawitacji Newtona G została zastąpiona dynamicznym polem skalarnym. Po paru latach uznano, że dane obserwacyjne czynią ją mało prawdopodobną; było to jednak oparte na interpretacji tej teorii, która, jak powiemy dalej, nie była jedyną możliwą. W latach 70. XX w. badano najbardziej chyba sensowną generalizację, teorię Einsteina–Cartana (m. in. Andrzej Trautman), według której źródłem grawitacji jest też spin materii, wytwarzający skręcenie koneksji metrycznej. Niestety skręcenie nie propaguje się i teorię zarzucono. Dalsza motywacja tworzenia teorii alternatywnych przyszła z dwu kierunków. Na przełomie

*ORCID 0000-0003-3010-2924

**ORCID 0000-0003-3648-9285

lat 70. i 80. XX w. wielkie nadzieje wiązano z wielowymiarowymi teoriami Kaluzy–Kleina. W wyniku redukcji wymiarowej z przestrzeni wielowymiarowej do fizycznej czasoprzestrzeni pojawiała się teoria Einsteina, zwykle z pewnymi poprawkami. Gdy okazało się, że teoria Kaluzy–Kleina nie pasuje do znanych cząstek elementarnych, zarzucono ją i zastąpiono inną koncepcją świata wielowymiarowego – teorią strun i jej rozszerzeniami. Przechodząc od tych konstrukcji do świata realnego ponownie dostaje się pole fizyczne przypominające einsteinowską grawitację.

Drugim, mocniejszym powodem zajmowania się modyfikacjami OTW były obserwacje kosmologiczne. Od 1999 gromadzono obserwacje wskazujące na to, że wszechświat Friedmanna–Lemaître’a–Robertsona–Walkera (FLRW) rozszerza się coraz szybciej. Tego efektu nie da się uzyskać w ramach standardowej OTW, w której źródłem grawitacji jest materia w postaci gazu z ciśnieniem nieujemnym. Intuicyjnie najprostsza hipoteza: skoro w realnym świecie kosmiczna materia nie jest rozłożona idealnie równomiernie, jak tego wymaga geometria FLRW, to te niewielkie niejednorodności odpowiadają za akcelerację, wywołała gwałtowne polemiki i w końcu upadła; bardziej radykalne odstępstwa od tej geometrii nie dały dotąd interesujących wyników i pozostajemy we Wszechświecie jednorodnym. Wymyślono trzy sposoby wytworzenia tej akceleracji. Po pierwsze, daje je uzupełnienie równań Einsteina o *człon kosmologiczny*, wprowadzony przez Einsteina z innych powodów i zawierający sławną stałą kosmologiczną Λ . Jest to podejście minimalistyczne, dające wyniki zgodne z obserwacjami, więc fenomenologicznie zadowalające, lecz conceptualnie mało zasadne. Nie mamy interpretacji fizycznej stałej Λ , nie potrafimy wyliczyć jej z zasad pierwszych (wyznać ją przez stałe fundamentalne \hbar , c i G) i prowadzi ona do dziwnych „subtelnych dostrojów” we Wszechświecie. W tej sytuacji stałą Λ zastąpiono koncepcją „ciemnej energii”, czyli klasycznego pola fizycznego, wypełniającego równomiernie cały Wszechświat i mającego duże ujemne ciśnienie. Powstały rozmaite fantastyczne hipotezy o tym, czym ciemna energia faktycznie jest. Ciemna energia jest niezgodna z kwantowym obrazem materii, którego konkretną postacią jest Model Standardowy cząstek. Kosmiczna akceleracja wydaje się zbyt słabym uzasadnieniem tak radykalnej modyfikacji fizyki. W porównaniu z nią bardziej zasadna jest nader zachowawcza idea modyfikacji teorii grawitacji, pola klasycznego, które eksperymentalnie wciąż znamy dość słabo. Kłopot w tym, że ta akceleracja jest efektem zbyt niejasnym, by wskazać w jaką stronę winno zmierzać konstruowanie teorii grawitacji.

W tej sytuacji o kierunku poszukiwań decydują nie obiektywne czynniki zewnętrzne, lecz osobiste preferen-

cje badaczy. Tu wspomnimy o jednej tylko klasie alternatywnych teorii grawitacji, będących minimalnym odstępstwem od OTW Einsteina, bowiem nie wprowadzają żadnych nowych pojęć, a tylko zmieniają dynamikę. Są to teorie metrycznej nieliniowej grawitacji (MNLG), w których równania Einsteina, będące równaniami drugiego rzędu, są zastąpione równaniami rzędu czwartego (również dla metryki czasoprzestrzeni). Nieliniowe równania Einsteina należą do najbardziej skomplikowanych równań fizyki i są zastępowane daleko bardziej złożonymi równaniami wyższego rzędu, innymi słowy badacze sami proszą się o kłopoty. W OTW równania Einsteina, analogicznie jak równania Newtona, Lagrange’a i Maxwella wprowadza się jako równania wariacyjne z postulatu ekstremalności (faktycznie z postulatu stacjonarności) funkcjonu działania. W tym sensie OTW jest najprostszą możliwą metryczną teorią grawitacji, gdyż jej lagrangian jest najprostszy jako że jest liniową funkcją skalarą krzywizny, $L = R$. W teoriach MNLG lagrangian jest nieliniowy, $L = f(R, R_{\alpha\beta}R^{\alpha\beta}, R_{\alpha\beta\mu\nu}R^{\alpha\beta\mu\nu}, \dots)$ – jest dowolną, gładką, funkcją skalarną czternastu (14) niezależnych algebraicznie niezmienników tensora krzywizny. Mamy więc od razu do dyspozycji nieskończenie wiele (*continuum*) teorii MNLG, tyle bowiem jest różnych funkcji f . Jeżeli $L = f(R)$, to rozwiązania próżniowych równań Einsteina $R_{\mu\nu} = 0$ są też rozwiązaniami równań tych teorii (lecz nie na odwrót); dla ogólniejszych lagrangianów tylko wąskie klasy rozwiązań pokrywają się. Teorie MNLG można testować tylko na rozwiązaniach nie istniejących w OTW, lecz ich znalezienie nie jest łatwe. Można oczywiście poszukiwać analogonów czarnych dziur w OTW, ale dla weryfikacji tych teorii niewiele to daje. W praktyce najczęściej rozwiązywano numerycznie równania danej teorii dla kosmicznego czynnika skali w czasoprzestrzeni FLRW w nadziei, że odtworzy on faktyczną historię Wszechświata i da obserwowaną akcelerację. Wyniki nie są zachęcające.

W tym miejscu warto umieścić badania teorii MNLG prowadzone przez Leszka M. Sokołowskiego. Jego zdaniem testowanie tych teorii za pomocą obserwacji kosmologicznych powinno być końcowym, a nie początkowym etapem badań. Należy skoncentrować się na ustaleniu fizycznej treści teorii. Czy posiada ona jednoznaczny i stabilny stan podstawowy (tak jak OTW ma, zależnie od znaku Λ , przestrzeń Minkowskiego, de Sittera lub anti-de Sittera)? Wiele teorii (tzn. lagrangianów) tego kryterium nie spełnia. Czy istnieje, analogicznie jak dla OTW, przejście do granicy newtonowskiej? Istnienie takiego przejścia okazuje się bardzo słabym kryterium.

Według OTW pole grawitacyjne ma dwa stopnie swobody; w ogólnej teorii MNLG jest ich osiem. Dodatkowe sześć stopni należy interpretować jako nowe pola

fizyczne, skalarne, wektorowe i tensorowe. W wielu wypadkach pola te mają dziwaczne, niefizyczne własności i nigdy nie przypominają pól znanych z eksperymentu.

Tak długo, jak nie jesteśmy w stanie efektywnie zmierzyć krzywizny czasoprzestrzeni (co w próżni może okazać się w ogóle niewykonalne), tak długo teorii MNLG są inherentnie wieloznaczne. Zauważył to już w latach 50. XX w. Wolfgang Pauli. Rozważmy czasoprzestrzeń, w której jest tylko klasyczne pole skalarne ϕ i ono grawituje. W układzie pól $\{g_{\mu\nu}, \phi\}$ dokonujemy odwzorowania konforemego $\tilde{g}_{\mu\nu} = F_1(\phi)g_{\mu\nu}$ i $\tilde{\phi} = F_2(\phi)$, gdzie $F_1 > 0$ i F_2 są dowolnymi funkcjami skalarnymi. Która metryka jest fizyczna, tzn. określa relacje czasoprzestrzenne (odwzorowanie zmienia odległości)? W OTW metryka jest określona jednoznacznie; w teoriach MNLG trzeba najpierw w próżni (tj. w obecności tylko ośmiu grawitacyjnych stopni swobody) ustalić, która metryka jest prawdziwa i dopiero wtedy dodać opis zwykłej materii. W mechanice klasycznej mamy transformacje kanoniczne mieszające położenia i pędy, które nie zmieniają funkcjonalnie równań Hamiltona; jednak dobrze wiemy, które zmienne dynamiczne są położeniami, a które pędami i z nich konstruujemy hamiltonian, następnie wedle potrzeby upraszczając równania ruchu odpowiednią transformacją kanoniczną i transformacją odwrotną, otrzymujemy rozwiązania w zmiennych fizycznych, co pozwala je zinterpretować. W teoriach MNLG konieczność analogicznej procedury jest nieoczywista i wielu autorów naiwnie zakłada, że metryka, w której zapisali lagrangian, jest jedyna i fizyczna. W teorii Bransa–Dickego, gdy przeskala się konforemnie metrykę i tę przeskalaną uznaje za fizyczną, to obserwacje wykluczające tę teorię tracą ważność. W teoriach MNLG nie ma fizycznie uzasadnionego, uniwersalnego kryterium pozwalającego ustalić, która metryka jest prawdziwa geometrycznie i fizycznie.

W podsumowaniu szeregu swoich prac Leszek M. Sokołowski dochodzi do wniosku, że przy obecnym stanie wiedzy empirycznej wszelkie próby zastąpienia OTW Einsteina lepszą teorią grawitacji są przedwczesne i nie mogą doprowadzić do pożądanego celu.

W ZARiK UJ prowadzone są również badania dotyczące fal grawitacyjnych w OTW. Istnienie tych fal zasugerował Henri Poincaré w roku 1905 (na dziesięć lat przed powstaniem OTW). Spostrzeżenie Poincarégo wiązało się z odkrytą w tym samym roku szczególną teorią względności, według której wszelkie oddziaływania rozchodzą się ze skończoną prędkością. Już w roku 1916 teoretycznymi badaniami fal grawitacyjnych zajął się sam Einstein. Ze względu na złożoność równań, Einstein studiował fale w ramach zlinearyzowanej teorii, czyli przy założeniu, że nie są one zbyt silne. Rozwiązania zlinearyzowane mają sens pod warunkiem, że istnieją

rozwiązania falowe pełnych równań Einsteina. Chociaż w roku 1925 czesko-niemiecki naukowiec Guido Beck znalazł opis fal grawitacyjnych w ramach pełnej teorii, to brak przepływu informacji sprawił, iż wielu naukowców, w tym sam Einstein, nie wiedziało o tym odkryciu i zaczęło powątpiewać w istnienie fal grawitacyjnych. Wątpliwości dotyczące istnienia fal grawitacyjnych ostatecznie rozwiała dopiero ich bezpośrednia detekcja w roku 2015. Obecnie astronomia fal grawitacyjnych jest dynamicznie rozwijającą się gałęzią astronomii, a detekcje fal pochodzących ze zderzeń czarnych dziur zniknęły z pierwszych stron gazet stając się częścią astronomicznej rutyny.

Pomimo ponad stu lat teoretycznych badań dotyczących fal grawitacyjnych, wiele fundamentalnych problemów pozostało do dziś nierozwiązanych. W szczególności dotyczy to rozwiązań falowych pełnych nieliniaryzowanych równań Einsteina. W naszym Zakładzie, Sebastian Szybka wraz ze współpracownikami, prowadzi badania matematyczne jednej z najprostszych konfiguracji takich fal, tj. *grawitacyjnych fal stojących*. Choć nie wszyscy może zdają sobie z tego sprawę, to mechaniczne fale stojące są dobrze znane z życia codziennego. Drgająca struna skrzypiec, czy powietrze w pudle rezonansowym instrumentu, to najprostsze przykłady mechanicznych fal stojących. W przypadku takich fal energia praktycznie nie jest przenoszona wzdłuż kierunku drgań. Jeśli drgania struny są niewielkie, to można dobrze je opisać za pomocą zlinearyzowanych równań – ten rodzaj fal nie kryje przed nami tajemnic. Jeśli jednak rozważymy fale o dużej amplitudzie, dla których przybliżenie liniowe przestaje działać, to pojawia się bogactwo zjawisk, których złożoność zadziwia i wymyka się naszym próbom opisu. Przykładem takich nieliniowych fal mechanicznych są fale Faradaya. W roku 1831 Michael Faraday przeprowadził prosty eksperyment umieszczając ciecz w drgającym pionowo talerzu. Jakie wzory na powierzchni utworzą fale? Okazało się, że odpowiedź na to pytanie zależy od wielu czynników: charakterystyki drgań talerza i jego kształtu, właściwości mechanicznych cieczy. Dla dużych amplitud drgań istnieje olbrzymie bogactwo możliwych konfiguracji. Badanie matematycznych możliwości związane jest z *równaniami Naviera–Stokesa*. Prawie dwieście lat później ciągle nie rozumiemy w pełni tego zjawiska.

Za Faradayem możemy postawić sobie analogiczne pytanie w odniesieniu do fal grawitacyjnych. Choć czasoprzestrzeni nie możemy umieścić w kosmicznym talerzu, to stojące fale grawitacyjne mogą powstać wskutek niejednorodności kosmicznego Wielkiego Wybuchu, z którego wyłonił się nasz Wszechświat (Wszechświat jest jednorodny i izotropowy tylko w statystycznym sensie). Jeśli pominiemy trudności techniczne i spojrzymy w byt może odległą przyszłość, to cylindryczne stojące fale gra-

witacyjne będzie można prawdopodobnie wygenerować w laboratorium za pomocą elektromagnetycznego rezonatora wężkowego. Równania Einsteina są o wiele bardziej skomplikowane od równań Naviera–Stokesa, więc jak można przypuszczać, matematyczne badania grawitacyjnych fal stojących nie należą do łatwych. Pomimo to odkryliśmy, iż nawet proste modele „zabawkowe” takich fal dopuszczają istnienie niezmiernie złożonych zjawisk – na przykład ruch drobnej cząstki w czasoprzestrzeni odpowiadającej cylindrycznej grawitacyjnej fali stojącej może być chaotyczny. Pionierem badań chaosu pod koniec dziewiętnastego wieku był wspomniany wcześniej Henri Poincaré.

Rodzaj chaosu deterministycznego, który w modelu cylindrycznym wywołany zostaje przez grawitacyjne fale stojące, jest bardzo interesujący. Wiąże się on z istnieniem *sieci heteroklinicznej* w przestrzeni fazowej możliwych ruchów cząstki. W teorii układów dynamicznych sieci heterokliniczne pełnią ważną rolę. Za ich pomocą

można modelować procesy decyzyjne niektórych zwierząt, a także przetwarzać informacje, czyli prowadzić obliczenia. Choć badania fal grawitacyjnych prowadzone w Zakładzie są ściśle matematyczne i oddzielone barierą technologiczną od potencjalnych zastosowań, to fakt, iż wibracja pustej czasoprzestrzeni (rozważane fale grawitacyjne odpowiadają próżniowym rozwiązaniom równań Einsteina) może zostać użyta do modelowania skomplikowanych zjawisk, takich jak procesy decyzyjne, wydaje się nader obiecujący.

Alternatywne teorie grawitacji oraz grawitacyjne fale stojące, to tylko dwa przykłady zagadnień badanych w ZARiK UJ. Rozwój technologii spowodował, iż na przestrzeni ostatnich kilku lat OTW Einsteina przeżywa swój rozkwit: choć bardzo trudno testować tę teorię w laboratoryjnych warunkach, to olbrzymią ilość napływających danych astronomicznych można obecnie skonfrontować z wizją Kosmosu wynikającą z równań odkrytych przez Einsteina ponad sto lat temu.

Jerzy Plebański (1928–2005)

Piotr Kielanowski*

Departamento de Física, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV) Ciudad de México, Mexico (Wydział Fizyki, Centrum Badań i Studiów Zaawansowanych Meksykańskiej Politechniki Narodowej, miasto Meksyk, Meksyk)

Maciej Przanowski

Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej

Jerzy Franciszek Plebański urodził się 7 maja 1928 w Warszawie. Pochodził z rodziny ziemiańskiej o ogromnych aspiracjach i osiągnięciach w nauce i szkolnictwie, rodziny, w której zawsze żywe były tradycje pracy dla społeczeństwa i polskie tradycje patriotyczne. Pradziadek, Józef Kazimierz Plebański (1831-1897) był wybitnym historykiem, profesorem Szkoły Głównej w Warszawie, redaktorem Biblioteki Warszawskiej, współredaktorem *Encyklopedii Wychowawczej*, współautorem *Encyklopedii Powszechnej* Olgerbranda i autorem wielu znakomitych publikacji naukowych. Ojciec Jerzego, Józef Adam Plebański (1887-1967) ukończył Politechnikę w Charlottenburgu. Był znanym elektrykiem-radiotechnikiem, dyrektorem technicznym pierwszych polskich przedsiębiorstw radiotechnicznych: Polskiego Towarzystwa Radiotechnicznego, Polskich Zakładów „Marconi”. Był założycielem Stowarzyszenia Radiotechników Polskich (1921) i jednym z najaktywniejszych wynalazców polskich w dziedzinie radiotechniki. Miał na swym koncie około 200 patentów znanych także w Niemczech, Anglii, Francji i USA. Brat Józefa Adama, ukochany stryj Jerzego, Stanisław Plebański (1889-1954) posiadał dyplom inżyniera Ecole des Ponts et Chaussées i zatrudniony był przy budowie mostów na Amurze, Bohu i Dnieprze. We Francji został oficerem Legii Cudzoziemskiej. W randze kapitana wrócił do Polski i wziął udział w wojnie przeciwko bolszewikom (1919- 1920), a następnie w powstaniu śląskim. Po wojnie brał udział w odbudowie Warszawy i życiu politycznym (był jednym z założycieli Stronnictwa Pracy; łączyła go bliska znajomość z Władysławem Sikorskim). Równocześnie wykładał na Politechnice Warszawskiej. W czasie II wojny światowej, najpierw ranny, potem więziony i katowany przez Gestapo w Berlinie i na Pawiaku. Po wojnie aresztowany w 1949 przez UB. Przenoszony z więzienia do więzienia (pod specjalnym nadzorem NKWD) i torturowany wyszedł po 4 latach i wkrótce

zmarł. Stanisław Plebański wywarł duży wpływ na Jerzego, którym się przez pewien czas blisko opiekował. To on także nauczył bratanka grać w szachy, grę, która była pasją Jerzego przez całe życie. Mówiąc o rodzinie Jerzego nie sposób nie wspomnieć o dwóch jego kuzynkach, siostrach: Barbarze i Janinie Plebańskich, łączniczkach batalionu Zośka, które zginęły w Powstaniu Warszawskim w 1944, oraz o kuzynach, ppor. Stanisławie Łopacińskim, który poległ w czasie wojny obronnej we wrześniu 1939 i jego bracie ppor. Andrzeju Łopacińskim, który zginął w pierwszym dniu Powstania Warszawskiego, a z którym Jerzy był wcześniej bardzo związany. Przyrodnia siostra Barbary i Janiny, Zoja Plebańska (1911-2011) wstąpiła do zakonu Brygidek i Jerzy utrzymywał z nią korespondencyjnie serdeczną więź aż do swojej śmierci. W czasach młodości był także w bliskich i serdecznych kontaktach ze swoim bratem stryjecznym, synem Tadeusza Plebańskiego (1893-1976), Tomaszem Plebańskim (1930-1994) wybitnym chemikiem, doktorantem prof. Wojciecha Świętosławskiego, następnie profesorem nauk chemicznych, współtwórcą metod otrzymywania penicyliny i innych antybiotyków w Polsce, a także współtwórcą polskiej metrologii fizykochemicznej. Jerzy miał młodszego brata Jana, który był człowiekiem wszechstronnie uzdolnionym. Córka Jana, bratanica Jerzego, dr hab. Jolanta Talbierska, znakomita specjalistka historii kultury Oświecenia, szczególnie historii grafiki, była dyrektorką Biblioteki Uniwersyteckiej w Warszawie (2013-2018) kontynuując tym tradycje rodzinne z czasów prof. Józefa Kazimierza Plebańskiego.

