

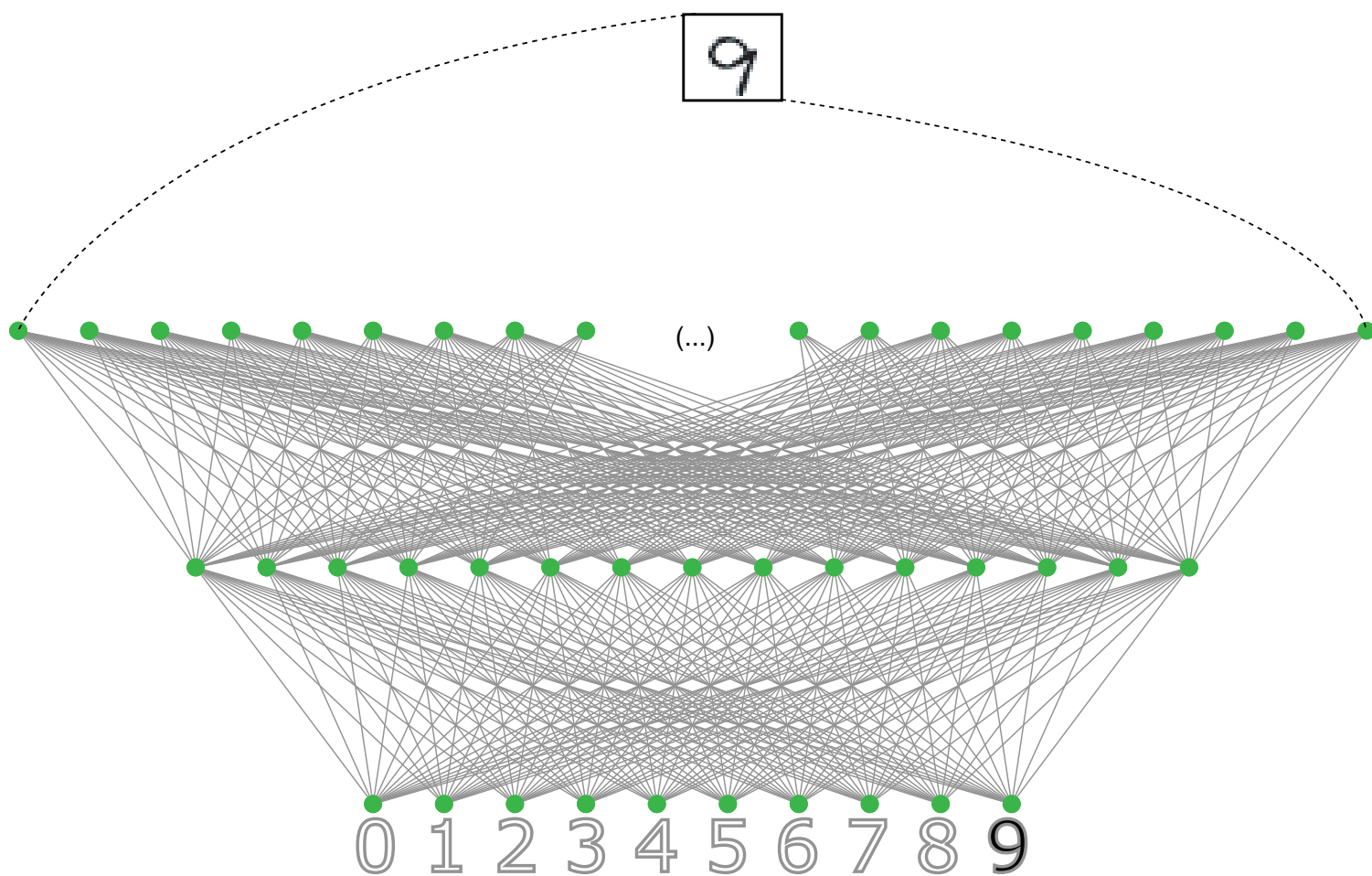
POSTĘPY FIZYKI



CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

Esej o AI
Radioterapia jonami węgla
Ferromagnetyzm wędrowny
25. urodziny Wydziału Fizyki PW

1 / 2025
TOM 76



nr indeksu 369721

ISSN 0032-5430



9 770032 543257





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
Aneta Mika
Józef Spątek
Aneta Szczygielska-Łaciak
Andrzej Ślebarski
Andrzej Wysmołek