Ta z konieczności bardzo ograniczona historia najbliższej rodziny Jerzego Plebańskiego daje jednak pewien pogląd, w jakiej atmosferze wzrastał i w jakiej tradycji był wychowywany oraz jakie wartości były mu bliskie przez całe życie. Gdy wybuchła II wojna światowa Jerzy ma 11 lat. Uczy się w domu i na tajnych kompletach. Po wojnie kończy Państwowe Liceum im. Odrowążów w Chorzowie (1947) i w tym samym roku zostaje

*ORCID: 0000-0003-3645-7443



Fot. 1. Jerzy Plebański bardzo młody (z archiwum Piotra Kielanowskiego)

studentem fizyki Uniwersytetu Warszawskiego na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym otrzymując indeks studencki nr 9328. Z tego indeksu można wyczytać, jak wybitnym był studentem i jak znakomitych miał wykładowców. Byli wśród nich profesorowie: Waclaw Sierpiński, Kazimierz Kuratowski, Andrzej Sołtan, Stefan Pieńkowski, Andrzej Mostowski, Karol Borsuk, Włodzimierz Zonn, Witold Pogorzelski, Czesław Biało-brzeski, Wiktor Kemula, Wojciech Rubinowicz i Leopold Infeld. Ci dwaj ostatni odegrali kluczową rolę w rozwoju naukowym Jerzego Plebańskiego. Profesor Wojciech Rubinowicz, fizyk teoretyk o znaczących osiągnięciach w tworzeniu mechaniki kwantowej, były student noblisty Arnolda Sommerfelda, zaproponował Jerzemu asystenturę już po dwóch latach studiów (1949). (Nawiasem mówiąc w tym samym roku asystenturę proponował Plebańskiemu także prof. Kuratowski jednak z zastrzeżeniem, że Jerzy powinien przenieść się na studia matematyczne. Przyjaciół ojca, wybitny elektronik prof. Janusz Groszkowski doradził jednak kontynuowanie studiów fizycznych i Jerzy posłuchał tej rady). W 1951 kończy studia przedstawiając swoją pracę magisterską, a już w 1952 zostaje mianowany docentem nie posiadając jeszcze stopnia naukowego doktora. Stopień ten uzyskuje w 1954 na podstawie rozprawy *O funkcji stanu w kwantowej teorii pola* wykonanej pod kierunkiem prof. Rubinowicza. W tym też czasie rozwija się coraz ściślejsza współpraca naukowa Jerzego z prof. Leopoldem Infeldem, który w roku 1950 powrócił z Kanady do Polski, do Warszawy, będąc powszechnie uznanym w świecie autorytetem w dziedzinie ogólnej teorii względności, bliskim współpracownikiem Alberta Einsteina, a także innych znakomitych naukowców jak matematyk Bartel Leendert van der Waerden, czy jeden z twórców mechaniki kwantowej, noblista Max Born. Pierwsza wspólna praca naukowa Infelda i Plebańskiego ukazuje się w 1953 w *Acta Physica Polonica*. Potem tych wspólnych prac będzie coraz więcej. Ukoronowaniem jest znakomita, powszechnie znana i cytowana przez relatywistów monografia: L. Infeld, J. Plebański, *Motion*

and Relativity (Pergamon Press, New York, and PWN, Warszawa, 1960). W tym samym czasie (1955) Plebański publikuje wspólnie z Romanem Kulikowskim (później profesorem, wybitnym polskim specjalistą w dziedzinie automatyki) prace z elektrotechniki. W 1956 zostaje zaproszony do Związku Radzieckiego do słynnego Instytutu Lebidiewa. Tu poznaje wielkiego fizyka rosyjskiego, wkrótce noblistę, Igora Tamma, z którym połączyła Jerzego szczerą przyjaźń przez następne lata. Poznaje wówczas także przyszłego noblistę, genialnego Lwa D. Landaua będącego od wielu lat profesorem w Instytucie Problemów Fizycznych w Moskwie. W Instytucie Fizyki na Hożej jest promotorem około 20 prac magisterskich, między innymi takich wybitnych fizyków jak Andrzej Trautman czy Iwo Białynicki-Birula. Ponadto, jak przyzna kiedyś sam Infeld, Plebański kierował pracami doktorskimi Róży Michalskiej, Włodzimierza Tulczyjewa, Stanisława Bażańskiego i Andrzeja Trautmana. Nie był promotorem tych prac, gdyż w czasie ich promocji przebywał na stypendium za granicą. W latach 1956-1958 jest prodziekanem Wydziału Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W 1958 otrzymuje stypendium Rockefellera, co umożliwia mu wyjazd do Stanów Zjednoczonych. Przez pierwszy rok (1958-1959) przebywa w Institute of Advanced Studies w Princeton. Słucha tam wykładów Paula A.M. Diraca i Chen N. Yanga. Zaprzyjaźnia się także z Johnem Stachelem, Peterem Havasem i Johnem A. Wheelerem. Z dwoma pierwszymi napisze wspólne prace. Drugi rok (1959-1960) spędza jako visiting professor w Department of Physics na University of California (UCLA). W tym czasie ukazuje się kilka ważnych prac Plebańskiego, z których przynajmniej trzy mają fundamentalne znaczenie. Jedna dotyczy rozpraszania fali elektromagnetycznej przez pole grawitacyjne układu izolowanego i przedstawia także ogólną teorię ugięcia promieni świetlnych (J. Plebański „Electromagnetic waves in gravitational fields” *Physical Review*, **118**, 1396 (1960)), a następne dwie poświęcone są problemowi ruchu w ogólnej teorii względności: B. Bertotti, J. Plebański „Theory of gravitational perturbations in the fast motion approximation” *Annals of Physics*, **11**, 169 (1960)), J. Plebański, S. Bażański „The general Fokker action principle and its application in general relativity theory” *Acta Physica Polonica*, **XVIII**, 307 (1959)). W UCLA spotyka znanego fizyka meksykańskiego Alfredo Banosa, który po raz pierwszy opowiada Jerzemu o powstającej właśnie w Mexico City placówce naukowej: Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV del IPN), która w zamyśle twórców ma być meksykańskim odpowiednikiem Instytutu w Princeton. Jak się później okazało spotkanie z Banosem decydująco wpłynęło na dalsze życie Plebańskiego. Na razie jednak wraca on do Warszawy (1960). Współpraca naukowa Infelda i Plebań-

skiego dobiegła kresu. Spowodowane to było znaczną różnicą charakterów, ale też różnicą w podejściu do rozwiązywania problemów fizycznych. Plebańskiego raziła nadmierna (w jego przekonaniu) ceremonialność i pompatyczność Infelda. Infeldowi nie podobało się zamiłowanie Jerzego do zbyt (w mniemaniu Infelda) poświęcania uwagi rozważaniom formalnym rozwiązywanych problemów. Plebański zawsze miał niezwykłą łatwość dokonywania skomplikowanych i żmudnych manipulacji algebraicznych. Miało się wrażenie, że otrzymywane po wielu przekształceniach formuły mają dla niego znaczenie metafizyczne. Dlatego też każdy rozwiązywany problem był przez Jerzego „przeliczony” ze wszystkimi możliwymi szczegółami i mogło się wydawać czytelnikowi, że główne zagadnienie ginie w gąszczu przekształceń matematycznych. To było powodem krytyki ze strony Infelda. Plebański z kolei miał żal do swojego mentora o to, że ten nie zamieścił w monografii *Motion and Relativity* pewnych nowych rezultatów Jerzego dotyczących zagadnienia ruchu ciał rozciągniętych w ogólnej teorii względności. (Rezultaty te były zbieżne z późniejszymi wynikami Subrahmanyana Chandrasekhara.) Tak czy owak dawna owocna współpraca naukowa tych dwóch wybitnych relatywistów przeszła już do historii. Nie wpłynęło to jednak na fakt, że prof. Infeld w liście do Dziekana Wydziału Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego prof. Juliana Bondera w ciepłych słowach poparł starania Instytutu Fizyki Teoretycznej UW o nadanie Plebańskiemu tytułu profesora nadzwyczajnego. Za kilka lat odwiedzi też Jerzego w Meksyku i spędzą wspólnie miły czas. W latach 1960-1962 Plebański jest ponownie prodziekanem Wydziału Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W dalszym ciągu pracuje wraz ze swoimi uczniami Bogdanem Mielnikiem i Joanną Ryteń (później żoną wybitnego relatywisty i przyjaciela Jerzego, Ivora Robinsona) nad różnymi problemami zagadnienia ruchu w teorii grawitacji Einsteina. Współpracuje także z innymi młodymi polskimi fizykami i współpraca ta nie ogranicza się jedynie do murów Instytutu na Hożej. Bardzo często przenosi się do kawiarni czy restauracji, gdzie w oparach dymu papierosowego dyskutowano na tematy naukowe, ale także dotyczące kultury czy filozofii. Efektem tych dyskusji będzie potem wspólna znakomita książka popularyzująca współczesną fizykę (J. Plebański, S. Bażański, B. Mielnik, J. Ryteń *Znane i nieznanne* Iskry, Warszawa 1963). Plebański w tym pierwszym „młodzieńczym” okresie po studiach, jako wschodząca gwiazda fizyki teoretycznej bierze aktywny udział w życiu kulturalno-towarzyskim stolicy. Jest częstym bywalcem salonu literackiego Ireny Krzywickiej. Poznaje tam znakomitości ówczesnej polskiej kultury. Jest mile widzianym gościem z tego także powodu, że roztaczał naukową opiekę nad synem Krzywickiej, An-

drzejem Krzywickim studiującym fizykę na Uniwersytecie Warszawskim (później profesorem fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Paryskim w Orsay). W swojej książce *Diabelski młyn* Krzywicki wspomina: (...) *Z polecenia Leopolda Infelda, szefa Instytutu Fizyki Teoretycznej przy Hożej, bardzo mile opiekował się mną na odległość ówczesny docent, a później profesor Plebański. Wyzначzył mi lektury, matka odwiedzając mnie przywoziła mi książki. Przy czym główną lekturą, nie wiem, kto tak postanowił, Plebański czy Infeld, był kurs fizyki teoretycznej Landaua i Lifszycy (...) Plebański uważał, że jeżeli jestem coś wart, dam sobie radę (...)* (Andrzej Krzywicki *Diabelski młyn* Czytelnik, Warszawa 2005, ss. 66-67). Podczas intensywnej pracy nad monografią *Motion and Relativity*, Infeld i Plebański często wyjeżdżali do Nieborowa. Tam Jerzy poznał Marię Dąbrowską. W *Dziennikach* pisarki zachował się fragment wspomnień z dyskusji o sytuacji w Polsce przed październikiem 1956, w której to dyskusji Plebański brał czynny udział.

Pisze Dąbrowska: 31 V 1956. Czwartek. Boże Ciało (...) *Po obiedzie Infeld zaprosił mnie i Pniewskiego do siebie na czarną kawę, aby nam przeczytać projekt swego przemówienia na sesję ogólną PAN-u. Prosił o zdanie. (...) Trzeba dobrze przemyśleć, o co nam idzie, czy o wygadanie się, ulżenie sobie i wywarcie „dobrego wrażenia” na opozycyjnym społeczeństwie, czy o rzeczywiste efekty, jakie byłyby praktycznie do osiągnięcia. Infeld tylko częściowo ze mną się zgodził, za to poparł mnie i dobrze rozwinął moją myśl asystent Infelda, docent Plebański. Także ponieważ Pniewski, ale ten już zanadto praktyczny. W każdym razie w Akademii przygotowuje się jakiś ferment (...)* (Maria Dąbrowska *Dzienniki 1951-1957* Czytelnik, 1988, vol 4, ss. 263-264).

Pod koniec lipca 1962 roku w Jabłonnej pod Warszawą ma miejsce Konferencja Grawitacyjna, która, dzięki sławie Infelda skupiła najwybitniejszych w świecie relatywistów. Jerzy bierze oczywiście w niej czynny udział. Poznaje wielu fizyków, z którymi będzie często spotykał się w życiu prywatnym i w czasie wielu innych konferencji. Z niektórymi z nich, jak np. Ivozem Robinsonem, Alfredem Schildem czy Frederickiem Ernstem, będzie w przyszłości współpracował naukowo i publikował wspólne prace. Szczególna więź sympatii połączyła go także z innym uczestnikiem konferencji, genialnym Richardem Feynmanem. W liście pisanym z Grand Hotelu w Warszawie do swojej żony Gweneth opisuje Feynman wizytę w małym mieszkanku na ul. Nowolipki, które wówczas dzielił Jerzy ze swoją drugą żoną Anną z d. Łazarowicz: *Najdroższa Gweneth!... Pewnego wieczora poszedłem do domu jednego z polskich profesorów (młody, młoda żona). Siedem jardów kwadratowych powierzchni mieszkalnej na głowę, ale mieli z żoną szczęście: dwadzieścia jeden jardów przypada na pokój, kuchnię i łazienkę.*

Był trochę stremowany z powodu swoich gości (mnie, profesora Wheelera, jego żony i jeszcze jednej osoby) i prawie przeproszał, że ma tak małe mieszkanie. (...) Ale jego żona była zupełnie na luzie i całowała syjamskiego kota imieniem Bubuś, tak jak ty Kiwiego. Dostarczyła nam świetnej rozrywki – przed jedzeniem stół trzeba było przynieść z kuchni, a do tego celu należało najpierw zdjąć z zawiasów drzwi do łazienki. (...). Doskonale gotuje i wszystkim nam bardzo smakowało” (Richard P. Feynman *A co ciebie obchodzi, co myślą inni. Dalsze przypadki ciekawego człowieka* Wydawnictwo Znak, Kraków 1997, s. 61). Plebański będzie w przyszłości gościem w domu Feynmana w Pasadenie. Tymczasem staje przed zupełnie nowym wyzwaniem. Wybitny neurofizjolog meksykański profesor Arturo Rosenblueth, dyrektor nowopowstałego centrum naukowego CINVESTAV, zaprasza Jerzego do Meksyku z propozycją tworzenia Departamentu Fizyki. Oczywiście kandydaturę Plebańskiego zasugerował poznany wcześniej w USA Alfredo Banos, na którym błyskotliwość i energia młodego polskiego fizyka zrobiły ogromne wrażenie. Plebański przyjmuje zaproszenie i pod koniec lata 1962 leci do Meksyku. W drodze dowiaduje się o przyznaniu mu tytułu profesora nadzwyczajnego. Ma 34 lata. Wkrótce do Meksyku przybywa też jego asystent i przyjaciel Bogdan Mielnik, a w 1963 roku dołącza także żona Jerzego, Anna. Jerzy Plebański jest pierwszym kierownikiem Departamentu Fizyki w CINVESTAV. Prowadzi szereg kursów z teorii względności i mechaniki kwantowej. Notatki z tych wykładów są publikowane jako monografie centrum naukowego CINVESTAV. W tym okresie pracuje głównie nad: (a) klasyfikacją algebraiczną tensora energii-pędu i (b) ogólnym sformułowaniem elektrodynamiki nieliniowej. Tensor energii-pędu pojawia się w równaniach Einsteina i opisuje wpływ materii na geometrię czasoprzestrzeni. Jest zatem jednym z fundamentalnych obiektów teorii grawitacji. Klasyfikację wykorzystującą własności algebraiczne tego obiektu podał Aleksei Z. Petrov w 1961 roku. Plebański podjął ten temat jeszcze raz i opracował szczegółową klasyfikację algebraiczną tensora energii-pędu wykorzystując formalizm tetradowy i spinorowy. Przeanalizował także ewentualne realizacje fizyczne poszczególnych typów algebraicznych. Opublikowana na ten temat obszerna praca: J. Plebański „The algebraic structure of the tensor of matter” *Acta Physica Polonica*, XXVI, 963 (1964), wzbudziła ogromne zainteresowanie, była wielokrotnie cytowana i metody tam stosowane wykorzystywali inni autorzy w analizie algebraicznej podobnych obiektów pojawiających się w teorii względności. Z kolei zainteresowanie Plebańskiego elektrodynamiką nieliniową ma niewątpliwie swoje źródło w słynnej pracy Borna i Infelda poświęconej analizie elektrodynamiki nieliniowej szczególnego rodzaju, znanej obecnie jako elek-

trodynamika nieliniowa Borna-Infelda. Plebański rozważał teorię elektrodynamiki nieliniowej w ogólnym przypadku. Jedną z zaskakujących konkluzji tych rozważań była możliwość rozchodzenia się zaburzeń pola z prędkością większą od prędkości światła w próżni. Wynik ten wydał się Jerzemu absurdalny i wstrzymał się z jego publikacją. Zamieścił go jedynie w monografii centrum CINVESTAV z 1966 roku, będącej kopią jego notatek do wykładu. Podobny rezultat otrzymał Guy Boilla, który jednak nie wahał się go opublikować w 1966. Kompletny wykład pionierskich osiągnięć Plebańskiego w elektrodynamice nieliniowej w tamtym okresie zawarty jest w publikacji Nordic Institute for Theoretical Physics (NORDITA): J. Plebański *Lectures on non-linear electrodynamics* (NORDITA, Copenhagen 1970). W tym czasie w Meksyku ma dwóch wybitnych doktorantów. Byli to Bogdan Mielnik (1964) i Rodrigo Pellicer Basañez (1968). Warto dodać, że Mielnik był pierwszym doktorantem Departamentu Fizyki CINVESTAV. W 1964 roku zmienia się sytuacja rodzinna Plebańskiego. Rodzi się córka Magdalena, światowej sławy specjalistka w dziedzinie biomedycyny; w szczególności pracuje nad znalezieniem efektywnych szczepionek na malarię i raka. Jest obecnie profesorem w Royal Melbourne Institute of Technology i w Monash University w Melbourne. Jerzy miał także z pierwszego małżeństwa syna Stanisława (1951-2008).

W 1967 Plebańscy wracają do Warszawy i Jerzy rzuca się w wir pracy w Instytucie na Hożej. Skupia wokół siebie fizyków zainteresowanych różnymi problemami fizyki matematycznej i ogólnej teorii względności. Wśród nich są między innymi: Stanisław Bazański, Bogdan Mielnik, Marek Demiański, Antoni Sym, Anatol Odziejewicz, Andrzej Krasieński, Jan Slavik, Jerzy Kowalczyński, Krzysztof Rózga i, dojeżdżający z Łodzi, Maciej Przanowski. Plebański jest promotorem prac doktorskich Andrzeja Krasieńskiego (1973) i Jana Slavika. Pozostali doktoranci Plebańskiego, którzy rozpoczęli pracę nad rozprawami doktorskimi, kończyli je u innych promotorów, ponieważ Jerzy w okresie finalizacji ich prac był już ponownie w Meksyku. Problemy, które głównie wówczas interesowały Plebańskiego to: (c) formuła Bakera–Cambella–Hausdorffa (BCH) w przypadku ciągłym, (d) algebra Moyala i alternatywne do operatorowego sformułowanie mechaniki kwantowej, (e) nowe klasy rozwiązań równań Einsteina i Einsteina–Maxwella, (f) uogólnienie twierdzenia Goldberga–Sachsa (g) metody analizy zespolonej w teorii względności. Ukoronowaniem rozważań na temat formuły BCH jest obszerny artykuł: I. Białyński-Birula, B. Mielnik, J. Plebański „Explicit solution of the continuous Baker–Cambell–Hausdorff problem and a new expression for the phase operator” *Annals of Physics* 51, 187 (1969), gdzie podano rozwinięcie w szereg perturbacyjny wzoru BCH. Plebański jest także

zafascynowany pracą J.E. Moyala z 1949, w której autor, korzystając z wcześniejszych wyników Hermanna Weyla i Eugene'a Wignera, przedstawia mechanikę kwantową jako teorię statystyczną na przestrzeni fazowej. Komutator operatorów w mechanice kwantowej jest zastąpiony uogólnionym nawiasem Poissona odpowiednich funkcji, nazywanym obecnie nawiasem Moyala. Jerzy poświęcił cały cykl wykładów dla studentów matematyki na ten temat (ćwiczenia do niego prowadził Piotr Kielanowski). Z tego kursu zostały opublikowane w 1969 notatki w języku polskim jako preprint Uniwersytetu Mikołaja Kopernika Toruniu. Kilka lat później Jerzy poinformował Daniela Sternheimera o ideach Moyala, a Moshe Flato, z którym Sternheimer współpracował, przetłumaczył preprint na język angielski. Zainspirowana tą tematyką cała grupa z Collège de France opublikowała w 1978 w *Annals of Physics* dwie prace, które dały początek nowej dziedzinie – kwantowaniu przez deformację. Można śmiało stwierdzić, że Plebański otworzył oczy środowisku matematyków i fizyków na ogromne znaczenie tej nowej dziedziny. Po 25 latach wróci do niej ze swoimi współpracownikami i okaże się, że formalizm kwantowania przez deformację można efektywnie stosować także w teorii pola, teorii strun, jak też w grawitacji zespolonej. W drugim okresie warszawskim, jak można nazwać pobyt Plebańskiego w Polsce po powrocie z Meksyku, intensywnie pracuje on też nad znalezieniem nowych rozwiązań równań Einsteina w próżni ze stałą kosmologiczną oraz równań Einsteina–Maxwella. Pierwsze rezultaty tych poszukiwań opublikowane zostały w artykułach jego autorstwa w latach 1974–1975 (zatem już w czasie ponownego pobytu w Meksyku). Ostateczna wersja ukazała się w znakomitej, wspólnej pracy z Markiem Demiańskim: J.F. Plebański, M. Demiański „Rotating, charged and uniformly accelerating mass in general relativity” *Annals of Physics* 98, 98 (1976). Rozwiązanie podane w tej pracy nazywane dzisiaj *metryką Plebańskiego–Demiańskiego* zawiera 7 parametrów i jest to najogólniejsza metryka próżniowa (ze stałą kosmologiczną Λ typu D według klasyfikacji algebraicznej Petrova–Penrose'a. Praca Plebańskiego i Demiańskiego jest jedną z podstawowych prac z dziedziny ścisłych rozwiązań równań Einsteina i jest szeroko cytowana (ponad 500 cytowań). Następny problem, któremu Plebański zaczął poświęcać więcej uwagi, to możliwość uogólnienia twierdzenia Goldberga–Sachsa na przypadek istnienia materii. Oryginalne twierdzenie głosi: próżniowa metryka jest algebraicznie specjalna w sensie klasyfikacji Petrova wtedy i tylko wtedy, gdy dopuszcza ona istnienie kongruencji zerowych geodezyjnych bez ścinania. Pamiętając o swojej klasyfikacji algebraicznej tensora energii–pędu Plebański myślał o przebadaniu, jak twierdzenie Goldberga–Sachsa funkcjonuje dla różnych typów materii. Chodziło zwłaszcza o szerszy problem

związku pomiędzy klasyfikacją Petrova–Penrose'a tensora Weyla a klasyfikacją tensora energii–pędu Plebańskiego. Częstkowe rezultaty dotyczące tych zagadnień pojawiły się już po wyjeździe z Polski. Wtedy także niezwykle twórczo rozwinął ostatni z wymienionych powyżej problemów, tj. czy metody analizy zespolonej mogą istotnie pomóc w rozwiązywaniu zagadnień teorii względności. Plebański w swoich pracach dotyczących rozwiązań typu D zauważył, że stosowanie rachunku zespolonego znacznie upraszcza analizę tych rozwiązań. Tak rozpoczęło się zainteresowanie Jerzego tym tematem, co w niedługim czasie doprowadziło do pionierskich osiągnięć. Póki co nie był w stanie całej swojej energii poświęcić na rozwiązywanie postawionych sobie problemów naukowych, ponieważ dużo czasu pochłaniała mu praca administracyjna. W 1968 uzyskał tytuł profesora zwyczajnego i w niełatwym dla Uniwersytetu Warszawskiego okresie 1969–1973 Plebański pełnił funkcję jego prorektora ds. naukowo-badawczych. W 1973 został ponownie zaproszony do Meksyku i pod koniec tego roku wyjechał z Polski, jak się potem okazało, już na stałe. Objął profesurę w Departamento de Física w CINVESTAV. Wkrótce jednak dają o sobie znać niedawne napięcia związane z usiłowaniami połączenia pracy naukowej i administracyjnej, a także nadmierne palenie papierosów. Jerzy ma rozległy zawał serca. Dzięki szybkiej interwencji lekarskiej i rehabilitacji udaje się uratować mu życie i doprowadzić do dawnej aktywności. Jednak na pewien czas musi zrezygnować z wyczerpującej pracy naukowej. Rekompensuje to sobie malując obrazy. Są to obrazy symboliczne ale także portrety, np. filozofa i mistyka Rudolfa Steinera czy ulubionego pisarza Aldousa Huxleya. Wiele z nich przedstawia koty, które według Plebańskiego miały symbolizować jego bliskich i znajomych. Kot był zresztą ukochanym zwierzęciem Jurka. W domu Plebańskich zawsze mieszkaly kotki i każda kolejna nosiła imię Bubcia (według Jerzego było to zdrobnienie imienia egipskiej bogini miłości, muzyki a także kotów, Boubastis). Niektóre obrazy Jerzego znajdują się obecnie w Departamento de Física w CINVESTAV. W okresie rekonwalescencji bardzo dużo czytał (zawsze bardzo dużo czytał). Kochał książki. Był znawcą literatury *science fiction* i literatury ezoterycznej. Dużo także grał w swoje ukochane szachy. Powoli wracał do pełni sił. W tym czasie pojawił się skrypt J. Plebański *Spinors, Tetrads and Forms* (Monograph of CINVESTAV, México, 1974) wydany w formie kopii rękopisu autora. Był to absolutny ewenement w literaturze światowej. Autor w niezwykle jasny i oryginalny sposób przedstawił ówczesny stan wiedzy na temat metod algebry i analizy spinorowej i tetradowej w ogólnej teorii względności. Wielka szkoda, że do dnia dzisiej-



Fot. 2. MAGICZNY KOT – obraz namalowany przez Jerzego Plebańskiego (z archiwum Piotra Kielanowskiego)

szego nie ma wydania książkowego tego skryptu. Na konferencji grawitacyjnej w Syracuse Plebański dowiedział się od Teda Newmana o odkrytej przez niego *przestrzeni niebiańskiej* (H -space). Jest to 4-wymiarowa zespolona różniczkowa obdarzona metryką holomorficzną spełniającą próżniowe równania Einsteina, której tensor Weyla jest samodualny. Przestrzenie tego typu pojawiły się w naturalny sposób w trakcie studiów Newmana nad czasoprzestrzeniami asymptotycznie płaskimi. W czasie tej samej konferencji okazało się także, że Roger Penrose w odkrytym przez siebie w 1968 i intensywnie rozwijanym formalizmie twistorowym także dochodzi do przestrzeni niebiańskiej, która jest tu interpretowana jako *nieliniowy grawiton*. Plebański po dyskusjach z Newmanem i Penrosem wrócił do Meksyku z nowymi ideami. Ponieważ, jak już pisaliśmy, od pewnego czasu był szczególnie zainteresowany metodami zespolonymi w teorii Einsteina, przystąpił z niespotykaną energią do pracy nad H -przestrzeniami. Mając do dyspozycji aparat matematyczny spinorów i tetrad przedstawiony w skrypcie *Spinors, Tetrads and Forms*, w bardzo krótkim czasie i w sposób niezwykle elegancki znajduje redukcję dziesięciu próżniowych zespolonych równań Einsteina dla holomorficznej metryki z samodualnym tensorem Weyla do jednego cząstkowego, nieliniowego równania różniczkowego drugiego rzędu na jedną funkcję holomorficzną. Funkcja ta definiuje metrykę przestrzeni niebiańskiej analogicznie, jak to jest w znanych w geometrii przestrzeniach Kählera. W dalszej części pracy znaj-

duje inną postać tego równania, tj. drugie równanie niebiańskie. Swoje wyniki publikuje w fundamentalnym artykule: J.F. Plebański "Some solutions of complex Einstein equations" *Journal of Mathematical Physics* 16, 2395 (1975). Praca ta wyznaczyła jeden z kierunków badań przestrzeni niebiańskich i ogólnie czasoprzestrzeni zespolonych na następne lata. Równocześnie, w tym samym numerze *Journal of Mathematical Physics* ukazują się inna przełomowa praca napisana wspólnie z jednym ze współpracowników Jerzego: J.F. Plebański, S. Hacyan „Null geodesic surfaces and Goldberg–Sachs theorem in complex Riemannian spaces” *Journal of Mathematical Physics* 16, 2403 (1975). Dzięki niej zainteresowano się głębszym sensem matematycznym i fizycznym klasycznego twierdzenia Goldberga-Sachsa, co doprowadziło do dalszych istotnych uogólnień tego twierdzenia przez uczniów i współpracowników Plebańskiego, a także innych matematyków i fizyków. Jerzemu nie dawała jednak spokoju idea uogólnienia pojęcia przestrzeni niebiańskiej na przypadek, gdy tensor Weyla nie jest samodualny. Okazało się to możliwe. Współpracował nad tym problemem z Ivorem Robinsonem i udało im się zredukować próżniowe zespolone równania Einsteina dla metryki holomorficznej do jednego cząstkowego, nieliniowego równania różniczkowego drugiego rzędu na jedną funkcję holomorficzną nawet w przypadku, gdy część antysamodualna (lub samodualna) tensora Weyla jest minimalnie algebraicznie zdegenerowana. Tego typu czasoprzestrzenie zespolone autorzy nazwali *przestrzeniami hiperniebiańskimi* (HH -spaces), odpowiednie równanie różniczkowe zaś *równaniem hiperniebiańskim*. Równanie to okazuje się być uogólnieniem drugiego, a nie pierwszego, równania niebiańskiego. Pionierska praca na ten temat: J.F. Plebański, I. Robinson „Left-degenerate vacuum metrics” *Physical Review Letters* 37, 493 (1976) oraz poprzednia praca na temat przestrzeni niebiańskiej wywołały dosłownie lawinę prac poświęconych zespolonej teorii względności. Szczególne zainteresowanie tą teorią wynikało z pewnej koncepcji sformułowanej przez Plebańskiego, która swe źródła ma w znakomitej pracy Trautmana: A. Trautman „Analytic solutions of Lorentz-invariant linear equations”, *Proc. Roy. Soc. A*, 270, 326 (1962), a także w późniejszych pracach Teda Newmana i innych (1965-1966). Koncepcja ta wyraża się konstatacją, że fizyczne rozwiązania próżniowych równań Einsteina można realizować jako lorentzowskie cięcia rzeczywiste rozwiązań zespolonych. Ten program, nazywany obecnie programem Plebańskiego, nie został ostatecznie zrealizowany, ale doprowadził do pewnych istotnych wyników i jest ciągle aktualny (patrz np. ostatnie prace Adama Chudeckiego). W tym okresie powstają wspólne prace Plebańskiego z wieloma jego współpracownikami, wśród których są między innymi: Ivor Robinson, Daniel J. Fin-

ley, Alfred. Schild, Frederick J. Ernst, Charles P. Boyer, Shahen Hacyan, Alberto García, Gerardo F. Torres del Castillo, Krzysztof Różga, Alan. L. Dudley, Maciej Przanowski. Nie zapomina także o swoich poprzednich zainteresowaniach i tworzy prace dotyczące ścisłych rozwiązań równań Einsteina i nieliniowej elektrodynamiki. Tutaj głównie ze współpracownikami i doktorantami takimi jak: Andrzej Krasieński, Jerzy Kowalczyński, Alberto García, Humberto Salazar, Sabás Alarcón Gutiérrez, Laura E. Morales Guerrero, Alan L. Dudley. W 1976 roku publikuje pracę, która okazała się prekursorem kwantowej teorii grawitacji według A. Ashtekara: J.F. Plebański „On the separation of Einsteinien substructures” *Journal of Mathematical Physics* 18, 2511 (1977). Wprowadzone tam przez Plebańskiego działanie (nazywane obecnie *działaniem t’Hoofta–Plebańskiego*) oraz samodualna koneksja (*zmiennie Plebańskiego–Ashtekara*) odgrywają kluczową rolę w jednej z wersji kwantowej grawitacji. Wydaje się, że okres 1974–1987 był najbardziej twórczym w karierze naukowej Plebańskiego. W Meksyku jest w tym okresie promotorem trzech prac doktorskich. Jego doktorantami są: Sabás Alarcón Gutiérrez (1979), Gerard F. Torres del Castillo (1982) i Laura E. Morales Guerrero (1984). Zaprasza do Departamento de Física swoich byłych studentów, a obecnie bliskich współpracowników z Polski, a także wielu innych zagranicznych fizyków. Departamento de Física CINVESTAV jest w tym czasie jednym z trzech (obok Uniwersytetów w Oxfordzie i Pittsburgu) najlepszych ośrodków na świecie zajmujących się zespoloną grawitacją. Nie wspomnieliśmy jeszcze o jednym bardzo wymagającym problemie, który absorbował Jerzego przez wiele lat. Był to problem znalezienia rozwiązań próżniowych typu N z twistem. W roku 1974 Isidore Hauser podał jedno takie rozwiązanie i od tego czasu nikt nie był w stanie znaleźć innego. Plebański próbował znaleźć nowe rozwiązania. W 1987 roku otrzymał sabbatical na CINVESTAV i wyjechał na University of



Fot. 3. Profesor Plebański w swoim gabinecie w Departamento de Física, CINVESTAV (z archiwum Piotra Kielanowskiego)

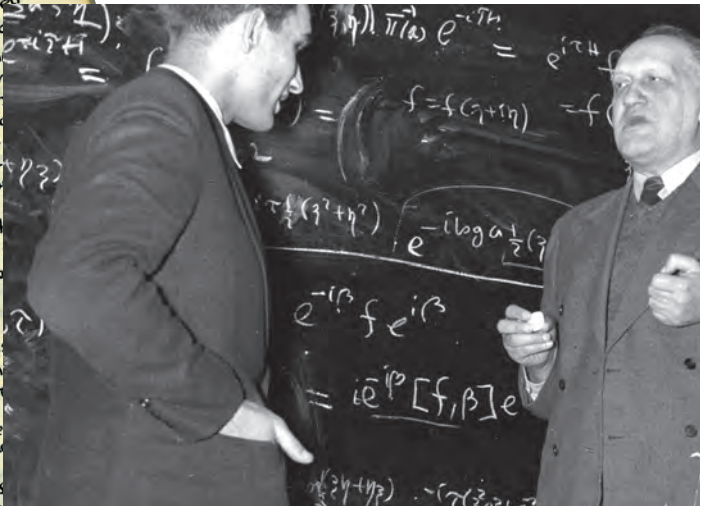
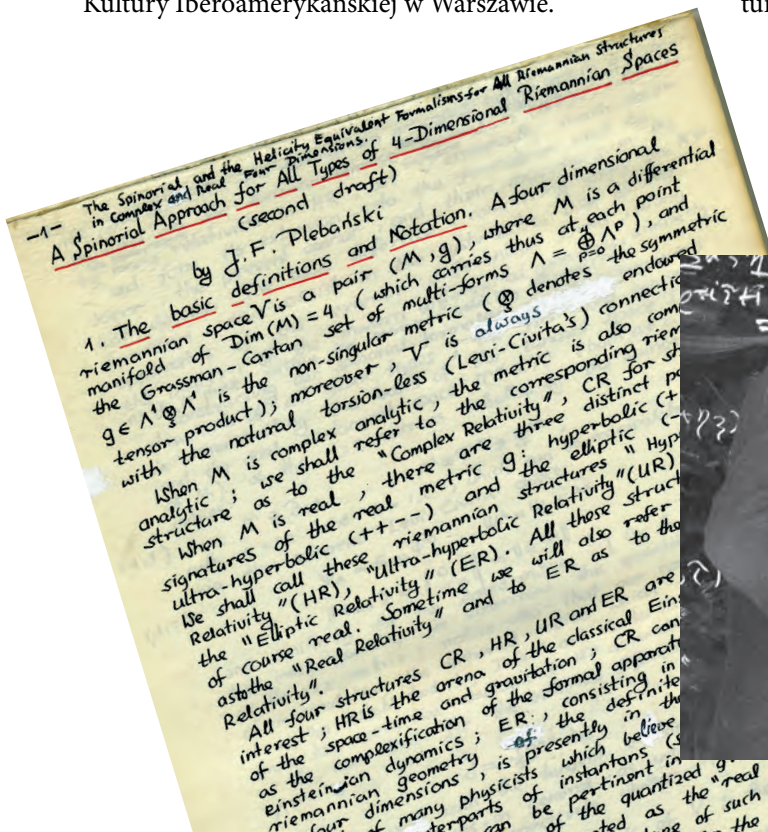
Albuquerque, do jednego ze swoich najbliższych współpracowników Daniela Finleya. Pracował tam, jak zwykle, bardzo intensywnie, tym bardziej, że sądził, iż rozwiązanie problemu jest na wyciągnięcie ręki. W trakcie tej wyczerpanej pracy miał wylew krwi do mózgu. Jego stan był bardzo ciężki. Opiekowała się nim córka Magdalena, która przyleciała do Albuquerque z Mexico City. Dyrekcja CINVESTAV i Departamento de Física zapewniała o swojej wszechstronnej pomocy dla Jerzego i żony Anny i rzeczywiście tę pomoc świadczyli. Plebański wraca do Meksyku po dwóch tygodniach, ale stan jego zdrowia jest nadal bardzo ciężki. Rozpoczyna się długa, żmudna rekonwalescencja. Pomimo wszechstronnej pomocy lekarskiej oraz opieki ze strony rodziny i współpracowników Jerzy nigdy już nie osiągnął dawnego stanu aktywności. Jednak dzięki swojej niezłomnej woli wraca do pracy naukowej. Wraz z współpracownikami, do których, oprócz tych wymienionych poprzednio, dołączają jeszcze: Hugo H. García Compeán, Francisco J. Turrubiates Saldivar, Leonardo Palacios Moron, Tonatiuh Matos, Ricardo Capovilla, Carlos Castro, Paweł Nurowski, zajmuje się swoimi poprzednimi ideami. Powstają prace na temat rozwiązań typu D , stabilnej klasyfikacji algebraicznej tensora Weyla i tensora energii-pędu w zespolonej grawitacji, zastosowań algebry Moyala w czasoprzestrzeniach zespolonych, w teorii pola i teorii strun, poszukiwań próżniowych rozwiązań typu N z twistem i inne. Od 1987 roku powstaje w sumie ponad 60 prac. Zamyka je opublikowana już po śmierci Jerzego monografia: J. Plebański, A. Krasieński *An Introduction to General Relativity and Cosmology* (Cambridge University Press, Cambridge 2006). Jest w tym okresie promotorem następnych trzech rozpraw doktorskich. Jego doktorantami są: Angelina R. Guzmán Sánchez (1991), Hugo H. García Compeán (1994) i Francisco J. Turrubiates Saldivar (2001). Jerzy bierze udział w wielu ważnych konferencjach. Ogromnie dużo czyta i gra w szachy. Choroba jednak nieubłaganie postępuje. Po wielu pobytach w szpitalu organizm Jerzego w końcu się poddaje. Jerzy Franciszek Plebański umiera nad ranem 24 sierpnia 2005 roku.

Opublikował około 190 prac, z których przynajmniej 20 miało pierwszorzędne znaczenie dla rozwoju teorii względności, elektrodynamiki nieliniowej i niektórych aspektów fizyki matematycznej. Pozostała po Jerzym Plebańskim także ogromna liczba rękopisów, które są obecnie szczegółowo analizowane.

Był członkiem Meksykańskiej Akademii Nauk. Otrzymał wiele nagród i odznaczeń: były to m.in.: Nagroda Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego I stopnia (1970), Medal Komisji Edukacji Narodowej (1973), Krzyż Kawalerski Orderu Odrodzenia Polski Polonia Restituta (1973), Krzyż Komandorski Orderu Orła Azteckiego (1976), medal Sociedad Mexicana de Física (1986), Krzyż Oficer-

ski Orderu Zasługi Rzeczypospolitej Polskiej (1998). Posiadał tytuł, Nacional Investigador Emeritus (od 1995). W latach 1970-1973 był Prezesem Towarzystwa Przyjaciół Kultury Iberoamerykańskiej w Warszawie.

W Polsce i w Meksyku pozostawił niezliczoną rzeszę uczennic i uczniów, na których na zawsze wycisnął piętno swojej niezwyklej osobowości, pracowitości i kultury, a przede wszystkim miłości do pracy naukowej.



Leopold Infeld i Jerzy Plebański (lata 50. XX w.)



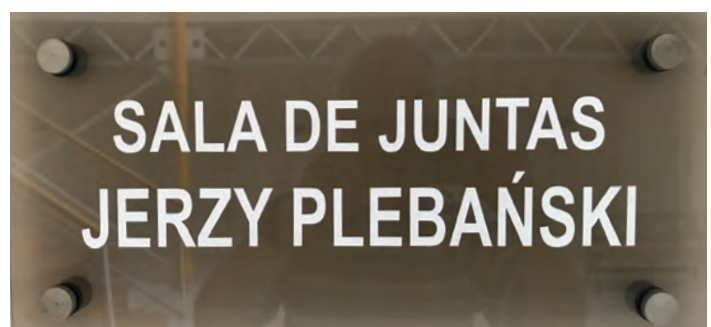
Maria Dąbrowska, Leopold Infeld, Jerzy Plebański (Nieborów, połowa lat 50. XX w.)



Jerzy Plebański, Anatol Odziejewicz, Antoni Sym (wczesne lata 70. XX w.)



Tablica przy wejściu do Biblioteki im. Jerzego Plebańskiego



Tablica na drzwiach byłego gabinetu Jerzego Plebańskiego w CINVESTAV – obecnie sali seminaryjnej jego imienia

Maria Danuta Kunisz (1924-1979)

Twórczyni krakowskiej szkoły optyki atomowej

(na podstawie niedokończonego wywiadu z siostrą uczoną, dr hab. Ewą Ściesińską (EŚ), kilku znalezionych dokumentów i zawodnej pamięci autorów)

Tomasz Dohnalik* (TD), Wojciech Gawlik (WG)**

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

Spotkaliśmy się na cmentarzu Rakowickim w Krakowie przy grobie Profesor Marii Danuty Kunisz 25.12.2019, w 40 rocznicę jej śmierci. Po tak długim czasie postanowiliśmy przypomnieć jej sylwetkę, równocześnie uzupełniając naszą wiedzę o wydarzenia z początkowego okresu jej życia, o których do tej pory mało wiedzieliśmy.

Udało nam się nawiązać kontakt z młodszą siostrą prof. Kunisz, dr hab. Ewą Ściesińską – fizyczką materii skondensowanej, która pracowała najpierw w Instytucie Fizyki UJ, a od 1992 roku w Instytucie Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego w Krakowie na stanowisku docenta. Ponieważ po śmierci męża doc. Ściesińska zamieszkała z rodziną pod Kielcami, a w Krakowie bywała sporadycznie, zgodziła się na telefoniczny wywiad z nami w lutym 2020 roku. Informacje uzyskane podczas tego wywiadu miały być uzupełnione w czasie planowanego pobytu Ewy Ściesińskiej w Krakowie w maju tegoż roku. Pani Docent obiecała, że właśnie wtedy przekaże nam dodatkowe dokumenty i uzupełni informacje. Niestety do spotkania nie doszło. Wybuchła pandemia i 02.09.2021 Ewa Ściesińska zmarła.

Mimo to postanowiliśmy podzielić się obszernymi fragmentami tego niedokończonego i nieautoryzowanego wywiadu, w którym przedstawiono okoliczności, w jakich Danuta Kunisz opuściła Wilno i znalazła się w Krakowie, gdzie stawiała swoje pierwsze naukowe kroki. Z uwagi na to, że zawarte tu są rozmaite fakty dotyczące początków krakowskiej fizyki po II wojnie światowej, zwłaszcza początków optyki i fizyki atomowej, a także powstania Zakładu Optyki Atomowej UJ, sądzimy, że ten tekst może być interesujący dla wielu czytelników.