BIURO ZARZĄDU

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymański (Białystok)
Yuriy Zorenko (Bydgoszcz)
Piotr Gębara (Częstochowa)
Jarosław Rybicki (Gdańsk)
Jerzy Bodzenta (Gliwice)
Paweł Zajdel (Katowice)
Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce)
Józef Spątek (Kraków)
Marcin Turek (Lublin)
Karol Jakub Jędrzejczak (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
Andrzej Łapiński (Poznań)
Paweł Jakubczyk (Rzeszów)
Tomasz Wróblewski (Słupsk)
Adam Balcerzak (Szczecin)
Wiesław Nowak (Toruń)
Krzysztof Petelczyc (Warszawa)
Ewa Dębowska (Wrocław)
Justyna Kalaga (Zielona Góra)

POSTĘPY FIZYKI (PF)

ZASOPIŚMIEM NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

ukazuje się od 1949 roku

www.ptf.net.pl

RADA REDAKCYJNA

Adam Maj (przewodniczący)
Andrzej Kajetan Wróblewski (członek honorowy)
Grażyna Chełkowska
Jerzy Garbarczyk
Maciej Lisicki
Tomasz Pietrzak
Adam Pikul
Piotr Sułkowski
Andrzej Wilczek

MATERIAŁY DO KRONIKI DOSTARCZYŁO BIURO MEDIALNE PTF W SKŁADZIE:

Krzysztof Petelczyc – kierownik	Michał Kaczor (Rzeszów)
Mikołaj Baranowski (Poznań)	Janusz Kuliński (Łódź)
Beata Bochentyn (Gdańsk)	Wojciech Olszewski (Białystok)
Jakub Borkowski (Toruń)	Adam Pikul (Wrocław)
Zbigniew Ficek (Zielona Góra)	Grzegorz Siudem (Warszawa, SFENS)
Janusz Filiks (Lublin)	Bogumiła Świeżewska (SFOF)
Marcin Jarosik (Częstochowa)	Andrzej Wilczek (Katowice)

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 o objętości nieprzekraczającej 18 000 znaków ze spacjami plus ilustracje należy przysyłać e-mailem na adres: postepy.fizyki@ptf.net.pl w formie przyjętej w czasopiśmie <https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum> w systemie LATEX (plik źródłowy + pdf) lub w programie Word; tekst powinien zawierać tytuł w j. polskim i angielskim, afiliację i nr ORCID autora, streszczenie i słowa kluczowe w j. polskim oraz j. angielskim, **bibliografię** wyłącznie załącznikową (patrz wskazówki dotyczące sporządzania bibliografii na stronie PTF: <https://www.ptf.net.pl/PF/autorzy>), podpisy do ilustracji; **ilustracje** mogą być zamieszczone w tekście, ale **należy je również przysłać w osobnych plikach** o rozdzielczości co najmniej 300 dpi; w **przypadku ilustracji zapożyczonych** z innych źródeł, podpis musi zawierać źródło pochodzenia ilustracji, przy czym na autorze spoczywa obowiązek uzyskania zgody na jej publikację w jego artykule w *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 2025 DLA PODMIOTÓW ZEWNĘTRZNYCH

- cena pojedynczego numeru PF wynosi 35,00 PLN (w tym 8% VAT)
 - cena prenumeraty rocznika (4 numery z 10% rabatem) – 126,00 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 oraz informacje dotyczące cen numerów archiwalnych znaleźć można na stronie internetowej PTF <https://www.ptf.net.pl/PF/prenumerata>

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,

na stronie redakcyjnej niniejszego numeru PF (druga strona okładki) znajdują Państwo skład nowo powołanej Rady Redakcyjnej czasopisma *Postępy Fizyki* – ciała wspomagającego Redakcję PF. Gratulujemy członkom Rady Redakcyjnej naszego kwartalnika. Rada i Redakcja życzą sobie wzajemnie owocnej współpracy.

Zeszłoroczna nagroda Nobla z fizyki [zob. PF 75 (3-4) 12 (2024)] zdziwiła niejednego spośród nas, ale nie kruszmy kopii. Znacznie rozsądniej zrobimy czytając otwierający ten numer PF esej prof. Piotra Durki, dotyczący gorącego tematu AI. Polecam!

Choroby nowotworowe to prawdziwa zbrodnia naszej cywilizacji. Z artykułu dr. Tomasza Kubiaka dowiadujemy się, jak fizycy włączają się w poszukiwanie i wdrażanie nowych, coraz bardziej precyzyjnych metod terapii.

O ferromagnetyzmie metalicznym, zwanym też wędrownym, opowiadają nam dwaj fizycy teoretyczni prof. Jacek Wojtkiewicz i prof. Piotr Chankowski.

Wywiad z prof. Franciszkiem Krokiem odsłania historię utworzenia (25 lat temu) Wydziału Fizyki PW.

Gorąco zachęcam do lektury!

redaktor naczelna

Adres PF

postepy.fizyki@ptf.net.pl

PF są dostępne bezpłatnie w wersji elektronicznej

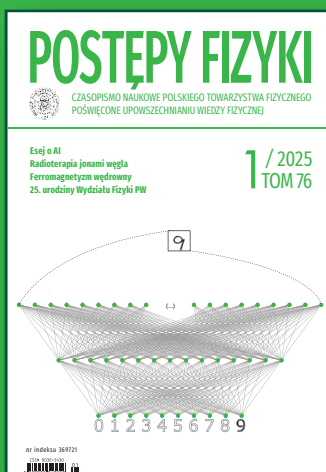
<https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum>

Spis treści PF (od 1949)

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

Informacje dla autorów PF

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



Schemat sieci rozpoznającej cyfry
pisane odręcznie (Piotr Durka)

Sztuczne inteligencje i biologiczne mózgi

P. Durka 3

Jony węgla w radioterapii – szanse i wyzwania

T. Kubiak 13

O ferromagnetyzmie, zwłaszcza metalicznym (wędrownym), słów kilka

J. Wojtkiewicz, P. Chankowski 21

Pragnęłam, aby wydział powstał w dobrej atmosferze

Rozmowa z prof. dr. hab. Franciszkiem Krokiem

F. Krok, K. Petelcyc, G. Siudem 45

Jerzy Lewandowski (1959-2024)

E. Malec 51

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego 53



- Jak się uczy sztuczna inteligencja?
- Czy może popełniać błędy?
- Czy kiedykolwiek będzie świadoma?
- Czym się różni wiersz napisany przez ChatGTP od wiersza, którego autorem jest człowiek?

Dowiesz się tego z przełożonej przez Bogumiła Bienioka i Ewę L. Łokas książki George'a Mussera **FIZYKA NA TROPIE ŚWIADOMOŚCI** skłaniającej do głębszej refleksji nad naszą rzeczywistością i wyzwaniem, przed którymi stoją współcześni naukowcy.

George Musser rozmawia ze znanymi fizykami zajmującymi się najbardziej śmiałymi teoriami i prowadzącymi intrygujące badania. Porusza tematy zjawisk kwantowych, sieci neuronowych, sztucznej inteligencji i przede wszystkim świadomości. Szuka tak pożądanej przez naukowców „teorii wszystkiego” wspólnie z najwybitniejszymi umysłami naszej epoki. A to nie takie proste!

Fizycy bywają wszak ciekawscy, wścibscy i natrętni. Gdy zasną, śnią im się kolejne pytania, gdy się budzą, zaczynają z zapalem analizować, czy śnili świadomie. Gdy zobaczą kota na kanapie, zamiast zapytać, kto sobie tak słodko śpi, pytają, czy rozumie rachunek różniczkowy. Gdy poprosisz trzech fizyków o wyjaśnienie jednego problemu, otrzymasz cztery różne teorie. Na szczęście nikt nie potrafi z nimi rozmawiać tak, jak George Musser – wytrawny dziennikarz naukowy. Dzięki tej lekturze nauczysz się tego, czego jeszcze nie umie żadna sztuczna inteligencja: umiejętności zadawania krytycznych pytań.