Wywiad uzupełniliśmy o informacje pochodzące z części dokumentacji, którą rodzina bohaterki przekazała Wydziałowi Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, dokumentacji przechowywanej w Archiwum UJ, a także opracowań i artykułów dostępnych w czasopiśmie i w Internecie. Wykorzystaliśmy również zasoby naszej pamięci, wszak jesteśmy uczniami prof. Danuty Kunisz i czujemy się jej naukowymi spadkobiercami.

Kilka faktów z życia Marii Danuty Kunisz

Urodziła się 22. 06. 1924 w Przemyślu jako najstarsza córka Tadeusza Kunisza, majora Wojska Polskiego, który zginął 17.09.1939, i Zofii Kunisz z domu Arcinowskiej. Dzieciństwo spędziła w Przemyślu i Chełmie Lubelskim, a od 1938 mieszkała w Wilnie. Jej rodzeństwo to: Julia Barbara (ur. 1927), która ukończyła mineralogię i geologię na UJ, a od 1956 przebywała w Zgromadzeniu Sióstr Niepokalanek w Jarosławiu, gdzie zmarła w 2010; Jan Andrzej (ur. 1932), historyk, prof. dr hab. Uniwersytetu Śląskiego, zmarł w 1998 w Katowicach; Ewa Teresa Ściesińska (ur. 1934), fizyczka, dr hab., w latach 1959-1992 związana z Instytutem Fizyki UJ, a od 1992 z IFJ PAN, (zm. 2021). Szkołę powszechną Danuta Kunisz ukończyła w Chełmie Lubelskim (1936). Naukę kontynuowała w gimnazjum w Nowej Wilejce (obecnie dzielnica Wilna) i już wówczas interesowała się matematyką i fizyką. Gdy podczas kampanii wrześniowej zginął jej ojciec, jako najstarsza z czwórki rodzeństwa podjęła pracę, by wspomóc matkę w utrzymaniu rodziny, a równocześnie uczyła się na tajnych kompletach w Gimnazjum i Liceum im. Księcia Adama Czartoryskiego w Wilnie, gdzie w 1942 zdała maturę. Od 1943 studiowała na tajnych kompletach Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie. Jesienią 1945 przyjechała wraz

*ORCID: 0000-0002-9886-5736

**ORCID: 0000-0002-9777-092X

z rodziną do Krakowa i podjęła studia na Uniwersytecie Jagiellońskim. Równocześnie pracowała w Instytucie Fizyki UJ jako asystentka¹.

Tekst wywiadu z dr hab. Ewą Ściesińską, siostrą prof. Danuty Kunisz

Rodzina

EŚ Siostra Danuta urodziła się w 1924 w Przemyślu. Po 10 latach Ojciec został przeniesiony do Chełma Lubelskiego, a w Wilnie wylądowaliśmy w 1938, a więc niedługo przed rozpoczęciem wojny. Byliśmy tam do 1945.

Okres wileński to nie był długi odcinek życia, ale bardzo ważny. Było nas czworo rodzeństwa: trzy siostry i jeden brat. Danuta była najstarsza, a ja najmłodsza. Po drodze była druga siostra, a później brat Jan Andrzej Kunisz, śp. profesor Uniwersytetu Śląskiego. U nas w rodzinie było tak, że zawsze używaliśmy drugiego imienia, tak że w papierach trzeba szukać albo Jana, albo Andrzeja. Tak samo było z Marią Danutą Kunisz. Na przykład się okazywało, że nie można znaleźć Danuty Kunisz, ale jest Maria.

Harcerstwo

EŚ Z wczesnych spraw to harcerstwo było bardzo ważne. Pamiętam, że przed wojną siostra była parę razy na obozach harcerskich (ryc. 1, 2), więc to się musiało zacząć już chyba w Chełmie. Ale najważniejszy okres był później w Wilnie i w czasie wojny. Pamiętam jakieś zebranie w sąsiednim pokoju. Nie jestem pewna, czy to była zbiórka harcerska podczas wojny. Wiem, że śpiewały taką piosenkę: „już lipa roztula słoneczny swój puch, a dalej Pan z ula do pracy na znój. Piastowe my pszczoły, piastowy



Ryc. 1. Czasy harcerskie przed wojną – obozowe życie (archiwum WFAiIS UJ)

1. Tę część życiorysu opracowano na podstawie publikacji: „Maria Danuta Kunisz (1924-1979)” *Postępy Fizyki* 33, 267-271 (1982); Dohnalik T. „Maria Danuta Kunisz (1924-1979)” w: *Złota Księga Wydziału Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego*, B. Szafirski (red), Kraków 2000, ss. 529-534.



Ryc. 2. Czasy harcerskie przed wojną – wędrowka z nieznaną drużyną (Danuta Kunisz po lewej) (archiwum WFAiIS UJ)

my rój”. Później się okazało, że ten ul to był chyba kryptonim organizacyjny Szarych Szeregów². Średnia siostra też działała.

WG Jak miała na imię średnia siostra pani Kunisz?

EŚ Julia Barbara. W 1959 została niepokalanką.

WG W Krakowie?

EŚ Nie, niepokalanek w Krakowie nie ma. Macierzysty Dom Niepokalanek przed wojną był w Jazłowcu (Ułani Jazłowieccy, jeżeli Pan wie co to takiego), a po wojnie przeniósł się do Szymanowa pod Warszawą. Tam jest Dom Macierzysty. Zakon ma domy na terenie Polski: w Nowym Sączu, Jarosławiu i różnych innych miejscach. Siostra Barbara już też nie żyje.

Wracając do harcerstwa, to już po wojnie, 03.05.1946 w Krakowie na Krzemionkach odbyły się gwałtowne demonstracje oraz defilada harcerska. Moja Siostra była chyba hufcową albo zastępcą hufcowej, hufca dziewcząt oczywiście, bo harcerstwo, tak jak szkoła, nie było w tamtych czasach koedukacyjne.

WG Udało mi się przez znajomych znaleźć w Komendzie Chorągwi dokumenty potwierdzające, że była Komendantką Hufców Harcerki Miejskich Miasta Krakowa i mam nawet numer rozkazu z 1948, który to potwierdza.

EŚ Ja myślałam, że harcerstwo skończyło się wcześniej.

WG W lutym 1949 także działała. Mogę Pani przesłać kopie tych dokumentów.

EŚ Nie, ja w Krakowie mam legitymację siostry i myślę, że tam te rzeczy są wpisane. Pamiętam, że parę razy chodziłam na Karmelicką, bodajże 31.

WG Tam do dziś jest Komenda Chorągwi ZHP.

EŚ W tamtym czasie średnia siostra jeździła jako komendantka obozu harcerskiego na obozy w lecie, natomiast Danka była wizytatorem różnych obozów. I jeszcze,

2. W Szarych Szeregach „ule” były kryptonimem Chorągwi Harcerskich, „role” oznaczały hufce, „rodziny” – drużyny, „pszczołami” zaś nazywano zastępy harcerskie.

nie wiem czy to mówiłam, w domu mam krzyż harcerski, powinna być też krajka i taki drugi krzyż odlewany z ołowiu.

Przyjaźnie z harcerstwa były wierne, mimo że po wojnie długo nie można było korespondować z osobami, które wyjechały na Zachód. Bliską przyjaciółką z harcerstwa była Hanka Kowalska, którą pamiętam z nazwiska. Córka generała Kowalskiego. Po wojnie wyładowała w Kanadzie. Jak się zaczęły luźniejsze czasy, tzn. w czasach gierkowskich, przyjechała do Polski i wtedy odwiedziła siostrę – spotkały się w Krakowie.

W 1949 [siostra] wycofała się z harcerstwa. Zamieniało się ono wtedy w „czerwone harcerstwo”. Po odnowieniu harcerstwa w 1957 już do niego nie wróciła.

Wilno podczas wojny

EŚ Siostra zdążyła zdać tzw. małą maturę jeszcze przed 22.06.1941 roku, w czasie kiedy Wilno należało do Litwy i było stolicą Republiki Litewskiej, ofiarowanej Litwie przez Stalina. Natomiast dużą maturę zdawała już na kompletach w czasie okupacji niemieckiej. Później był Uniwersytet Stefana Batorego. Pracowała jako urzędniczka i uczyła się na tajnym Uniwersytecie³.

Z tych czasów pamiętam, że siostra lepiła jakieś modele kryształów z kartonu. Miała wtedy własny pokój, myśmy mieszkali w drugim, dużym pokoju. W mieszkaniu były piece (tam gdzie mieszkaliśmy nie było gazu, chyba w ogóle nie było w Wilnie gazu), ale nie zdarzało się, by można było zapalić w piecu. Żeby coś ugotować to trzeba było zapalić i mieć co ugotować, a to zdarzało się rzadko. W swoim mroźnym pokoju siostra się uczyła i produkowała sobie pomoce naukowe.

Wiem, że kiedyś w czasie zajęć siostry poza domem był kocioł. Siostra miała przy sobie jakieś notatki. Kocioł trwał całą noc. Siostra zjadła te notatki, których wcześniej nie znaleziono, tak że pod koniec była „czysta”.

Na Uniwersytecie siostra poznała profesora Niewodniczańskiego, z którym miała zajęcia. Równocześnie chyba studentem był Andrzej Hrynkiewicz (w przyszłości profesor fizyki – przyp. red.), którego poznała w czasie zajęć. Wiekowo Hrynkiewicz był młodszy, ale studiowali razem. W tym czasie był też w Wilnie prof. Aleksander Jabłoński (później w Toruniu), nie pomylić z Henrykiem Jabłońskim (profesorem historii i politykiem w czasach PRL – przyp. red.). Wydaje mi się, że siostra poznała Henryka Jabłońskiego też w tych czasach.

Pewnego dnia przyszli Niemcy i zabrali Dankę. Druga siostra, która była bardzo drobna, schowała się

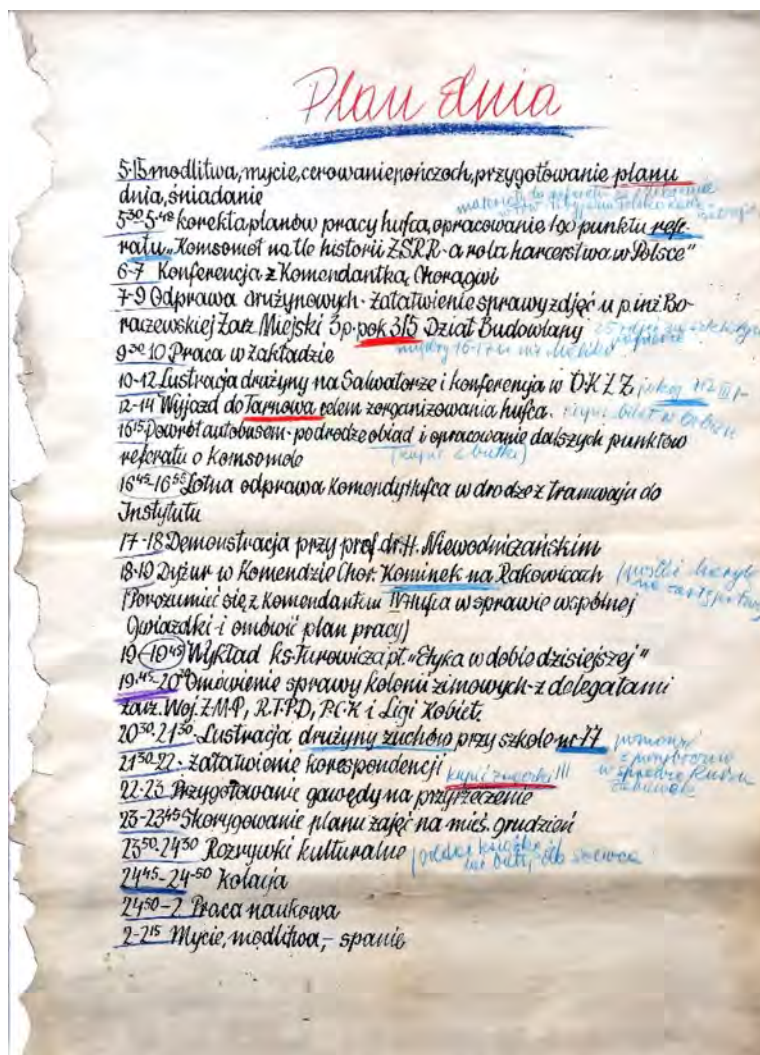
w środku takiego składanego fotela, ale jej chyba nie szukali. A Dankę zabrali na roboty do Niemiec. To był 1942 albo 1943 rok. Pamiętam, że goniłam do mamy do pracy z wiadomością, że siostrę zabrali Niemcy. Mama pracowała w fabryce, która szyła kozuchy dla armii niemieckiej, która marzyła w Związku Radzieckim. Pamiętam również, jak z mamą stałyśmy pod jakimś budynkiem. Było lato, okna były pootwierane, kobiety się wychylały. Jedną z nich była moja siostra Danuta. Coś tam się do nich krzyczało. Po paru dniach siostra wróciła do domu. Jak to się stało, nie wiem. W każdym razie na te roboty nie pojechała. To były czasy, że się o tym ani nie mówiło, ani nie pytało. A jak się czasy zmieniły to człowiek nie myślał, że musi o różne rzeczy pytać. Ktoś komuś zapłacił, ale kto – nie wiem. Myśmy nie mieli z czego płacić. Podejrzewam, że to Organizacja pomogła.

Potem była akcja Burza⁴. W nasz dom uderzyła jakaś mała bombka, czy duży granat. Pamiętam biurko siostry, założone papierami i zasypane gruzem z sufitu. Na szczęście nic gorszego się nie stało, bo wszyscy byli w piwnicy. Tylko dom rozwalilo i później trzeba się było przenieść do innego domu, a potem do jeszcze innego.

W 1939 roku mieszkaliśmy w Wilnie; gdy przyszła armia radziecka, to ktoś rozsądny ostrzegł, że rodzina nie powinna mieszkać w domu, bo to jest niebezpieczne. W Nowej Wilejce mieszkali nasi stryjostwo. Starszy brat ojca był nauczycielem gimnazjum. Nowa Wilejka teraz jest dzielnicą Wilna. Wtedy to było oddzielne miasteczko w odległości ok. 8-10 km od Wilna. Wobec tego myśmy od razu w jesieni wyszli z mieszkania i wyładowali u stryjenki. A w mieszkaniu pozostała niania. Jeszcze we wrześniu do niani przyszedł podkomendny ojca z wiadomością, że ojciec zginął. Siostra Danką przyłapała nianię i wymusiła na niej wiadomość o tym co się stało i już od września 1939 wiedziała, że ojciec poległ. Natomiast nam o tym nie powiedziała i chyba mamie też nie. Ja czekałam na powrót ojca jeszcze w 1947 roku. Jak widziałam w Krakowie jakiegoś wojskowego, to biegłam się przyjrzeć, czy to nie jest czasem ojciec. Tak więc przez całą wojnę siostra wiedziała jaka jest sytuacja, a myśmy wszyscy żyli w przekonaniu, że po wojnie może będzie wszystko dobrze. A to, żeśmy się przenieśli, okazało się słuszne, bo NKWD już od jesieni szukało rodziny ojca. A niania im powiedziała, że pojechali, nie wie gdzie i kiedy wrócą. Byliśmy tak bliźniotko, ale jednak uniknęliśmy tego Sybiru czy Kazachstanu.

3. Podczas wojny Maria Danuta Kunisz pracowała kolejno w: fabryce chemicznej Utylizacja, biurze kombinatu mięsnego Maistas w charakterze ekonomistki oraz w Miejskich Łażniach jako kasjerka.

4. W ramach akcji Burza oddziały AK wsparły zdobycie Wilna w lipcu 1944 przez Armię Czerwoną. Współpraca ta zakończyła się podstępym rozbrojeniem oddziałów AK i zsyłką żołnierzy.



Ryc. 3. Czasy harcerskie na studiach (przed 1949) – plan dnia Danuty Kunisz dowcipnie, ale życzliwie ukazujący jej niespotykaną aktywność (autorstwa niezidentyfikowanych koleżanek z harcerstwa) (archiwum WFAiS UJ)

Repatriacja do Krakowa

To był jeden z późniejszych transportów. Wyjechaliśmy z Wilna w połowie września 1945 roku, natomiast do Krakowa przyjechaliśmy w połowie października i to było stosunkowo szybko.

To był tak zwany transport walizkowy. Polegało to na tym, że można było mieć tylko jedną walizkę. Oczywiście wagony towarowe. Pociąg był nie na dworcu, tylko na jakiejś bocznicy. Załadowaliśmy się do niego, byliśmy wszyscy, a Danki nie ma. Już pociąg ma odjeżdżać, a siostry wciąż nie ma. Otwarte te strasznie ciężkie, zasuwane drzwi wagonu towarowego, patrzymy, czekamy, a siostry nie ma. Już nie wiadomo było co robić, czy wywalać te nasze bety i rezygnować, czy się podzielić. Było to blisko Ostrej Bramy. Siostra, jak zwykle, widocznie miała jakieś bardzo ważne rzeczy do zatwierdzenia, jednak w ostatniej chwili dopadła tego wagonu i pojechaliśmy wszyscy razem i to się dobrze skończyło. Później ten transport dojechał do Grodna, a w Grodnie była rzeka Niemen. I przeprawa przez Niemen. Pamiętam most

pontonowy. Szliśmy przez niego piechotą. To się strasznie kiwało. Ktoś zwracał uwagę, żeby nie maszerować tylko chaotycznie iść, bo to się kiwa. A rzeczy przyjechały ciężarówkami. Tę przeprawę pamiętam. Później, po drugiej stronie, było jakieś schronienie, bo czekało się dobrych parę dni, może tydzień na następny transport. Potem dojechaliśmy do Warszawy, do tego co zostało po dworcu Wileńskim. I znowu przez Wisłę, znowu mostem pontonowym. Na perszeronach, taka konna lora. Z tymi betami na drugiej stronie Wisły, znowu na jakiś dworzec. Październik 1945. I dojechaliśmy do Krakowa. Dlaczego do Krakowa? Bo w Krakowie przed wojną była babcia, mama mojej mamy. Babcia zmarła w czasie wojny, ale była tam jej siostra.

Kraków

WG Gdzie się Państwo zatrzymali w Krakowie?

EŚ Najpierw zamieszkaliśmy u rodziny, potem w mieszkaniu służbowym wujka, który na przełomie 1945/1946

pojechał ze swoją rodziną i z Bolesławem Drobnerem⁵ odbudowywać Wrocław. Siostra miała bardzo dobre zdanie o Drobnerze. Po jego powrocie do Krakowa, działając w latach 1945-1955 jako młodszy pracownik nauki, kontaktowała się m. in. z nim w sprawach mieszkaniowych. WG Wracając do harcerstwa, jak Pani Profesor się wciągnęła w krakowskie harcerstwo i została jego ważną postacią?

EŚ Kontynuowała swoją przedwojenną działalność z Wilna. Poza tym, przed wojną była na obozie harcerskim w Zakopanem i wtedy mogła mieć jakiś kontakt. Po 1950 harcerstwo zostało zlikwidowane, powstało czerwone harcerstwo i ZMP.

TD&WG Z czasów harcerstwa z Krakowa pochodzi dokument, którego kopię załączamy (ryc. 3), dowcipnie, ale życzliwie ilustrujący jedną z istotnych cech Pani Profesor – niebywałą pracowitość.

WG Czy w 1956 po reaktywacji wróciła do ZHP?

EŚ Chyba nie wracała do tego. Bardzo była zaangażowana w Związku Nauczycielstwa Polskiego (na UJ ZNP był bardzo silny i dbał o sprawy bytowe pracowników). Siostra bardzo poważnie traktowała przyrzeczenie harcerskie i czy była w harcerstwie, czy nie była, kierowała się tym przyrzeczeniem. Mnóstwo pracy i energii poświęcała na taką działalność. Pamiętam, że zajmowała się olimpiadami fizycznymi, a później Naukowym Kołem Fizyków Studentów UJ. Między innymi, często widywałam Zosię Gołąb w gabinecie siostry, gdzie załatwiała z nią wiele spraw studenckich. Organizowała też wykłady dla uczniów. Pamiętam, że byłam na takim wykładzie na sali amfiteatralnej na Gołębiej, gdzie były zgaszone światła, ciemno, czarno i wchodzi Kazimierz Grotowski w charakterze Roentgena. Oczywiście Kazimierz Grotowski wtedy nie był jeszcze profesorem, bo to był pewnie 1951 rok.

Początki pracy na Uniwersytecie Jagiellońskim

EŚ Siostra, studiując, rozpoczęła równocześnie pracę jako asystentka na UJ na początku 1946⁶ (ryc. 4, 5, 6, 7). Chyba było to wtedy, gdy prof. Niewodniczański się pojawił w Krakowie (po wojnie Henryk Niewodniczański był chwilę w Poznaniu, chwilę w Lublinie⁷). Inni koledzy

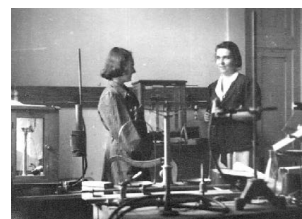
podobnie, wiele osób takich było, którzy przed magisterium pracowali jako asystenci w Instytucie Fizyki, na przykład Szczęsny Kraśnicki, Janek Danysz, chyba też Jurek Blicharski.