GEORGE MUSSER

Wielokrotnie nagradzany dziennikarz, współredaktor magazynu *Scientific American* i autor książki *Upiorne działanie na odległość* (CCPress 2018). Gościł w programie Today i audycjach sieci CNN, NPR i BBC. Prowadzi stronę internetową: georgemusser.com

Sztuczne inteligencje i biologiczne mózgi*

Artificial Intelligences and Biological Brains

Piotr Durka**

Wydział Fizyki UW

Abstrakt. Sztuczna inteligencja (ang. *artificial intelligence*, AI) to najgorętszy temat ostatnich lat, nie tylko w technologii. Jest wszędzie – od szczoteczki do zębów po artykuły naukowe. Pochłania setki miliardów dolarów, trzęsie giełdami, podważa wiarę w prawdziwość cyfrowych treści, halucynuje i karmi apokaliptyczne przepowiednie. Czym naprawdę jest AI? Czy zamiast *Artificial Intelligence* powinniśmy mówić o *Alien Intelligence*, jak sugeruje Yuval Noah Harari, czy raczej oczekiwać połączenia inteligencji białkowej z krzemową przez interfejsy mózg-komputer, razem z Raymondem Kurzweilem? Dlaczego wykorzystująca zdobycze nauki cywilizacja skręca nagle w stronę czarnych skrzynek i tajemniczych wyroczeni? Spróbujemy określić, czym jest AI, i wyjaśnimy czym nie jest, demaskując po drodze kilka miejskich legend o podsłuchiowaniu myśli i przenoszeniu świadomości do cyberprzestrzeni. Omówimy też realne zagrożenia wynikające z faktu, że od lat oddajemy algorytmom rząd dusz, ale nie zauważamy tego wsłuchani w opowieści o *nadchodzącej* „apokalipsie AI”.

Słowa kluczowe: sztuczna inteligencja, sztuczna sieć neuronowa, interfejs mózg-komputer, uczenie maszynowe, algorytm, media społecznościowe

Abstract. Artificial Intelligence (AI) is the hottest topic of recent years, and not only in technology. It is everywhere – from toothbrushes to scientific articles. It consumes hundreds of billions of dollars, shakes stock markets, undermines the credibility of digital content, hallucinates and feeds apocalyptic prophecies. What is AI really? Should we understand Artificial Intelligence as *Alien Intelligence*, as Yuval Noah Harari suggests, or rather expect biological intelligence to merge with silicon intelligence via brain-computer interfaces, together with Raymond Kurzweil? Why does our science-based civilization suddenly turn towards black boxes and mysterious oracles? We will try to define what AI is and explain what it is not, along the way debunking a few urban legends about eavesdropping on thoughts and transferring consciousness to cyberspace. We will also discuss the real threats resulting from the fact that for years we have been giving the reign of our souls to algorithms, but we do not notice it, listening to stories about the *coming* “AI apocalypse”.

Key words: artificial intelligence, artificial neural network, brain-computer interface, machine learning, algorithm, social media

1. Czy to jest AI?

Według wdrażanego od 2 lutego 2025 Rozporządzenia Parlamentu Europejskiego i Rady (UE) 2024/1689 [21]:

„system AI” oznacza system maszynowy, który został zaprojektowany do działania z różnym poziomem autonomii po jego wdrożeniu oraz który może wykazywać zdolność adaptacji po jego wdrożeniu, a także który – na potrzeby wyraźnych lub dorozumianych celów – wnioskuje, jak generować na podstawie otrzymanych danych wejściowych wyniki, takie jak predykcje, treści, zalecenia lub decyzje, które mogą wpływać na środowisko fizyczne lub wirtualne [...]

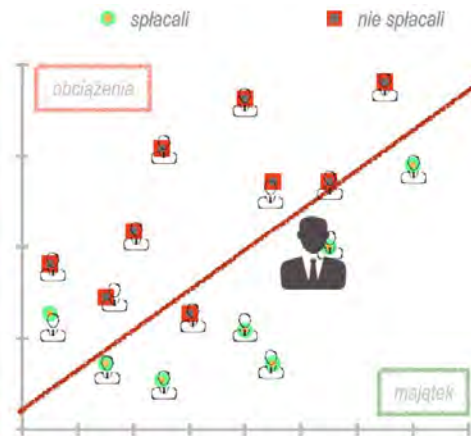
Przyjrzyjmy się algorytmom i metodom obliczeniowym, które wydają się pasować do tej definicji.

1.1. Statystyka

Przykładem wspomnianych w powyższej definicji *decyzji* może być ocena zdolności kredytowej. Zadaniem szerokiej klasy metod statystycznych jest określenie, czy nowego klienta zaliczyć do grupy spłacających kredyty (zielone punkty na rys. 1), czy niespłacających (czerwone punkty). Granicę między tymi dwoma grupami wyliczamy na podstawie historii kredytowych poprzednich klientów banku, określanych w języku uczenia maszynowego zbiorem uczącym. Procedura jej wyznaczenia za pomocą znanej od roku 1936 liniowej analizy dyskryminacyjnej (ang. *linear discriminant analysis*, LDA [7]) jest stosunkowo prosta i jednoznaczna. Jakość przewidywania zależy wyłącznie od ilości i jakości danych wejściowych służących estymacji granicy między grupami. Po jej wyznaczeniu (czerwona linia na rys. 1) możemy już szybko i łatwo ocenić, do której z grup prawdopodobnie będzie należał nowy klient.

*Wersję artykułu do publikacji Redakcja PF otrzymała 24 lutego 2025.

**ORCID 0000-0001-5816-8082



Rys. 1. Zielone i czerwone punkty oznaczają klientów, którzy w przeszłości odpowiednio spłacali kredyty lub nie. Czerwona linia to podział, według którego potencjalny kredytobiorca będzie przypisany do jednej z grup

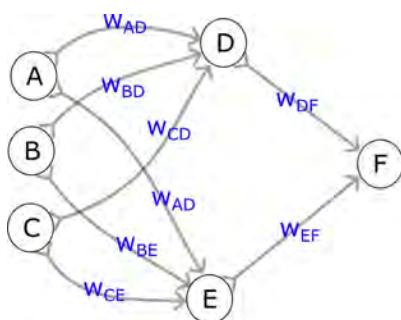
Prosty system, który co jakiś czas będzie dodawał dane o spłacalności ostatnio udzielanych kredytów do zbioru uczącego i wyliczał od nowa graniczną linię za pomocą tego samego wzoru, spełnia warunek adaptacji po wdrożeniu, generuje decyzje, a jego autonomia zależy wyłącznie od woli wdrażających. Czy to już jest AI?

1.2. Sztuczne sieci neuronowe

Jeśli nie chcemy się ograniczać do podziałów liniowych, możemy skorzystać z nieliniowych analogów LDA lub na przykład sztucznych sieci neuronowych (ang. *artificial neural networks*, ANN), które nieliniowość mają wbudowaną we wszystkie przetwarzające informację węzły. Każdy węzeł na wyjściu zwraca funkcję ważonej sumy wejść; na przykład wyjście węzła D na rys. 2 wyniesie

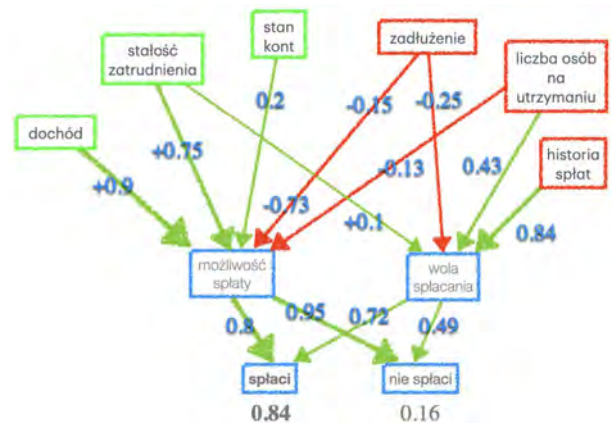
$$D = f(w_{AD}A + w_{BD}B + w_{CD}C), \quad (1)$$

gdzie f to funkcja nieliniowa (np. sigmoida).



Rys. 2. Obliczenia w sztucznej sieci neuronowej: po podaniu wartości wejścia w węzłach A, B i C, obliczane są według wzoru (1) wartości w węzłach D i E, a na koniec wartość wyjściowa F

Sieć oceniająca zdolność kredytową na podstawie sześciu parametrów mogłaby wyglądać tak, jak przykład z rys. 3. Klasyfikacja nowego przypadku ogranicza się do kilkukrotnego zastosowania wzoru (1), a wynik odczytujemy z wartości węzłów ostatniej warstwy. Obliczenia te