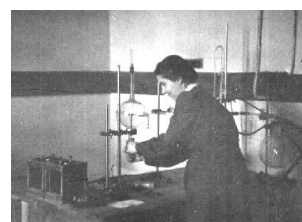
Ryc. 4. Maria Danuta Kunisz – fotografia z dyplomu magisterskiego (archiwum WFAiS UJ)



Ryc. 5. Po obronie pracy magisterskiej (ok. 1950); z lewej strony prof. Jan Weysenhoff, z prawej prof. Henryk Niewodniczański. Danuta Kunisz stoi obok prof. Niewodniczańskiego (archiwum WFAiS UJ)



Ryc. 6. Danuta Kunisz w pracowni studenckiej (ok. 1950) (archiwum WFAiS UJ)



Ryc. 7. Danuta Kunisz w pracowni studenckiej (ok. 1950) (archiwum WFAiS UJ)

5. Bolesław Drobner – działacz PPS. Zaraz po wojnie pełnił funkcję Prezydenta Miasta Wrocławia, potem Przewodniczącego Wojewódzkiego Komitetu PPS w Krakowie <https://dolnyślask.pl/boleslaw-drobner-pierwszy-po-wojnie-prezydent-wroclawia-rzadzil-tylko-36-dni/578/>

6. W latach 1946-1950, czyli do magisterium, była tzw. kontraktowym asystentem młodszym.

7. W Poznaniu prof. Niewodniczański pracował przed wojną; po wojnie na krótko „został przygarnięty” przez Uniwersytet Łódzki, a później wykładał we Wrocławiu, skąd na początku 1946 przeniósł się do Krakowa.



Ryc. 8. Danuta Kunisz z Bronisławem Średniawą na wieży katedry Notre-Dame w Paryżu (podczas stażu na Sorbonie, 1958) (archiwum WFAiIS UJ)

WG A jak doszło do wyjazdu Pani Profesor do Paryża?

EŚ Najprawdopodobniej dzięki kontaktom prof. Weysenhoffa.⁸ Po okresie stalinizmu, od 1956 kontakty zagraniczne ponownie się ożywiły. Siostra była w Paryżu cały 1958. Uzyskała najpierw 10-miesięczne stypendium, które później przedłużono do końca roku, aby mogła dokończyć zaplanowane pomiary (ryc. 8).

WG Jak się odbył wybór tematyki, którą zajmowała się w Paryżu?

EŚ Była to kontynuacja prac krakowskich⁹ oraz tematyka, jaką siostrze zaproponowano w Paryżu na Sorbonie. Powstała z tego praca w *Journal de Physique et le Radium* napisana wspólnie z J. Séguierem. Siostra pracowała tam chyba pod kierunkiem noblisty Pierre'a Jacquinota z Laboratoire de Recherche Physique na Sorbonie, z którym długo utrzymywała serdeczne kontakty¹⁰. Te kontakty zaowocowały bardzo dobrymi relacjami z fizy-

8. Profesor Jan Weysenhoff (1889-1972), wybitny fizyk, od 1935 następca prof. Władysława Natansona na Katedrze Fizyki Teoretycznej UJ. Po wojnie odnowił swoje kontakty z zagranicznymi uczonymi. Wybrano go na wiceprezesa IUPAP; zorganizował w 1947 w Krakowie pierwszą Międzynarodową Konferencję Promieniowania Kosmicznego, w której wzięło udział wielu czołowych fizyków światowych. Po okresie stalinizmu pomagał krakowskim fizykom nawiązać współpracę z zagranicznymi ośrodkami.

9. Badania stosunków natężeń linii w multipletach widm atomowych.

10. EŚ myli się niestety: Pierre Jacquinot był dyrektorem Laboratorium Aimé Cotton (wówczas w Meudon-Bellevue na przedmieściach Paryża) w latach 1951-1962 oraz 1969-1978 i raczej nie mógł opiekować się bezpośrednio pracą Danuty Kunisz. Nie był też noblistą. Laureatem Nobla w 1965 roku został Alfred Kastler, inny wielki fizyk, z którym Danuta Kunisz miała bardzo dobry kontakt, ale też nie pracowała z nim bezpośrednio. Z obu uczonymi łączyła prof. Kunisz bliska przyjaźń, o czym świadczy zachowana korespondencja. Wraz ze swymi małżonkami, odwiedzili oni Kraków przy okazji Konferencji OPALS, jaką w 1968 zorganizował w Warszawie prof. Tadeusz Skaliński. Kontakty te doprowadziły też do stażu naukowego Tomasa Dohnalika w Laboratorium Kastlera w Ecole Normale Supérieure w Paryżu i późniejszych bliskich relacji kolejnych pracowników ZOA z kolegami z ENS.

kami francuskimi, a także włączeniem się siostry w latach siedemdziesiątych w międzynarodową działalność (członkostwo Zarządu Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej EGAS i organizacja pierwszej w Polsce Konferencji EGAS w Krakowie w 1978 roku), ale w tym Panowie orientujecie się już lepiej...

WG Jak powstał Zakład Optyki Atomowej? Czy bezpośrednio po powrocie z Paryża?

EŚ Nie, nie bezpośrednio. Siostra wyjechała do Paryża, będąc zastępcą profesora¹¹, rok po doktoracie, który wtedy (na wzór radziecki) odpowiadał stopniowi kandydata nauk¹². Pierwsi doktorzy fizyki na UJ pojawili się dopiero po „okresie kandydatów”, w roku 1960. Jest takie znane zdjęcie prof. Niewodniczańskiego z doktorami fizyki UJ po pierwszych obronach po tym okresie¹³.

Moje koleżanki robiły magisterium w latach 1959-1960. Marysia Szynarowska robiła właśnie u siostry i to jeszcze nie było w Zakładzie Optyki Atomowej. A później Teresa Lubowiecka też robiła magisterium pod opieką siostry. Kiedy powstał Zakład Optyki Atomowej, to Marysia Szynarowska i Teresa Lubowiecka zostały asystentkami. Tam jeszcze był taki Hiema Krakowski, nie wiem czy go ktoś pamięta? Przepięknie śpiewał tenorem i później zniknął, pojechał do Izraela, więc to był pewnie koniec lat 50. A Zakład Optyki Atomowej myślę, że powstał jeszcze na Gołębiej, ale wtedy gdy już się budował Instytut Fizyki na Reymonta.

TD Ja przyszedłem z pierwszym rocznikiem działalności IF na Reymonta. Pani Profesor była wtedy docentem i Zakład Optyki Atomowej już istniał¹⁴.

WG Jak to się stało, że Danuta Kunisz została seniorem budowy Instytutu Fizyki UJ?

EŚ Siostra była entuzjastką roboty, szczególnie takiej, która nie przynosiła wiele honorów a dużo pracy. Tak mi się wydaje, że prof. Niewodniczański na początku sobie wyobrażał, że kto inny będzie seniorem. Zdaje mi się, iż planował, że prof. Janik będzie seniorem budowy, bo prof. Hryniewicz był bardzo, od samego początku,

11. Była na tym stanowisku w latach 1954-1962, czyli do habilitacji.

12. Stopień „kandydat nauk” zastępował na wzór radziecki dawny doktorat w latach 1951-1958.

13. Mowa tu o zdjęciu zamieszczonym np. w artykule Andrzeja Kisiele „Papa” *Alma Mater* 210, 80-87 (2010), na którym figurują: Kazimierz Grotowski, Jacek Hennel, Adam Strzałkowski, Stanisław Ogaza, Jerzy Pietruszka, Zofia Leś, Adam Wanic, Franciszek Leś i Andrzej Kisiel po promocji doktorskiej w 1961.

14. Senat UJ zatwierdził wniosek Wydziału o powołanie Danuty Kunisz na stanowisko Kierownika Zakładu Optyki Atomowej w IF UJ 26.06.1963. W chwili powołania w ZOA pracowały: doc. Danuta Kunisz, dr Zofia Leś, mgr Maria Szynarowska, mgr Ewa Nizioł, mgr Teresa Lubowiecka, mgr Krystyna Sobik.

zaangażowany w Instytut Fizyki Jądrowej. Ale prof. Janik wybrał co innego. No, a siostra się podjęła tej roboty.

TD To trwało wiele lat. To i budowa, i potem to wszystko...

EŚ No, oczywiście, że tak. A z kolei później, jak filia UJ na Śląsku powstawała w Katowicach, to też na początku siostra była w to zaangażowana.

WG&TD I później prof. Strzałkowski był także w to zaangażowany.

EŚ A właśnie, mnie się wydaje, że to już troszkę później. Wtedy to były początki. W tym czasie to chyba Marysia Szynarowska była w Katowicach przez pewien czas w tych początkach.

WG Tego nie wiedzieliśmy.

EŚ To były te czasy, kiedy Ziętek, był chyba wojewodą śląskim, czy kimś, kto dawał mieszkania. Dostawali pracownicy tej filii UJ, jeżeli ktoś się decydował, to w Katowicach dostawał mieszkanie. No i Marysia Szynarowska wtedy pewnie dlatego też pojechała.

TD No, ale nie została.

EŚ Nie została, bo później dostała w Krakowie mieszkanie. Już nie pamiętam dokładnie jak to było, ale jakiś czas była w Katowicach.

WG Doszliśmy do końca listy pytań, jakie przygotowaliśmy. Bardzo dużo ciekawych rzeczy dowiedzieliśmy się. Ogromnie dziękujemy!

EŚ Jak wyląduję w Krakowie, to zamierzam tę resztę rzeczy jakoś wybrać i pewnie zaniósę do Archiwum UJ. Profesor Średniawa mi mówił, że bym to zrobiła, a ja to odkładałam, odkładałam...

WG Liczymy na kontakt i zdjęcia do zeskanowania. Pięknie dziękujemy!

Zamierzamy to wszystko spisać, ale nie mamy jeszcze jasnej koncepcji gdzie to wysłać. Rocznicą śmierci nas zdingowała, aby to uporządkować. Liczymy na kontakt w Krakowie.

EŚ Może w maju, będę głosować...

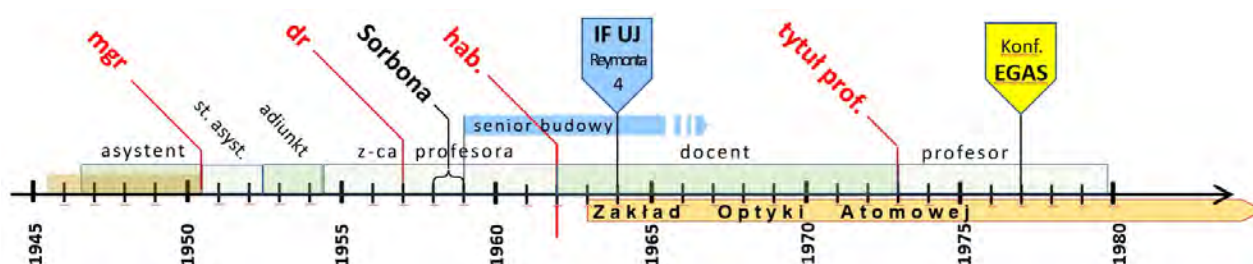
Epilog

Jak wiadomo, do wyborów w maju 2020 nie doszło. Nie doszło też do planowanego przez nas spotkania z doc. Ewą Ściesińską i oczekiwanego dokończenia wywiadu. Dlatego postanowiliśmy uzupełnić go kilkoma informacjami ilustrującymi aktywność Danuty Kunisz na wielu różnych polach (patrz schemat).

Tematyką naukową rozwijaną przez Danutę Kunisz, od jej pracy magisterskiej (1950) aż do śmierci, była spektroskopia atomowa. Kontynuowała w ten sposób zainteresowania swojego mentora i opiekuna pracy magisterskiej – prof. Niewodniczańskiego. Ścisłej, Danuta Kunisz systematycznie badała relacje pomiędzy natężeniami linii atomowych ilustrujące konkurencję sprzężenia spin-orbita z innymi oddziaływaniami wieloelektronowymi. Dla określenia regularności zależności względnych wartości tych natężeń od rodzajów atomów i jonów, konieczne było wykonanie szeregu precyzyjnych pomiarów stosunków natężeń w wielu widmach pierwiastków z pierwszych trzech kolumn układu okresowego. Pomiary wykonane przez Danutę Kunisz i współpracowników wykazały znaczne odstępstwa od dostępnych ówczesnie wyników obliczeń. Rozbieżności te stymulowały z jednej strony rozwój precyzyjnych metod pomiarowych, a z drugiej poszukiwania dokładniejszych metod obliczeniowych, głównie z użyciem półempirycznej metody przybliżenia coulombowskiego. Spektroskopii atomowej poświęcona jest większość publikacji profesor Kunisz.

Ważnym etapem rozwoju naukowego Danuty Kunisz po doktoracie (obronionym w 1957) był jej staż na Sorbonie w Paryżu i nawiązanie kontaktów z wybitnymi fizykami francuskimi.

W swej pracy prof. Kunisz nie ograniczała się tylko do badań podstawowych, ale rozwijała też analityczne zastosowania spektroskopii. Prowadziła m.in. prace dotyczące rozwoju aparatury spektralnej, warunków wzbudzenia w plazmie i mikroanalizy laserowej, także rozwoju fizycznych metod ochrony dzieł sztuki. Jej wiedza i doświadczenie z zakresu spektroskopii dostarczyły materiału do ważnej monografii *Podstawy fizyczne emisyjnej analizy*



Główne etapy działalności zawodowej Profesor Danuty Kunisz

widmowej (PWN, 1973), którą można uznać za główne dzieło profesor Kunisz¹⁵.

Bezpośrednio po stażu na Sorbonie (1959), Danuta Kunisz została seniorem budowy Instytutu Fizyki i Matematyki UJ przy ul. Reymonta 4. Praca związana z tą misją trwała ponad 10 lat, a więc jeszcze długo po oficjalnym oddaniu budynku do użytku. W latach 1956-1958 była prodziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UJ, od 1978 zaś do chwili śmierci dziekanem tego Wydziału. Ponadto była kierownikiem Studium Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii UJ w Katowicach w okresie jego organizacji w latach 1964-1965. W 1973 Danuta Kunisz otrzymała tytuł profesora. W latach 1976-1978 była zastępcą dyrektora IF UJ ds. dydaktyki.

Większość zdarzeń opowiedzianych przez Ewę Ściepińską nie było nam, wychowankom i współpracownikom prof. Kunisz, znanych i szereg faktów z jej życia pozostało tajemnicą. Dopiero niedawno znaleźliśmy w Archiwum UJ pismo prof. Henryka Niewodniczańskiego, ówczesnego Dyrektora Instytutu Fizyki UJ, skierowane 20.12.1949 do Rektora UJ, o treści:

„Niniejszym komunikuję, że w dniu 16 b.m. zaginęła ob. Maria Danuta K u n i s z, zast. asystenta II Zakładu Fizyki Doświadczalnej U.J.

W piątek dnia 16 b.m. ob. M.D. Kunisz wyszła z Zakładu pomiędzy godziną 21 a 22, oświadczając pozostałym jeszcze w Zakładzie pracownikom, że udaje się do domu (ul. Limanowskiego 41/6). Do domu jednak nie przyszła i wszystkie poszukiwania prowadzone przez rodzinę ob. M.D. Kunisz w Milicji Obywatelskiej i Pogotowiu Ratunkowym, nie dały do dnia dzisiejszego żadnych wyników.

Ponieważ zachodzi podejrzenie, że ob. M.D. Kunisz została zatrzymana przez Władze Bezpieczeństwa Publicznego (członkowie rodziny ob. M.D. Kunisz oświadczają, że wzywana ona była w dniu 15 lub 15 b.m. do Urzędu Bezpieczeństwa Publicznego), uprzejmie proszę Waszą Magnificencję o interwencję w tej sprawie.

Ob. M.D. Kunisz prowadzi w I i II Zakładach Fizyki Doświadczalnej U.J. magazyn materiałów, stanowiących własność zarówno wymienionych Zakładów, jak i instytucji, dla której prowadzone są w Zakładzie prace zleczone. Ponieważ Zakład obowiązany jest przesłać w najbliższych dniach do Warszawy szczegółowy remanent materiałów stanowiących własność wspomnianej instytucji a ob. M.D. Kunisz była właśnie w trakcie przeprowadzania szczegółowego remanentu, nagle powstała jej nieobecność uniemożliwia I i II Zakładom Fizyki Doświadczalnej wykończe-

nie bezwzględnie wymaganego terminowego wykonania projektu.”

Jak wynika z niepodpisanej, ręcznej adnotacji na marginesie omawianego pisma, Danuta Kunisz zgłosiła się do pracy 23.12.1949, a więc po ok. tygodniowej nieobecności. Żadna z osób, do których udało nam się dotrzeć, nie wiedziała o tej historii. Można więc dzisiaj jedynie snuć różne domysły. Z jednej strony NKWD podejrzewało, że ojciec Danuty, Tadeusz Kunisz wciąż się ukrywa, jako że informacje o jego śmierci były nieoficjalne. Prawdopodobną przyczyną zatrzymania Danuty Kunisz wydaje nam się także niezwykle silna presja władz komunistycznych, które w tym okresie bezwzględnie dążyły do pełnej kontroli nad wszelkimi organizacjami młodzieżowymi. Jak wiemy, w 1949 władze komunistyczne dokonały bezprawnej likwidacji struktur Związku Harcerstwa Polskiego i zmierzały do powołania tzw. Organizacji Harcerskiej Związku Młodzieży Polskiej (OH ZMP). Maria Danuta Kunisz, jako komendantka krakowskich harcererek musiała podlegać silnym naciskom, aby włączyła się lub poparła nowe porządki w harcerstwie. Naciski te wydaje się odzwierciedlać jej życiorys pisany 4 miesiące po „zniknięciu”. Jest tam wzmianka: *Od roku 1946 pracuję w II Zakładzie Fizyki Doświadczalnej U.J. oraz do 1949 w Z.H.P., z którego wystąpiłam na skutek pogorszenia się stanu zdrowia, a w związku z tym niemożności podjęcia pracy zawodowej, nauce oraz bardzo odpowiedzialnej pracy organizacyjnej.”*

Danuta Kunisz nigdy się nie chwaliła działalnością inną niż związaną z fizyką, a ponieważ w tamtych czasach istniał większy dystans między pracownikami naukowymi a studentami, nie odważaliśmy się zadawać zbyt osobistych pytań. Szefowa sama starała się ten dystans zmniejszać, organizując np. wycieczki zakładowe (ryc. 9), wspólne wyjazdy na konferencje (ryc. 10, 11), ale



Ryc. 9. Wycieczka górską Zakładu Optyki Atomowej (Hala Krupowa, 1971) (archiwum WFAiS UJ)

15. Więcej informacji na temat dorobku i działalności naukowej Danuty Kunisz można znaleźć m.in. w publikacjach wymienionych w przypisie 1 (s. 40) niniejszego artykułu.



Ryc. 10. Członkowie Zakładu Optyki Atomowej na Zjeździe Fizyków Polskich w Lublinie w 1971.; od lewej: Wojciech Winiarczyk, Leszek Balczewski, Danuta Kunisz, Inga Śmieszek (Królas), Ewa Nizioł, Zofia Wałach (archiwum WFAiIS UJ)



Ryc. 11. Profesor Danuta Kunisz otwiera Zjazd Fizyków Polskich w Krakowie w 1973 (archiwum WFAiIS UJ)

przede wszystkim niezapomniane czerwcowe imieniny Danuty, na które zapraszała cały zakład. Wszyscy uczestnicy tych spotkań pamiętają torty i wspaniałe truskawki, jakie w wielkiej obfitości były wówczas podawane, a niektórzy także długie partie brydża, w którego Danuta Kunisz grała bardzo dobrze.

Profesor Kunisz była tytanem pracy, prawdziwą pozytywną siłaczką. Już jako młoda dziewczyna przejęła obowiązki poległego na froncie ojca, zaopiekowała się całą rodziną i bezpiecznie przeprowadziła ją w 1945 przez granicę do Polski. Zawsze była gotowa do pracy na rzecz innych ludzi, kolegów i wychowanków, nie myśląc o własnych korzyściach czy potrzebach.

Gdy jej dalsza praca harcerska stała się niemożliwa po likwidacji ZHP, przeniosła swój zapał i poświęcenie

na działalność na rzecz społeczności fizyków i w ramach Związku Nauczycielstwa Polskiego „walczyła” zarówno z władzami UJ, jak i z władzami partyjnymi o sprawy socjalne pracowników; wielu kolegom pomogła poprawić ich sytuację mieszkaniową. Danuta Kunisz działała też bardzo aktywnie w Oddziale Krakowskim Polskiego Towarzystwa Fizycznego, m.in. przewodziła Zjazdowi Fizyków Polskich w 1973 roku w Krakowie (ryc. 11). Była też członkiem Komitetu Spektroskopii PAN. Ogromną ilość czasu poświęcała także studentom, zwłaszcza opiekując się kołem naukowym, a także nauczycielom, organizując kursy i wykłady dokształcające często kosztem własnych urlopów. Wszystkie swe obowiązki wypełniała z olbrzymim entuzjazmem i optymizmem, wkładając w nie wiele pracy, inicjatywy i serca.

Z perspektywy lat, wspominamy Panią Profesor jako wyjątkową osobę, która istotnie wpłynęła na życie wielu z nas. W porównaniu z naszymi kolegami z innych zakładów, mieliśmy w Zakładzie Optyki Atomowej poczucie ogromnej wolności naukowej i świadomość bardzo partnerskiego traktowania przez naszą przełożoną. Profesor Kunisz wytrwale zabiegała o wysyłanie swych współpracowników do dobrych zagranicznych ośrodków. Nie wszystkie te wysiłki się udały (jak wiadomo, w latach 70. XX w. o możliwości wyjazdu za granicę decydowały „czynniki”), jednak niektóre zadecydowały o dalszej karierze wyjeżdżających i późniejszym profilu naukowym Zakładu. Nie spotkaliśmy się też z jej strony z częstym gdzie indziej narzucaniem własnych decyzji. Taka wolność i możliwość wyboru własnej tematyki była wtedy rzadkością, a i dziś nie jest powszechna.