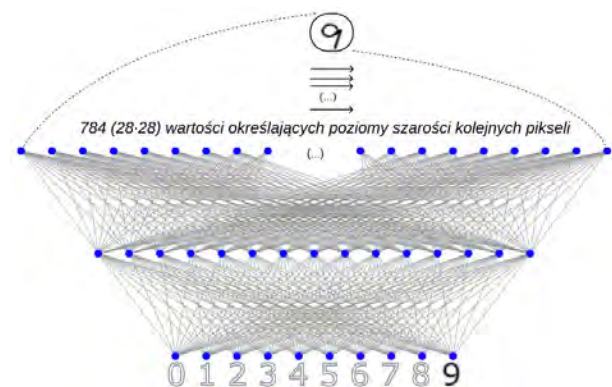
Rys. 3. Hipotetyczna sieć oceniająca zdolność kredytową

są bardzo proste, kiedy znamy wagi połączeń w_{XY} . Dopasowanie tych wag do zbioru uczącego jest już bardziej skomplikowane – algorytm propagacji wstecznej znany od niespełna pół wieku. Schemat zastosowania nie odbiega od przykładu z poprzedniego rozdziału: co jakiś czas, gdy napłyną nowe dane, uczymy sieć od początku i pozwalamy generować decyzje. Czy to już jest AI?

1.3. Uczenie głębokie

Sieć na rys. 3 jest względnie prosta: znając wagi w_{XY} , obliczenia potrzebne do klasyfikacji nowego wejścia możemy wykonać na kartce, a dwóm węzłom w środkowej („ukrytej”) warstwie możemy nawet próbować przypisywać znaczenia odpowiadające stadiom pośrednim procesu klasyfikacji.

Spróbujmy zmierzyć się z większymi wymiarami wejścia, na przykładzie rozpoznawania pisanych odręcznie cyfr (rys. 4). Warstwa wejściowa musi mieć wymiar odpowiadający rozmiarom analizowanych obrazów, a na wyjściu chcemy otrzymać rozróżnienie na 10 klas (cyfry od 0 do 9).



Rys. 4. Schemat sieci rozpoznającej odręcznie pisane cyfry

Funkcja klasyfikująca obrazy jest zapisana w wagach w_{XY} , więc dla nietrywialnej klasyfikacji liczba tych parametrów nie może być zbyt mała. Liczba parametrów sieci stosowanych do rozpoznawania cyfr z bazy MNIST (zawierającej 60 tysięcy przykładów odręcznie pisanych

cyfr) rosła na przełomie wieków od kilkuset do nawet miliona, dając błędy rozpoznawania na poziomie ułamków procenta.

Milion parametrów to dzisiaj bardzo mało – do klasyfikacji bardziej złożonych obrazów sieci neuronowe potrzebują znacznie większej liczby parametrów. Im więcej parametrów, tym więcej zasobów wymaga uczenie i działanie sieci i tym trudniej interpretować ich znaczenie.

Boom na „naprawdę głębokie” sieci neuronowe [8] zapoczątkowała sieć AlexNet, złożona z 650 tysięcy węzłów i 60 milionów parametrów. W roku 2012 uzyskała wyniki znacznie przewyższające wszystkie dotychczasowe podejścia z zakresu rozpoznawania obrazów (ang. *computer vision*). Przełom spowodowały przede wszystkim dwa, do dzisiaj kluczowe, czynniki:

- Dostępność (w Internecie) ogromnej liczby zdjęć, dzięki czemu prof. Fei Fei Li doprowadziła do powstania ImageNet – zbioru milionów obrazów z oznaczeniami treści, nadającego się do uczenia nadzorowanego [5]. Sieci neuronowe uczone na mniejszej liczbie danych dawały rezultaty gorsze niż klasyczne metody rozpoznawania obrazów.
- Dostępność ogromnych mocy obliczeniowych, w szczególności specjalizowanych procesorów do obliczeń graficznych (ang. *graphical processing units*, GPU), których masowo równoległa architektura przyspieszyła proces uczenia sieci i umożliwiła stosowanie znacząco większych liczb parametrów.

Współczesne sieci neuronowe klasyfikują obrazy nie gorzej od ludzi. Przykładowym zastosowaniem, opisywanym w mediach pod hasłem „AI leczy raka”, jest detekcja nowotworów w obrazach radiologicznych. Odpowiednio duża sieć w krótkim czasie nauki (czyli dostosowywania wag w_{XY}) może „przejrzeć” więcej obrazów niż radiolog przez całe życie, uzyskując „nadludzka” (lub nie gorszą od eksperta) dokładność. Statystycznie.