Wydaje się, że Maria Danuta Kunisz zupełnie nie dbała o własną karierę, ale poświęcała ją dla innych. Pod tym względem była bardzo niepodobna do innych członków grona profesorskiego. Charakterystyczne było to, że zaraz po powrocie ze stażu na Sorbonie, w okresie, kiedy większość młodych badaczy rozwija własne kariery naukowe, Danuta Kunisz poświęciła się misji kierowania budową nowego gmachu Instytutu Fizyki UJ. Lista publikacji prof. Kunisz nie była bogata. Z tego powodu jej znacznie częściej publikujący koledzy nierzadko pozwalali sobie na drobne uszczypliwości w stosunku do niej, czego z przykrością bywaliśmy świadkami. Chcemy jednak podkreślić, że nigdy nie „dopisywała” się ona do prac swoich podopiecznych, mimo że jako promotor była w nie mocno zaangażowana.

Z naszej perspektywy, wychowanków prof. Kunisz, niezmiernie ważnym osiągnięciem było stworzenie przez nią Zakładu Optyki Atomowej. Wypromowała 11 doktorów (ryc. 12), w tym kilku późniejszych profesorów, kierowników zakładów, dyrektorów instytutu, dzieka-



Ryc. 12. Promocja doktorska w auli Collegium Novum UJ (ok. 1975); od lewej: Dziekan Wydz. Mat-Fiz-Chem. prof. Andrzej Fuliński, Prorektor UJ prof. Adam Strzałkowski, promotorka prof. Danuta Kunisz (archiwum WFAiIS UJ)

nów, a nawet rektora UJ. Jej osoba i działalność sprawiły, że krakowska fizyka i optyka atomowa mogły się wspaniale rozwinąć. Pod jej przewodnictwem odbyła się w 1977 pierwsza w Polsce konferencja Europejskiej

Grupy Spektroskopii Atomowej EGAS, która zgromadziła ponad 300 uczestników nie tylko z Europy. Była to wspaniała okazja do nawiązania międzynarodowych kontaktów naukowych, zwłaszcza dla młodych uczestników z bloku wschodniego. Jako członkowie komitetu organizacyjnego pamiętamy, ile wysiłku kosztowało w czasach „średniego Gierka” uzyskanie zgody odpowiednich władz na wizy dla wszystkich zagranicznych gości, druk materiałów, czy zaopatrzenie stołówki. Sukces tej konferencji procentował długo w postaci naszych własnych kontaktów z kolegami z zagranicy.

Profesor Maria Danuta Kunisz była pierwszą krakowską i jedną z pierwszych polskich fizyczek z tytułem profesora. Była też pierwszą kobietą na Uniwersytecie Jagiellońskim, która sprawowała funkcję dziekana¹⁶.

Przeżyła walkę z chorobą 25.12.1979, pochowana jest na Cmentarzu Rakowickim w Krakowie (LXXXVIII kw., 10 rz., 24 m.).

16. Urszula Perkowska *Studenci Uniwersytetu Jagiellońskiego w latach 1945-1948/49*. WUJ, Kraków 2001, s. 208.

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego

KWIECIEŃ 2023

Otwock. Finał XVIII edycji Konkursu Fizyczne ścieżki odbył się w Narodowym Centrum Badań Jądrowych (NCBJ) w Otwocku. Po czterech latach przerwy spowodowanych pandemią, tegoroczny finał powrócił do formy stacjonarnej, która ma niewątpliwą zaletę, umożliwia bowiem bezpośredni kontakt uczniów i ich opiekunów naukowych z Jury Konkursu. Pierwszego dnia finału uczniowie mieli okazję zapoznać się z działalnością NCBJ oraz wysłuchać wykładu o energetyce jądrowej. Właściwe seminarium finałowe miało miejsce 21.04.2023. Tego dnia 21 uczniów publicznie przedstawiło swoje prace zgłoszone w jednej z trzech kategorii konkursowych (praca naukowa, pokaz zjawiska fizycznego, esej); widownię stanowili członkowie Jury Konkursu, m.in. pracownicy NCBJ, IF PAN – współorganizatora Konkursu, zaproszeni goście oraz pozostali uczestnicy Konkursu. Każda prezentacja była zakończona dyskusją z uczniami. Pozwoliło to Jury na dokonanie oceny ich wiedzy, zrozumienia tematu i samodzielności w przygotowaniu prac. Po decyzji Jury nastąpiło uroczyste wręczenie uczniom i nauczycielom pamiątkowych dyplomów i nagród. Ponadto podczas finału wręczona została nagroda im. Profesora Ludwika Dobrzyńskiego, będąca formą wyróżnienia dla nauczycieli i opiekunów naukowych, którzy wykazali się wyjątkowym zaangażowaniem w przygotowanie uczniów do Konkursu. W tym roku laureatami zostali nauczyciele ze Słupska – Grażyna i Jarosław Linderowie.

Więcej informacji o wynikach poprzednich edycji Konkursu oraz aktualne informacje o Konkursie i jego bieżącej XIX edycji znaleźć można na stronie internetowej www.fizycznesciezki.pl

Maja Marcinkowska-Sanner, NCBJ

Białystok 21.04.2023. W tegorocznej 19. edycji Podlaskiej Marki prestiżową nagrodę w kategorii Inwestycja otrzymało Planetarium i Obserwatorium Uniwersytetu w Białymstoku. Jest to już trzecie takie wyróżnienie związane z Wydziałem Fizyki UwB. W latach ubiegłych nagrody

odebrali: prof. dr hab. Piotr Jaranowski (za udział w odkryciu fal grawitacyjnych) oraz prof. dr hab. Andrzej Stupakiewicz (za badanie i rozwój zimnego ultrasonograficznego zapisu informacji).

Nagroda Podlaska Marka jest wyróżnieniem przyznawanym corocznie wyjątkowym produktom i osobom związanym z województwem podlaskim.

Białystok. Tegoroczne wspólne eksperymentowanie w ramach XIX Podlaskiego Festiwalu Nauki i Sztuki rozpoczęło się 14.05.2023 Rodzinnym Piknikiem na Stadionie Miejskim w Białymstoku. Miłośnicy nauki nie zawiedli. Począwszy od niedzielnego poranka aż po późne popołudnie tłumnie odwiedzali stanowisko Wydziału Fizyki UwB. Każdy, niezależnie od wieku, znalazł tu coś dla siebie, od iluzji optycznych czy lewitacji magnetycznej po zabawę programowalnymi robotami. W działania promocyjne tradycyjnie już włączył się Białostocki Oddział Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii (PTMA Białystok) organizując fascynujące obserwacje Słońca.

Białystok. Kolejną sposobnością spotkania sympatyków fizyki stał się dzień otwarty na Wydziale Fizyki UwB. 16.05.2023 pracownicy i studenci wydziału, a także członkowie PTMA Białystok przygotowali 25 wydarzeń pozwalających przybliżyć różne działy fizyki i astronomii. Wykłady, pokazy oraz doświadczenia „na żywo” przyciągnęły blisko 400 osób. Uczestnicy mogli wziąć udział w warsztatach na temat czarnego złota lub wykonać eksperyment ze wspomaganie komputerowym. Można było wybrać się na wykład o nanomagnetyzmie, bądź zapoznać się z „domowej produkcji” maszynami CNC (ang. Computerized Numerical Control). Nie zabrakło również zajęć z astronomii zarówno na Uniwersyteckim Placu Syntez, jak też w Obserwatorium i Planetarium. Zapraszamy do obejrzenia fotorelacji z imprez festiwalowych na naszym profilu na Facebooku: <https://www.facebook.com/PTFBialystok/> lub Instagramie: <https://www.instagram.com/ptfbialystok/>, a także filmów i wykładu na kanale YouTube <https://www.youtube.com/@PTFBialystok>

MAJ 2023

Warszawa. 27.05.2023 odbył się w Warszawie kolejny już, 6. Zjazd Absolwentów studiujących na wydziale Fizyki UW w latach 1968-1973. Tym razem świętowaliśmy 50-lecie ukończenia studiów. Byliśmy i jesteśmy dość niezwykłym rocznikiem, a to z kilku powodów. Zaczynaliśmy studia z bagażem marca 1968:

[...]marcowy rocznik, w marcowym duchu,
marcowe ideały,
 tak od pół wieku i pięciu lat nas z sobą powiązały.
 (Lidia Goettig, z wiersza, który powstał z okazji 6. Zjazdu)

Byliśmy jednym z najbardziej licznych roczników w historii Wydziału; na pierwszy rok przyjętych zostało ponad 350 studentów, a w 1973 roku mury Hożej opuściło 123 magistrów fizyki. Spośród tych najdzielniejszych z dzielnych, którzy przetrwali trudy studiów na Wydziale Fizyki UW, z czasem wyłoniło się 31 profesorów i co najmniej 32 doktorów.

To co nas zdecydowanie odróżnia od innych roczników, to fakt, że regularnie co kilka lat organizujemy swoje Zjazdy, na które przybywają koleżanki i koledzy pracujący i mieszkający nawet w odległych częściach świata. Tym razem na Zjeździe zjawili się prawie 60 osób. W tym godnym towarzystwie znaleźli się m.in. generał profesor, a także były rektor wyższej uczelni, dziekan wydziału UW i kilku dyrektorów instytutów naukowych oraz prezesów spółek handlowych.

Mamy to szczęście, że wśród nas jest Anna Łaska-Gmaj, która nam te Zjazdy organizuje niestrudzenie od samego początku i to coraz bardziej samodzielnie, czyli nawet bez pomocy komitetu organizacyjnego. Jej tytaniczna praca na rzecz naszego rocznika, a więc i środowiska fizyków, zasługuje na podziw i gorące podziękowania.

Spotkaliśmy się o godz. 14.00 w auli wykładowej Wydziału Fizyki UW przy ul. Ludwika Pasteura 5. Uroczystości oficjalne, chociaż w rodzinnym gronie, rozpoczął towarzyszący nam niewielki chór absolwentów warszawskiego Uniwersytetu Muzycznego Fryderyka Chopina,

występujący pod nazwą Intermezzo. Podniosłe i radośnie wybrzmiał na początek hymn studencki *Gaudeamus igitur*. Jak jednak na wnikliwych badaczy przyrody przystało i w obecnych czasach poprawności politycznej niektórzy zwrócili uwagę na z lekka szowinistyczną wymowę dalszych zwrotek tej pieśni. Po dyskusji zgodziliśmy się, że należy ona trwale do akademickiej tradycji i co najwyżej powinna służyć ku przestrodze, aby czasy wykluczania kobiet z życia akademickiego oraz każdego innego nie powróciły.

Na powitanie Anna Łaska-Gmaj przygotowała dla nas sentymentalną podróż do czasów studenckich. Na zdjęciach zobaczyliśmy np. kultowe skrypty do wykładów z analizy matematycznej prof. Krzysztofa Maurina; przypomniała nam także naszych wykładowców, m.in.: profesorów Andrzeja K. Wróblewskiego, Waława Zawadowskiego, Krzysztofa Maurina, Janusza Zakrzewskiego, Iwo Białynickiego-Birulę, Grzegorza Białkowskiego, Ewę Skrzypczak i asystentów: Jerzego Kijowskiego, Jacka Komorowskiego, Wiktora Szczyrbę i Kazimierza Napiórkowskiego. Było o naszych studenckich zmaganiach z fizyką i matematyką, o zdawaniu egzaminów, ale też o wakacyjnych przygodach na obozach studenckich i wojskowych.

W dalszej części poczuliśmy się jak na Pikniku Naukowym, który odbywał się w tym samym czasie na Stadionie Narodowym w Warszawie. Nasz młodszy kolega z Wydziału Fizyki UW, Krzysztof Karpierz – fizyk ciała stałego, który od wielu lat prowadzi Pracownię Pokazów Wykładowych i zyskał sobie miano „guru” pokazów na Wydziale, zaprezentował nam kilka efektownych doświadczeń z dziedziny elektromagnetyzmu. W szczególności przypomniał historyczny pokaz autorstwa prof. Andrzeja K. Wróblewskiego, wykonany przez ówczesną asystentkę, a obecnie profesora Martę Kicińską-Habior, która na patelni lewitującej nad elektromagnesem (i granej prądami wirowymi) usmażyła jajko. Widzieliśmy zaskakujące efekty wypychania z elektromagnesu pierścieni, w których płynęły prądy indukowane, obserwo-



Uczestnicy 6. Zjazdu Absolwentów Wydziału Fizyki UW studiujących w latach 1968-1973 (fot. Krzysztof Karpierz)

waliśmy lewitację nadprzewodnika nad polem magnetycznym i wreszcie piękny i atrakcyjny z punktu widzenia popularyzacji fizyki pokaz kolejki utrzymywanej nad (i pod) torem z magnesów za pomocą podwozia z nadprzewodników, poruszającej się po torze w kształcie wstęgi Möbiusa, zwanej wydziałową FUU-cią!



Krzysztof Karpierz – guru demonstracji fizycznych (fot. Przemysław Gmaj)

Po tych sztukmistrzowskich pokazach wysłuchaliśmy wykładu Wiktora Niedzickiego, fizyka, naszego starszego o rok kolegi i zagorzałego popularyzatora nauki zwłaszcza polskiej. Znanego autora ok. 900 programów telewizyjnych (np. *Cyrk fizyków*, *Laboratorium Polski Nobel* czy *Dziedzictwo Einsteina*), programów radiowych (obecnie w Radiu Pogoda), 130 filmów popularnonaukowych wg własnych scenariuszy i kilku książek (m.in. *Laboratorium Wiktora*), w których pokazuje, że nauka jest atrakcyjna i porywająca.



Wiktor Niedzicki – wspaniały popularyzator fizyki (fot. Przemysław Gmaj)

Dla nas Wiktor przygotował wykład o meandrach historii badań naukowych. Opowiadał o tym, że postępy ludzkiej wiedzy wcale nie były proste. Czasami błędy uczonych prowadziły do ważnych wynalazków. Inne pomyłki wpłynęły twórczo na kulturę. Bywało, że gorliwość asystenta lub dociekliwość profesora obnażały zwykłe oszustwo. Jak sam mówił, chciał nam też pokazać, że nauka ma mechanizmy odkrywania owych błędów lub

pomyłek, bowiem wszystko podlega sprawdzeniu. Zakończył deklaracją „A ja Kocham uczonych. Dzięki nim wiemy więcej i żyjemy lepiej”. Bravo!

Na koniec oficjalnej części uroczystości chór odśpiewał Yesterday zespołu The Beatles, a my poczuliśmy, że to „wczoraj” jest dla nas niezwykle istotne do dzisiaj. W chwili zadumy wspomnieliśmy naszych nieżyjących mistrzów oraz koleżanki i kolegów, czasem bardzo bliskich, którzy odeszli od nas już na zawsze.

Wielkie podziękowania należą się Wydziałowi Fizyki UW, który nas nie tylko gościł w swoich progach, ale także przekazał bezpłatnie egzemplarze wspaniałej i wzruszającej książki *100 lat fizyki od Hożej do Pasteura. Księga wspomnień* (WUW, Warszawa 2021) tym z nas, którzy jeszcze jej nie mieli, gdyż nie uczestniczyli w obchodach 100-lecia fizyki na Hożej, które odbyły się w 2021. Dziękujemy Ci nasz Mateczniku! Kilka z tych Ksiąg wyjechało wraz z naszymi koleżankami i kolegami na inne kontynenty. Niech rozślawiają imię Hożej na całym świecie!

W części nieoficjalnej Zjazdu przeszliśmy z Wydziału do Klubu Lekarzy Warszawskich przy ul. Raszyńskiej 54, gdzie zaserwowano nam elegancką kolację i prawie do północy rozmawialiśmy i żartowaliśmy ze sobą, a nawet tańczyliśmy, jakby nam ubyło te 50 lat. To był magiczny czas:

*[...] tak szybko przemijamy, więc spieszymy się spotykać,
bo Zjazd za Zjazdem migiem mija, dany nam czas umyka.
Niechaj więc chandry i smutki znikną,
gdy ptaszki zgodnie sfruną się na Zjazd.
Niech będzie miło, wesoło i z ikrą.*

Niech żyje nasz kosmiczny summit Gwiazd!

(Lidia Goettig, z wiersza, który powstał z okazji 6. Zjazdu)

Lidia Goettig

Warszawa. Nagroda Komitetu Fizyki PAN za rok 2022 została przyznana prof. dr hab. Andrzejowi Maziewskiemu z Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku. Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk docenił wkład Profesora w stworzenie na Uniwersytecie w Białymstoku silnego, rozpoznawalnego w skali światowej ośrodka naukowego zajmującego się zaawansowanymi badaniami nanostruktur z materiałów magnetycznych do zastosowań w nowoczesnej spintronice. Uroczyste wręczenie nagrody odbyło się 30.05.2023 w Sali Senatu Politechniki Warszawskiej. Profesor Andrzej Maziewski jest kierownikiem i założycielem Katedry Fizyki Magnetyków na Wydziale Fizyki UwB. Jego zainteresowania naukowe skupiają się wokół badania statycznych i dynamicznych właściwości magnetycznych cienkich warstw oraz nanostruktur, a także rozwoju magnetoptycznej magnetometrii wspieranej cyfrową analizą obrazów.

CZERWIEC 2023

Wrocław. Paradoxem jest, że w czasach spektakularnych odkryć astronomicznych, nabierającego rozpędu podboju kosmosu oraz gwałtownego rozwoju technologicznego, który dotyka nieomal każdej sfery naszego życia, fizyka wydaje się systematycznie tracić na wartości w oczach polskiego (i nie tylko zresztą) społeczeństwa. A przecież cały ten postęp, którego jesteśmy świadkami, jest niczym innym jak wykorzystaniem wiedzy fizycznej w praktyce! Działalność statutowa Polskiego Towarzystwa Fizycznego, czyli upowszechnianie fizyki, rozwijanie więzi między osobami związanymi zawodowo z fizyką oraz reprezentowanie ich środowiska w społeczeństwie jest niewątpliwie jednym ze sposobów zaradzenia takiemu stanowi rzeczy, o ile misja PTF zostanie na nowo zinterpretowana i dostosowana do współczesnych uwarunkowań.

Próbę wykreowania nowej formy realizacji zadań statutowych Towarzystwa podjął niedawno Zarząd Oddziału Wrocławskiego PTF. Postanowił zainauguować Dzień Wrocławskiej Fizyki (DWF), który w zamyśle ma być dorocznym spotkaniem fizyków i sympatyków fizyki z obszaru objętego działalnością Oddziału Wrocławskiego. Przyjęto, że w czasie DWF prezentowane będą zgromadzonej publiczności bieżące osiągnięcia i kierunki badań fizycznych prowadzonych w instytucjach naukowych funkcjonujących na terenie Wrocławia oraz wręczana będzie młodemu naukowcom nagroda za najlepszą publikację naukową z fizyki (o szczegółach można przeczytać na stronie Oddziału Wrocławskiego <https://ptf.pwr.edu.pl>). Pomysł, który nabrał ostatecznych kształtów zaledwie wiosną bieżącego roku, udało się zrealizować w sobotę 03.06.2023 na Wydziale Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Wrocławskiego w Sali im. Jana Rzewuskiego. Współorganizatorami i sponsorami I DWF były trzy instytucje, które od kilkudziesięciu lat reprezentują nauki fizyczne we Wrocławiu: Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych im. Włodzimierza Trzebiatowskiego Polskiej Akademii Nauk, Politechnika Wrocławska (Wydział Podstawowych Problemów Techniki) oraz Uniwersytet Wrocławski (Wydział Fizyki i Astronomii). Tegoroczne wydarzenie zgromadziło około 70 zarejestrowanych uczestników – pracowników i studentów wspomnianych instytucji oraz kilkoro nauczycieli fizyki. Imprezę otworzyły krótkie wystąpienia przedstawicieli współorganizatorów (dziekana WFiA UW r prof. dr. hab. Michała Tomczaka, dziekana WPPT PWr prof. dr. hab. Pawła Machnikowskiego i zastępcy dyrektora INTiBS PAN ds. naukowych prof. dr. hab. Artura Bednarkiewicza) oraz wystąpienie Przewodniczącej OWr PTF dr hab. Ewy Dębowskiej, emerytowanej prof. UW r, która przedstawiła działalność Towarzystwa oraz

Oddziału Wrocławskiego. Następnie uczestnicy spotkania wysłuchali trzech wykładów: *Fizyka fundamentalna: czego nie wiemy, a co koniecznie chcielibyśmy wiedzieć* prof. Jerzego Kowalskiego-Glikmana z UW r, *Generacja supercontinuum i inne zjawiska nieliniowe w światłowodach* prof. Karola Tarnowskiego z PWr oraz *Lawinowa emisja fotonów w nanomateriałach: właściwości i zastosowania* prof. Artura Bednarkiewicza z INTiBS PAN.

Nagrody za najlepszą pracę naukową otrzymali dr Michał Marczenko za artykuł „Reconciling Multimessenger Constraints with Chiral Symmetry Restoration” opublikowany na łamach czasopisma *The Astrophysical Journal Letters* oraz mgr inż. Bartosz Krajewski za artykuł „Restoring Ergodicity in a Strongly Disordered Interacting Chain” opublikowany w *Physical Review Letters*. Obaj laureaci zostali zaproszeni do wygłoszenia krótkich prelekcji przedstawiających najważniejsze tezy ich prac. W przerwach między wykładami serwowano kawę i ciastka, a na zakończenie imprezy wszyscy uczestnicy zasiedli do wspólnego obiadu.

Krótki termin realizacji pomysłu oraz ograniczone fundusze skutkowały skromniejszą niż planowano oprawą I DWF, marzeniem Zarządu OWr PTF jest bowiem poszerzenie w kolejnych edycjach części nieformalnej o wycieczkę lub piknik rodzinny, co z pewnością przysłużyłoby się jeszcze bardziej integracji wrocławskiego środowiska fizyków. Warto przy tym podkreślić, że DWF będzie wydarzeniem uzupełniającym już funkcjonujące przedsięwzięcia, w które angażuje się Oddział Wrocławski. Chodzi tu oczywiście o liczne posiedzenia naukowe (seminaria środowiskowe), Olimpiadę Fizyczną i inne konkursy fizyczne, warsztaty dla uczniów, festiwale i pikniki naukowe. DWF z charakteru najbardziej przypomina seminaria, które jednak są krótsze i mają bardziej formalny charakter, przez co skupiają nieco inne grono słuchaczy. Z drugiej strony DWF z całą pewnością nie będzie nigdy kilkudniową regularną konferencją, która konkurowałaby np. ze Zjazdem Fizyków Polskich. Na podstawie zebranych ankiet uczestników można jednoznacznie stwierdzić, że zaproponowana jednodniowa letnia impreza będąca połączeniem kilkugodzinnego sympozjum naukowego ze spotkaniem towarzyskim wydaje się wypełniać pewną lukę w bogatym życiu naukowym wrocławskich fizyków, a entuzjastyczne przyjęcie I DWF przez jego uczestników zachęca do kontynuowania tej szczególnej formy spotkań środowiskowych.

Adam Pikul, INTiBS PAN

Wrocław. Europejska Nagroda Naukowa im. Stanisława Lema (Lem Prize) została ustanowiona na Politechnice Wrocławskiej w 2021 roku dla upamiętnienia setnej rocznicy urodzin pisarza. Jest przyznawana corocznie młodemu naukowcom studiującym lub prowadzącym bada-

nia w Unii Europejskiej oraz krajach stowarzyszonych. Kapituła nagrody składa się z wybitnych naukowców z Polski i zagranicy, a wspierana jest przez Tomasza Lema, syna pisarza. Nagrodę za 2022 rok wręczono 05.06.2023; laureatem został prof. Samuel Stranks z Wydziału Inżynierii Chemicznej i Biotechnologii Uniwersytetu w Cambridge, specjalista z dziedziny optoelektroniki. Wyróżnienie otrzymał za badania nad optycznymi i elektrycznymi własnościami perowskitów halogenkowych – nowych materiałów półprzewodnikowych, niezwykle obiecujących przede wszystkim z punktu widzenia produkcji niedrogich, efektywnych energetycznie ogniw słonecznych i urządzeń oświetleniowych.

Samuel Stranks ukończył Uniwersytet w Adelajdzie, doktorat natomiast obronił na Uniwersytecie w Oksfordzie, gdzie również pracował w latach 2012-2014. Następnie przebywał na stypendium im. Marie Curie w Massachusetts Institute of Technology (MIT), a po powrocie w roku 2017 założył własny zespół badawczy na Uniwersytecie w Cambridge. Jest stypendystą brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego (Royal Society), laureatem licznych nagród i wyróżnień, a także współzałożycielem Swift Solar, firmy opracowującej lekkie perowskitowe panele fotowoltaiczne oraz Sustain/Ed, organizacji non profit zajmującej się edukacją dzieci w wieku szkolnym w zakresie rozwiązań dotyczących zmian klimatu.

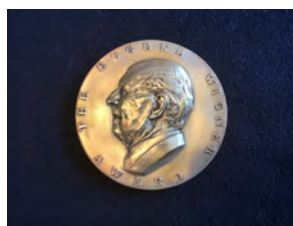
W trakcie uroczystości wręczenia nagrody Laureat wygłosił wykład *The Future of Perovskites for Solar Power and Lighting*, przedstawiający rozwój technologii perowskitów, a także najważniejsze wyzwania stojące na drodze do ich praktycznego wykorzystania na masową skalę. Następnie otrzymał statuetkę będącą autorskim pomysłem i wykonaną przez prof. Przemysława Tyszkiewicza (ASP we Wrocławiu). Fundatorami nagrody Lem Prize 2022 są: Bergman Engineering, TestArmy Group, Santander Universidades, PGE Górnictwo i Energetyka Konwencjonalna S.A., PCC Rokita oraz Fundacja PKO Banku Polskiego.

W ramach imprezy odsłonięto również przy budynku Biblioteki Politechniki Wrocławskiej rzeźbę Stanisława Lema. Wykonane z granitu strzegomskiego trzymetrowe dzieło autorstwa Grzegorza Niemyjskiego, prof. Akademii Sztuk Pięknych we Wrocławiu, przedstawia twarz pisarza w formie drobnych otworów nawierconych w powierzchni skalnego bloku.

Warszawa. 14.06.2023 na Wydziale Fizyki UW przy ul. Pasteura 5 odbyło się jednodniowe sympozjum przypadające dokładnie w dniu 90-tych urodzin Profesora Iwo Białynickiego-Biruli (IBB), organizowane wspólnie przez Uniwersytet Warszawski oraz Centrum Fizyki Teoretycznej PAN.



Sympozjum miało charakter naukowy i tematycznie było związane z działalnością naukową Profesora. Na spotkaniu jubilat wygłosił referat *Unifying Classical and Quantum Descriptions of the Penning Trap*, a córka Profesora, Iwona, przedstawiła referat *Modeling Reality: Then and Now*. Profesor Johann Rafelski z Uniwersytetu w Arizonie w swoim wystąpieniu przedstawił osobiste wspomnienia współpracy i spotkań z Iwo Białynickim-Birulą, a także podkreślił jego imponujący dorobek w fizyce. Pozostali uczestnicy, którzy wygłosili referaty, to bliscy współpracownicy IBB: prof. Wolfgang Schleich z Uniwersytetu w Ulm oraz polscy fizycy uczestniczący w sympozjum, profesorowie: Jerzy Kijowski, Jan Mostowski, Łukasz Turski, Łukasz Rudnicki, Kazimierz Rzążewski i Karol Życzkowski. Podczas sympozjum Profesorowi wręczono Medal Wignera przyznany przez The Group Theory and Fundamental Physics Foundation za jego fundamentalny wkład w rozwój teorii kwantowej.



Miłym akcentem było pojawienie się specjalnego numeru *Acta Physica Polonica A*, dedykowanego Profesorowi oraz sześciominutowe nagranie przesłane przez noblistę z 2022 roku, prof. Antona Zeilingera. W sympozjum uczestniczyli także: prezes Polskiej Akademii Nauk prof. Marek Konarzewski, dziekan Wydziału III PAN prof. Janusz Jurczak, prorektor Uniwersytetu Warszawskiego prof. Zygmunt Lalak, a także liczne grono osób zainteresowanych tematyką sympozjum.

Piotr Kielanowski

Hanower. Zawody 7. Europejskiej Olimpiady Fizycznej (EuPhO) odbywały się w dniach 16-20.06.2023 w Hanowerze (Niemcy). Zgodnie z formułą zawodów, każdy uczestniczący kraj reprezentowało do 5 uczniów. W sumie w zawodach uczestniczyło 176 uczniów z 37 krajów. Zdecydowana większość delegacji pochodziła z krajów europejskich, lecz w zawodach uczestniczyły również zaproszone przez organizatorów delegacje z Bangladeszu, Kolumbii, Kirgistanu, Arabii Saudyjskiej, Brazylii, Izraela, Meksyku, Singapuru i Wietnamu.



(fot. EuPhO 23 – Asira Lele)

Uczestnicy zawodów zmierzyli się z dwoma zadaniami doświadczalnymi oraz trzema zadaniami teoretycznymi podczas dwóch 5-godzinnych sesji. Zadania doświadczalne obejmowały badanie drgań wahadła fizycznego z dodatkowymi magnesami oraz badanie „czarnej skrzynki” optycznej. Z kolei zadania teoretyczne dotyczyły kolejno zagadnień: samoogniskowania wiązki wskutek powstania soczewki termicznej, równoczesnego tarcia dynamicznego w dwóch prostopadłych kierunkach, prądów wirowych indukowanych w metalowej płycie przesuwanej się w szczelinie magnesu. Wszystkie zadania były starannie przygotowane, jak też dobrze zróżnicowane pod kątem trudności.

Reprezentanci Polski osiągnęli bardzo dobre wyniki. Michał Bainczyk z I LO im. E. Dembowskiego w Gliwicach zdobył srebrny medal, medale brązowe zaś odebrali: Stanisław Sawicki z V LO im. A. Witkowskiego w Krakowie, Jakub Artyszuk z XIII LO w Szczecinie, Bartłomiej Wolny z II LO im. A. Frycza Modrzewskiego w Rybniku oraz Franciszek Sowisz z VIII LO im. A. Mickiewicza w Poznaniu. Wśród pozostałych drużyn szczególnie wyróżniła się Rumunia, której zawodnicy zajęli trzy pierwsze miejsca. Kolejna Europejska Olimpiada Fizyczna odbędzie się w roku 2024 w Kutaisi (Gruzja).

Tomasz Kazimierczuk, FUW

Białystok. 17.06.2023 zakończyła się pierwsza edycja Młodzieżowego Uniwersytetu Przyrodniczego (MUP)

Nowe technologie w ochronie bioróżnorodności. MUP to oferta Wydziałów Biologii, Chemii, Fizyki i Matematyki Uniwersytetu w Białymstoku skierowana do uczniów szkół podstawowych oraz ponadpodstawowych. Siedemdziesięcioro dwoje młodych naukowców, pod okiem dr hab. Katarzyny Rečko, prof. UwB oraz dr. Wojciecha Olszewskiego, mogło zgłębić wiedzę między innymi na temat symulacji w fizyce, sieci neuronowej w inteligentnym pojeździe przyszłości oraz zielonej energii. Z liczby zadanych pytań i zaangażowania uczestników podczas zajęć wnioskujemy, że oferta edukacyjna przygotowana przez Wydział Fizyki UwB wzbudziła zainteresowanie wśród młodzieży. Kolejna edycja projektu rusza już w październiku br.

Szczyrk. 26-29.06.2023 odbyło się XXIII Spotkanie Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów Fizyki – cykliczna konferencja poświęcona eksperymentom dydaktycznym i ich wykorzystaniu w akademickiej i szkolnej dydaktyce nauk przyrodniczych, a także w popularyzacji nauki. Gospodarzem XXIII SOKDF był Wydział Nauk Ścisłych i Technicznych Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach, natomiast kolejne – XXIV SOKDF planowane jest na Politechnice Wrocławskiej.

Historia Klubu Demonstratorów Fizyki sięga roku 2001, kiedy to prof. Wojciech Nawroćik (UAM) zaprosił do Poznania fizyków związanych z dydaktyką akademicką i eksperymentem. Spotkanie to zapoczątkowało bardzo owocną współpracę między ośrodkami akademickimi, która trwa do dzisiaj. Liczba członków Klubu, od początku powstania, oscyluje wokół 70. Klub ma swoje logo, nawiązujące do słynnego jabłka Newtona, na którym tradycyjnie umieszczane są jabłka w liczbie odpowiadającej numerowi kolejnej edycji spotkania.



Spotkania Klubu odbywają się w różnych ośrodkach akademickich w Polsce. Oprócz nauczycieli akademickich, naukowców i pracowników uczelni biorą w nich udział także nauczyciele przedmiotów ścisłych, przyrodniczych i technicznych.

Wykład inauguracyjny *Pamięć i uwaga – dlaczego tak trudno zapamiętać?* wygłosił biolog i neurodydaktyk prof. Marek Kaczmarzyk z Uniwersytetu Śląskiego. Wykład był poświęcony specyfice mózgu i umysłu, która warunkuje możliwości uczenia się i zapamiętywania informacji przez uczniów i studentów – adresatów wykładów i dedykowanych eksperymentów dydaktycznych. Program Konferencji obejmował prezentację kilkudziesięciu eksperymentów w 27 wystąpieniach zgrupowanych w 6 sesjach. Uczestnicy zobaczyli nowe realizacje eksperymentów związanych z optyką, akustyką, budową materii i jej własnościami, z mechaniką, termodynamiką, przewodnictwem cieplnym, ruchem drgającym, zajmowano się także układami modelującymi zjawiska kwantowe, promieniowaniem kosmicznym i fizyką funkcjonowania zmysłów; przypomiano też doświadczenia historyczne i zaprezentowano bazy filmów dydaktycznych. Wspólnym mianownikiem wystąpień był eksperyment demonstrowany na żywo.



Doktor Paweł Janowski prezentuje zasadę działania falownicy Wheatstone'a (fot. Sławomir Oksiutowicz)

Podczas konferencji odbył się konkurs fizyczny na projekt i budowę urządzenia redukującego przyspieszenie przy zderzeniu. Program i streszczenia wystąpień dostępne są na stronie wydarzenia: 23sokdf.us.edu.pl. Uczestnicy mieli możliwość poznania pięknego Beskidu Śląskiego wraz z jego najwyższym szczytem, Skrzycznem (1257 m n.p.m.), biorąc udział w zespołowej grze terenowej lub pokonując niezwykle malowniczą i obfitującą w piękne widoki Pętlę Szczyrkowską.

Konferencja była objęta patronatami JM Rektora UŚ, Dziekana Wydziału Nauk Ścisłych i Technicznych UŚ, Prezesa PTF, Prezydenta Miasta Katowice oraz Burmistrza Miasta Szczyrk, a także patronatem medialnym Gazety Uniwersyteckiej UŚ oraz Przystanku Nauka.

Jerzy Jarosz*, WNSiT UŚ

*ORCID: 0000-0003-0942-5868

Białystok. W dniach 29-30.06 2023 na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku, odbyła się międzynarodowa konferencja *15th Symposium on Integrable Systems*. Współorganizatorem spotkania był Wydział Matematyki UwB. Tematyka konferencji obejmowała klasyczne i kwantowe układy całkowalne oraz ich zastosowania. W tegorocznej edycji, będącej kontynuacją corocznych spotkań najwybitniejszych specjalistów aktywnie działających w dziedzinie fizyki matematycznej i teorii układów dynamicznych, zarówno z Polski, jak i z zagranicy, wzięło udział 32 naukowców (między innymi z Czech, Francji, Kanady, Kazachstanu, Litwy, Szwecji i Ukrainy). Szczegółowe informacje oraz program konferencji można znaleźć na stronie: <https://physics.uwb.edu.pl/wf/integrablesystems/>

LIPIEC 2023

W dniach 10-14.07.2023 w Indiach odbyła się w trybie zdalnym ósma konferencja International Conference on Women in Physics (ICWIP2023). Organizatorem konferencji poza Międzynarodową Unią Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) (która w minionym roku świętowała stulecie), były: Grupa Robocza ds. Płci w Fizyce (GIPWG) w stowarzyszeniu Indian Physics Association (IPA) oraz ośrodek badawczy Tata Institute of Fundamental Research (TIFR). Gospodarzem konferencji formalnie było Centrum Edukacji Naukowej Himi Bhabha (HBCSE), silnie skoncentrowane na promowaniu jakości i równości w dydaktyce nauk ścisłych od szkoły podstawowej do wstępnego poziomu college'u.

Na program konferencji składały się sesje plenarne, warsztaty interaktywne, prezentacje plakatowe oraz sesje networkingowe. Tematyka konferencji obejmowała astrofizykę i kosmologię, fizykę jądrową i cząstek elementarnych, fizykę wysokich energii, fizykę atomową, fizykę laserów, optykę, fizykę plazmy, informację kwantową, fizykę materii skondensowanej, fizykę w nanoskali, fizykę środowiska i medyczną oraz zagadnienia dotyczące kobiet w fizyce i dydaktyce fizyki. Poza prezentacjami na temat osiągnięć uczestniczek w dziedzinie fizyki, edukacji nauk ścisłych i kwestii równouprawnienia płci, tradycyjnie zaproszono zespoły z poszczególnych krajów do prezentacji w formie plakatów statusu kobiet w fizyce w ich ojczyznach.

W prezentacjach krajowych wzięło udział 41 państw z całego świata. Każdy zespół składał się, zgodnie z założeniami organizatorów, z maksymalnie pięciu osób. Sugerowano, aby znalazł się w nim jeden mężczyzna i jedna osoba na progu kariery naukowej. Reprezentacje krajowe powoływali prezesi krajowych towarzystw

fizycznych. Polskie Towarzystwo Fizyczne i Polskę reprezentowali: dr hab. Aneta Drabińska, prof. UW (Oddział Warszawski PTF, Uniwersytet Warszawski) jako przewodnicząca, dr Aneta Mika, prof. oświaty (Oddział Szczeciński PTF, Wyższa Szkoła Edukacji i Terapii w Szczecinie), dr Aneta Szczygielska-Łaciak (Oddział Katowicki PTF, Uniwersytet Śląski), mgr Martyna Osada (Oddział Warszawski PTF, Uniwersytet Warszawski) i dr inż. Krzysztof Petelczyc (Oddział Warszawski PTF, Politechnika Warszawska).

Przygotowany plakat na temat fizyczek w Polsce został zatytułowany „W naszym języku POLSKA jest kobietą, podobnie jak FIZYKA” (In our language, POLAND is a 'she', just like PHYSICS).

Wykorzystaliśmy fakt, że historycznym źródłem idei równouprawnienia oraz sukcesu kobiet w nauce światowej była Polka – Maria Skłodowska-Curie. To jej działalność do dziś inspiruje nasze rodaczki w zakresie nauki, dydaktyki, działalności gospodarczej oraz osiągania pozycji liderek zespołów odnoszących sukcesy. W prezentacji przedstawiono reprezentantki tych obszarów kariery. Spośród Polek, które swoje życie poświęciły nauce wyróżniono prof. Agnieszkę Zalewską, fizyczkę jądrową i przewodniczącą Rady CERN w latach 2013-2015 oraz prof. Lidę Morawską, fizyczkę atmosfery zaliczoną przez magazyn TIME w 2021 roku do grupy 100 najbardziej wpływowych ludzi na świecie. W zakresie działalności dydaktycznej uhonorowano Zenonę Stojeką, prof. oświaty oraz Edytę Dzikowską, nauczycielki wielokrotnie nagradzane na międzynarodowym festiwalu Science on Stage. W tym kontekście podkreślono także rolę inicjatywy Dziewczyny na politechniki! Dziewczyny do ścisłych!” w budowaniu wśród młodych ludzi pozytywnego obrazu kobiety zajmującej się na-

uką i techniką. Z kolei w działalności biznesowej podkreślono sukcesy Olgi Malinkiewicz, fizyczki i założycielki firmy Saule Technologies, która wynalazła nową metodę produkcji ogniw słonecznych z perowskitów za pomocą druku 3D oraz młodą fizyczkę Zuzannę Kosobudzką, współzałożycielkę upLyft, który to start-up opracował urządzenia zaprojektowane w celu wspierania układu mięśniowo-szkieletowego. Wśród liderki organizacji nauki w Polsce przykładów nie trzeba było szukać daleko. Nasza organizacja, Polskie Towarzystwo Fizyczne jest kierowana przez prof. Teresę Rzącę-Urban (pełniącą funkcję Dziekana Wydziału Fizyki UW przez dwie kadencje, 2008-2016), w latach 2014-2017 zaś prezesem PTF była prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow, która wcześniej, jako jedyna (dotychczas) kobieta w historii uczelni, pełniła funkcję Rektora Uniwersytetu Warszawskiego.

Polski zespół uczestniczył w konferencji i odbywających się w ramach niej warsztatach, wzbogacając swoje kompetencje w omawianych obszarach wiedzy i reprezentując polski głos w dyskusjach. Na podkreślenie zasługuje ciekawie rozwiązana przez organizatorów zdalna sesja plakatowa, odbywająca się w metaversum platformy Frame VR. Każdy uczestnik, niczym w grze komputerowej, spacerował po wirtualnej sali, gdzie rozwieszono były plakaty i zbliżając się do każdego z nich mógł rozmawiać z osobami prowadzącymi prezentację lub innymi obserwatorami. Mimo to poziom interakcji był daleki od atmosfery panującej podczas tradycyjnej, stacjonarnej sesji plakatowej.

Polską prezentację na ICWIP2023 można zobaczyć pod adresem: <https://youtu.be/rq4vBkzN4e0>

Krzysztof Petelczyc, OW PTF





In our language, POLAND is a 'she', just like PHYSICS



Aneta Drabińska^{1*}, Aneta Mika^{2*}, Aneta Szczygielska-Łaciak^{3*}, Martyna Osada^{1*}, Krzysztof Petelczyč^{4*}

^{*}Polish Physical Society

¹University of Warsaw, ²College of Education and Therapy in Szczecin, ³University of Silesia, ⁴Warsaw University of Technology

Polish schools are dominated by female teachers. Generations of Polish children had physics lessons at school conducted by more or less enthusiastic and inspiring teachers. Currently, there is a crisis in the Polish education system, and teachers are undervalued financially and substantively. Nevertheless, there are teachers and other women for whom education and tutoring are a mission. Poland is very active at the European festival of STEM education "Science on Stage". **Zenona Stojęcka**, professor of education, and **Edyta Dzikowska** were multiple winners of demonstration competitions in physics. Every year in Poland, the Perspektywy Foundation organizes the "Girls for Engineers!" and "Girls go Science!" and Women in Tech Summit. These include special fairs, events, and university open days specifically for girls.



In 2021, among the academic staff in Poland, 46% are women. The percentage of women is currently negatively related to the scientific degree level. However, the 21st century looks like the age of women in Polish research potential. Polish women scientists are also appreciated in the international arena. **Prof. Lidia Morawska**, a Polish physicist working in Australia, was chosen by TIME magazine as one of the 100 most influential people (men and women) in the world as the leader of an international team of 239 scientists developing more effective methods of fighting the SARS-CoV-2 virus. **Prof. Agnieszka Zalewska**, an expert in the field of nuclear physics, became the president of the CERN Council in 2013.

Education

Zenona Stojęcka, Edyta Dzikowska

Research

Lidia Morawska, Agnieszka Zalewska

First female professor at University of Paris
First woman awarded the Nobel Prize

Maria Skłodowska-Curie 1867-1934

Business

Olga Malinkiewicz, Zuzanna Kosobudzka

Leadership

Katarzyna Chałasińska-Macukow, Teresa Rząca-Urban

Formally, in Poland, a woman can run her own business like a man. We have many women innovators who use their knowledge and inspiration in the field of physics to create inventions and successful start-ups. One of many is **Dr. Olga Malinkiewicz**, a graduate of the University of Warsaw, and currently the leader and CTO at Saule Technologies. She invented a method of producing solar cells based on perovskites using inkjet printing, which is revolutionizing the modern renewable energy management industry. Another example of young, dynamic female Pole is **Zuzanna Kosobudzka**, who graduated in natural science in London. She is a co-founder of uPLYFT company which developed wearables designed to holistically support your musculoskeletal system.



There are currently 22 female rectors in public academic schools in Poland, but only one female physicist in the history of Polish science was the rector of one of the largest universities in the country - **Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow**, an expert in the field of optical information processing. She was also the first woman president of the Polish Physical Society. The second is the current president, **Prof. Teresa Rząca-Urban**, an outstanding physicist in nuclear research and very dynamic former dean of the Faculty of Physics at the University of Warsaw. Almost 550 PPS members are women, which is one-third of the society's members. Female Poles are also the main persons in business. More than 25% of presidents or CEOs of companies in Poland are women.



Białystok. W dniach 02-08.07.2023 odbyła się w Białowieży jubileuszowa XL Konferencja Metod Geometrycznych w Fizyce (XL Workshop on Geometric Methods in Physics) organizowana przez Wydział Matematyki Uniwersytetu w Białymstoku. W tym roku w konferencji wzięło udział 63 naukowców z 21 krajów. Uczestnicy konferencji mieli okazję wysłuchać 47 wykładów prezentujących aktualne wyniki badań naukowych z zakresu: klasycznej i kwantowej teorii pola, nieprzemiennej geometrii, grup nieskończenie wymiarowych, grup kwantowych, geometrii poissonowskiej i symplektycznej, kwantyzacji, grupoidów i algebroidów Liego, układów całkowalnych, algebr operatorowych, teorii reprezentacji. W ramach tegorocznej Konferencji odbyła się sesja specjalna poświęcona pamięci prof. dr. hab. Anatóla Odziejewicza, wieloletniego pracownika Uniwersytetu w Białymstoku oraz inicjatora i głównego organizatora Konferencji. Miała miejsce także sesja Session on Infinite Dimensional Geometry realizowana w ramach projektu Mozart, finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki/Austrian Science Fund „Banachowskie grupy Poissona-Liego i układy całkowalne”, oraz sesja poświęcona aspektom równania Yanga-Baxtera: algebraicznym, analitycznym i zastosowaniom w fizyce matematycznej, realizowana w ramach projektu Badanie struktury wiązarów i ich zastosowań w teorii pierścieni i kłamek. Przed Konferencją, w ostatnim tygodniu czerwca 2023 Wydział Matematyki UwB gościł także uczestników XII Szkoły Geometrii i Fizyki (XII School on Geometry and Physics). Wzięło w niej udział 25 naukowców. Wśród zaproszonych wykładowców znaleźli się Marco Bertola (Concordia University, Montreal, Kanada), Helge Glockner (Universität Paderborn, Niemcy), Katarzyna Grabowska (Uniwersytet Warszawski), Andriy Panasyuk (Uniwersytet Stefana Wyszyńskiego, Warszawa), Lyudmila Turowska (University of Gothenburg, Szwecja). Zaprezentowali oni w trzygodzinnych cyklach wykładów wybrane aspekty współczesnej szeroko pojętej fizyki matematycznej. Konferencja i Szkoła zostały zrealizowane przy wsparciu Ministerstwa Edukacji i Nauki w ramach konkursu Doskonała nauka (DNK/SP/548722/2022). Przewodniczącą Komitetu Organizacyjnego była dr hab. Alina Dobrogowska, prof. UwB, sekretarzem naukowym dr Tomasz Gołiński. Pełne informacje o konferencji znajdują się na <https://wgmp.uwb.edu.pl>

Piotr Kielanowski

Tokio. Tegoroczna Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbyła się w Tokio, stolicy Japonii w dniach 10-17.07.2023. Zorganizowana była pod auspicjami japońskiego Ministerstwa Edukacji, Kultury, Sportu, Nauki

i Technologii i wspierana przez szereg japońskich instytucji naukowych oraz towarzystw naukowych, m.in. przez Japońskie Towarzystwo Fizyczne, Japońskie Towarzystwo Fizyki Stosowanej, Uniwersytet w Tokio oraz szereg innych. Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczyło trzech laureatów nagrody Nobla: Makoto Kobayashi, Takaaki Kajita, Hirushi Amano. W zawodach wzięło udział pięciu uczniów z Polski, zwycięzców krajowej Olimpiady Fizycznej: Stanisław Karpijczyk i Andrzej Maroń z XIV LO im. S. Staszica w Warszawie, Filip Baciak z I LO w Chrzanowie, Michał Lipiec z V LO im. A. Witkowskiego w Krakowie oraz Mateusz Kamiński z VI LO im. A. Mickiewicza w Krakowie. Warto zwrócić uwagę, że Michał Lipiec był w tym roku również uczestnikiem Międzynarodowej Olimpiady Matematycznej (gdzie zdobył brązowy medal) i Międzynarodowej Olimpiady Chemicznej (gdzie zdobył złoty medal). Zawody polegały na rozwiązaniu trzech zadań teoretycznych i dwóch doświadczalnych. W zależności od uzyskanej liczby punktów można było otrzymać medal złoty, medal srebrny, medal brązowy lub wyróżnienie, a wszyscy dostali świadectwo udziału w Olimpiadzie. Zwycięzcą 53. Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej został Bowen Yu z Chin. Polska drużyna uzyskała znakomite wyniki. Filip Baciak wrócił do kraju ze złotym medalem, Stanisław Karpijczyk, Andrzej Maroń i Michał Lipiec – ze srebrnymi, zaś Mateusz Kamiński – z brązowym.



Polska drużyna na międzynarodowej olimpiadzie fizycznej w Tokio; od lewej: Andrzej Maroń, Filip Baciak, Stanisław Karpijczyk, Mateusz Kamiński. Brakuje Michała Lipca, który w czasie, gdy to zdjęcie było robione, walczył o złoty medal na międzynarodowej olimpiadzie chemicznej (galeria iPhO)

Opiekunami polskiej drużyny byli: dr Jacek Jasiak i prof. Jan Mostowski.

Koszty obozu przygotowawczego, w którym wzięli udział nasi reprezentanci w dniach 05-16.06.2023 (zdalnie i stacjonarnie w pracowni fizycznej Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego), a także koszty podróży polskich uczestników i składkę w wysokości 490 000 jenów pokryli: Komitet Główny Olimpiady Fizycznej

z dotacji MEiN oraz Polskie Towarzystwo Fizyczne. Przyszłoroczna Olimpiada ma się odbyć w Iranie.

Jan Mostowski, IF PAN

Pakistan, Murree. Polscy licealiści zdobyli pierwsze miejsce na 36. Międzynarodowym Turnieju Młodych Fizyków (MTMF) – International Young Physicists' Tournament, (IYPT) rozegranym dniach 18-25.07.2023 w Murree w Pakistanie. Drużynę stanowili członkowie Klubu Naukowego Fenix w składzie: Paweł Ptaszek, Jakub Soboń, Szymon Markiewicz, Maksymilian Ogiela i Malwina Górka. Natomiast opiekunami drużyny byli Jan Turczynowicz, Radosław Waszkiewicz oraz Łukasz Gładczuk; reprezentacja Polski zdobyła złoty medal TMF już trzeci rok z rzędu.

Uczestnicy konkursu mieli rok na zbadanie i opracowanie modeli teoretycznych 17 problemów naukowych. W tym roku próbowali wyjaśnić m.in. dlaczego można podnieść pojemnik z ryżem po wsadzeniu do niego łyżki, z jakiego powodu strumień wody ugina się po przejściu przez pochylone sitko, a także jak dłu-

gie powinno być poboczne drogi, by zatrzymać poruszający się obiekt i czemu pojawiają się fraktale, gdy na powierzchni farby akrylowej umieści się mieszaninę tuszu z alkoholem.

Turniej jest formą debat, podczas których każda drużyna na zmianę przyjmuje rolę referenta, oponenta i recenzenta. Zadaniem referenta jest zaprezentowanie rozwiązania postawionego problemu. Oponent wybiera prezentowany problem i próbuje znaleźć luki w jego rozwiązaniu, natomiast recenzent podsumowuje dyskusję. W tegorocznym turnieju uczestniczyły drużyny z 14 krajów. Po pięciu dniach emocjonujących potyczek Polacy zajęli pierwsze miejsce w klasyfikacji generalnej, uzyskując możliwość startu w finale, w którym zmierzyli się z drużynami ze Słowacji i Tajlandii, ostatecznie zwyciężając i zdobywając puchar turnieju.

Sukces był możliwy dzięki wsparciu licznych instytucji w tym Fundacji PZU, AlphaLab Capital, Matrans, Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Instytutu Fizyki PAN oraz Politechniki Warszawskiej.

Leszek Gładczuk, IF PAN

NAGRODY I WYRÓŻNIENIA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO 2023

Medal Mariana Smoluchowskiego

(najwyższe odznaczenie nadawane przez Polskie Towarzystwo Fizyczne za osiągnięcia naukowe w dziedzinie nauk fizycznych):

prof. dr hab. Ryszard Horodecki

(Międzynarodowe Centrum Teorii Technologii Kwantowych, Uniwersytet Gdański)

za wybitny wkład do podstaw teorii informatyki kwantowej i rozwoju fizyki w Polsce

Nagroda Naukowa PTF im. Wojciecha Rubinowicza:

dr hab. Michał Parniak (Centrum Nowych Technologii Uniwersytet Warszawski)

za serię wybitnych prac naukowych, opublikowanych w okresie pięciu lat, stanowiących rozwinięcie technik kontroli światła oddziałującego z materią na poziomie kwantowym

Nagroda PTF za rozprawę doktorską

im. Zygmunta Florentego Wróblewskiego:

dr Krzysztof Giergiel (Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński)

za rozprawę doktorską *Time Crystal Phenomena* przygotowaną pod opieką prof. dr. hab. Krzysztofa Sachy

Wyróżnienie:

dr Anna Dawid-Łękowska (Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski)

za pracę doktorską *Quantum many-body physics with ultracold atoms and molecules: exact dynamics and machine learning* przygotowaną pod opieką dr. hab. Michała Tomzy i prof. dr. hab. Macieja Lewensteina

Nagroda PTF za pracę magisterską

im. Arkadiusza Piekary:

mgr Radosław Szymon (Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska)

za pracę magisterską *Charakteryzacja własności strukturalnych i elektrycznych struktur półprzewodnikowych na bazie Zn(Cd, Mg)O wzrastanych na podłożach Si oraz Al₂O₃** przygotowaną pod opieką dr inż. Euniki Zielony

Wyróżnienie:

mgr Karol Łukanowski (Centrum Nowych Technologii, Uniwersytet Warszawski)

za pracę magisterską *Upper bounds on key rates in device-independent quantum key distribution* wykonaną pod opieką dr. Jana Kołodziejkiego

Nagroda naukowa PTF

(po raz pierwszy przyznana w 2023):

mgr Mateusz Kołodziejczyk (Uniwersytet w Białymstoku)

za pracę magisterską z optyki i fotoniki *Przestrzenny zapis*

magnetyczny indukowany ultrakrótkimi impulsami światła w nanostrukturach hybrydowych wykonaną pod opieką dr. hab. Andreia Stupakevicha

Nagroda PTF im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli i Medal Grzegorza Białkowskiego:

I stopnia **dr hab. Lech Mankiewicz** (Prywatna Szkoła Podstawowa „Eureka” im. Hypatii z Aleksandrii w Zalesiu Górnym)

za wieloletnią aktywność i pasję w tworzeniu doskonałych rozwiązań dydaktycznych wspomagających pracę nauczycieli oraz będących dla uczniów cenną pomocą w zdobywaniu wiedzy z dziedziny fizyki

II stopnia **mgr Artur Kolincio** (III liceum Ogólnokształcące w Gdyni)

za rozbudzanie wśród uczniów zainteresowania fizyką oraz znaczące osiągnięcia w pracy z młodzieżą

II stopnia **mgr Leszek Szalast**, honorowy prof. oświaty (I liceum Ogólnokształcące w Radzynie Podlaskim)

za rozbudzanie wśród uczniów zainteresowania fizyką oraz znaczące osiągnięcia w pracy z młodzieżą

Wyróżnienia:

mgr Joanna Biel-Kiepusa (Zespół Szkół nr 6 z Oddziałami Integracyjnymi we Wrocławiu)

za rozbudzanie wśród uczniów zainteresowania fizyką oraz znaczące osiągnięcia w pracy z młodzieżą

mgr Marcin Braun (Autorskie Liceum Niepubliczne nr 42 w Warszawie)

za rozbudzanie wśród uczniów zainteresowania fizyką oraz znaczące osiągnięcia w pracy z młodzieżą

mgr Aneta Gut-Sulima (III Liceum Ogólnokształcące im. S. Żeromskiego w Bielsku Białej)

za rozbudzanie wśród uczniów zainteresowania fizyką oraz znaczące osiągnięcia w pracy z młodzieżą

Nagroda PTF za popularyzację fizyki i Medal im. Krzysztofa Ernsta

nagroda zespołowa za organizację obchodów Roku Mieczysława Wolfkego:

dr inż. Krzysztof Petelczyc (Politechnika Warszawska)

dr Izabela Skwira-Chalot (Uniwersytet Warszawski)

prof. dr hab. Jerzy Garbarczyk (Politechnika Warszawska)

mgr inż. Ewelina Kędzierska (Niepubliczne Liceum Ogólnokształcące nr 40 w Warszawie)

prof. dr hab. Ewa Dębowska (Uniwersytet Wrocławski)

prof. dr hab. Andrzej Maziewski (Uniwersytet w Białymstoku)

dr inż. Anna Kalbarczyk (Politechnika Warszawska)

mgr Justyna Lichosik (Energetyczne Centrum Nauki w Kielcach)

mgr Grzegorz Aleksandrowicz (Nowa Era)

mgr Agnieszka Pęcherska

* Zwracamy uwagę na użyte w tytule tej pracy terminy: **charakteryzacja** w j. pol. to **make-up** w j. ang., natomiast ang. termin **characterization** (niefortunnie tu spolszczony) to **charakterystyka** w j. pol. (patrz np. *Wielki słownik polsko-angielski PWN*). Ponadto użyty wyraz **wzrastany** nie egzystuje w słownikach języka polskiego i naszym zdaniem lepiej byłoby używać wyrazu **hodowany** (przyp. red.).

Serdecznie gratulujemy wszystkim nagrodzonym i wyróżnionym!

Fizyczką teoretyczną **Sabine Hossenfelder** jest doktorem fizyki i opublikowała ponad osiemdziesiąt artykułów naukowych poświęconych podstawowym badaniom fizycznym, między innymi grawitacji kwantowej, fizyce wykraczającej poza Model Standardowy, ciemnej materii i procesom kwantowym. Od piętnastu lat wyjaśnia fizykę w artykułach popularnonaukowych ukazujących się na łamach takich magazynów, jak *New Scientist*, *Scientific American*, *The New York Times* czy *The Guardian*. Prowadzi również popularny kanał w serwisie YouTube *Science without the Gobbledygook* (Nauka bez żargonu). Jej pierwsza książka *Zagubione w matematyce* ukazała się w polskim przekładzie w 2019 roku, nakładem Copernicus Center Press.

Czy Wszechświat myśli? jest książką dla wszystkich, którzy nie obawiają się stawiać wielkich pytań i są gotowi zmierzyć się z wnioskami, do jakich mogą one prowadzić. Autorka udowadnia nam, że fizyka to nie tylko teoretyzowanie uprawiane przez bujających w obłokach naukowców. To nasze życie codzienne, to wszystko, co istnieje we Wszechświecie, łącznie z Tobą.

Wybitna fizyczką Sabine Hossenfelder nie tylko doskonale wyjaśnia swoją dziedzinę wiedzy, ale łącząc kwestie naukowe z zagadnieniami związanymi z duchowością przykuwa uwagę czytelników, którzy zazwyczaj nie interesują się nauką. Przeczytaj najnowszą książkę Sabine Hossenfelder, mając pod ręką jakiś podstawowy przewodnik po fizyce, i rozważaj bez żadnych uprzedzeń wyciągane przez nią wnioski, ale przede wszystkim ciesz się tą podróżą.

Los Angeles Times



Emily Levesque wykłada astronomię na Uniwersytecie Waszyngtonu. Interesuje się ewolucją i śmiercią najbardziej masywnych gwiazd we Wszechświecie. Spędziła ponad pięćdziesiąt nocy przy największych teleskopach na naszej planecie i odbyła lot nad stratosferą Antarktydy samolotem eksperymentalnym.

Astronomia kojarzy się z romantycznym zajęciem uprawianym przez samotników, marzycieli i nocnych marków, odzianych w białe fartuchy, wpatrujących się w niebo przez ogromny teleskop. Nic bardziej mylnego, śmieje się autorka porywającego reportażu *Obserwatorzy gwiazd*.

Każdy astronom musi mieć żytkę awanturnika, determinację prawdziwego odkrywcy, stalowe nerwy i refleks samuraja. Przyda się także szczypta dobrego humoru i odrobina szaleństwa. Astronomowie podróżują do stratosfery i na biegun południowy, stawiają czoła niedźwiedzim polarnym i uzbrojonym ludziom, a nawet giną w pogoni za kilkoma cennymi promieniami światła. Latają eksperymentalnymi samolotami, których piloci zaczynają podróż od uśmiechu i krzepiących słów *nigdy nie mieliśmy wypadku, ale...* Zасыpiają obok gigantycznych pajaków i z drżeniem nasłuchują niepokojących skrzypień obracającego się teleskopu. Oby tylko nic się nie zepsuło! Jedna noc pracy takiego narzędzia kosztuje nawet czterdzieści siedem tysięcy dolarów.

Mimo wszystko (a może właśnie dlatego) Emily Levesque nigdy nie żałowała decyzji o poświęceniu życia astronomii. Nocne niebo zawsze urzekło ją pięknem i tajemniczością, więc każda chwila spędzona w obserwatorium to dla niej wspaniała przygoda.



Dlaczego nie ma żadnej sprzeczności pomiędzy subiektywną wiarą w Boga a obiektywną wiedzą, jaką oferuje współczesna nauka?

Czy fizyka ma prawo rozważać metafizyczne aspekty rzeczywistości, a może wręcz powinna to robić?

Co oznacza fenomen antropicznie wyregulowanego Wszechświata?



Między Bogiem a prawdą to napisana z talentem literackim i rzadko spotykaną erudycją opowieść o drodze naukowej profesora Marka Artura Abramowicza, przede wszystkim o nierozzerwalnym dla niego splocie fizyki z wiarą.

Pisząc o nauce, autor nie waha się przed użyciem w jej kontekście takich słów, jak metafizyka, transcendencja i wreszcie Bóg. Nie tylko klarownie opisuje trwające od wieków na ten temat dyskusje i z polemiczną pasją tropi gazetowe uproszczenia, intelektualne mody, ale też jasno i odważnie formułuje własne stanowisko.

Nie potrafię zmyślać – pisze autor i rzeczywiście przedstawia nam siebie jako człowieka z krwi i kości, pełnego apetytu na życie we wszystkich jego wymiarach. Mimochodem, ale z uwagą wyczulonego na szczegół obserwatora, opisuje miejsca, w których długo mieszkał lub które odwiedzał (będziemy uprawiać fizykę na korsykańskiej plaży, a dysputy o teologii toczyć na triesteńskim nabrzeżu). Ta opowieść jest intelektualną biografią, dziariuszem podróży, pamiętnikiem fascynacji literackich, zbiorem fenomenalnych anegdot, publikacją popularnonaukową i metafizycznym credo w jednym.

MAREK ARTUR ABRAMOWICZ

autor przeszło 200 prac naukowych z ogólnej teorii względności, teorii akrecji, czarnych dziur, gwiazd neutronowych, promieniowania grawitacyjnego i ciemnej materii. Wykładał w Stanach Zjednoczonych, Europie, Chinach, Japonii i Izraelu (Austin, Columbia, Oksford, Triest, Kopenhaga, Göteborg, Lund, Pekin, Kioto, Haifa). Obecnie jest emerytowanym profesorem w Göteborgu (gdzie pracował przez ponad 20 lat), a także profesorem w Centrum Astronomicznym im. Mikołaja Kopernika PAN w Warszawie oraz na Uniwersytecie w Opawie (Czechy).