Przy tak ogromnych rozmiarach sieci, określenie, które cechy obrazów są wykorzystywane w klasyfikacji, jest niezmiernie trudne lub niemożliwe; dąży do tego, na razie bez wielkich sukcesów, dziedzina po angielsku zwana *explainable AI*. Jednak nawet traktując sieci jak czarne skrzynki można pokazać, że w procesie klasyfikacji nie wykorzystują one tych samych cech obrazów, co ludzie. Ilustrują to zjawisko tzw. ataki jednego piksela [23]. Okazuje się, że zmiana jednego (!) piksela w obrazie RTG zdrowego płuca może zmienić klasyfikację sieci na „zapalenie płuc” i odwrotnie [24]. Jest to ilustracja paradoksu Moraveca [20]: rzeczy proste dla ludzi bywają niezmiernie trudne do odtworzenia przez komputery i odwrotnie. Ekspert do klasyfikacji obrazów radiologicznych wykorzystuje całe swoje wykształcenie, doświadczenie i rozumienie, czym jest zdjęcie, podczas

gdzie sieć wykorzystuje tylko statystyczne różnice w grupach pikseli, co w większości przypadków wystarcza do klasyfikacji. Czy to już jest AI?

1.4. Generatywna AI

Największą eksplozję zainteresowania AI spowodowało udostępnienie w Internecie interfejsów umożliwiających konwersację w języku naturalnym z Dużymi Modelami Językowymi (ang. *large language models*, LLM).¹ Dla AI stały się one tym, czym WWW w ostatniej dekadzie ubiegłego wieku było dla Internetu: umożliwienie korzystania z usług internetowych osobom nie posiadającym wiedzy specjalistycznej i nie rozumiejącym zasad ich działania spowodowało gigantyczny wzrost zainteresowania oraz inwestycji. Analogicznie dzisiaj każdy może „porozmawiać z AI” i formułować na tej podstawie własne opinie. Okazuje się, że napisanie przez LLM sensownego eseju, który można przedstawić jako pracę domową, robi zdecydowanie większe wrażenie niż przewidywanie struktury białek przez model AlphaFold [12], za co przyznano nagrodę Nobla z chemii w 2024 roku.

Dzięki czatom z LLM opinie o AI są najczęściej entuzjastyczne, a przeważająca sensowność odpowiedzi uruchamia wrodzoną ludzom skłonność do antropomorfizacji. Na przykład, pojawiające się od czasu do czasu w generowanych przez LLM tekstach, kompletne bzdury, określamy mianem halucynacji lub kłamstw, choć m.in. według autorów artykułu *ChatGPT is bullshit* [9] określenia te nie mają sensu w odniesieniu do bytów „nieznających” pojęcia prawdy, tylko produkujących teksty przypominające stwierdzenia prawdziwe. Są one generowane na podstawie statystycznych własności tekstów pobieranych z Internetu, bez uprzedniej selekcji ani weryfikacji. Same modele również nie mają wbudowanych żadnych mechanizmów sprawdzania prawdziwości i między innymi dlatego bywają przez naukowców nazywane stochastycznymi papugami [2].

„Poziom inteligencji” AI sprawdzamy za pomocą testów i zadań, których w Internecie nie brakuje. I znów, w zdecydowanej większości przypadków, LLM rozwiązują kolejne testy „z nadludzka dokładnością”, co staje się pretekstem do medialnych doniesień o tym, że AI przekroczyło właśnie kolejny poziom – ośmiolatka lub doktoranta. Z ekstrapolacji tak postrzeganego trendu na kolejne lata wynikają prognozy o bliskim końcu świata rządzonego przez ludzi itp. Jednak jeśli przyjrzeć się bliżej, wyraźnie widać różnicę między studentem, który tylko przeczytał zbiory zadań z odpowiedziami, a takim,

1. Pierwsze programy komputerowe prowadzące proste konwersacje w języku naturalnym powstawały już ponad pół wieku temu. Najbardziej rozpoznawalnym była ELIZA (nazwa nawiązuje do sztuki Pygmalion), opisana w artykule z 1966 roku [26].

który chociaż próbował zadania rozwiązać. Autorzy artykułu [19] napotykać ślady tej pierwszej sytuacji: wyraźny spadek wyników w obecności drobnych modyfikacji standardowych testów i zadań (np. zmiana występujących w tekstach zadań imion czy liczb) sugeruje, że współczesne² LLM w miejsce przypisywanego im logicznego rozumowania odtwarzają, drogą statystycznego dopasowywania wzorców, kroki obecne w danych uczących.

Niezależnie od tego, czy procesy te uznamy za logiczne myślenie, czy nie, nie zachodzą one w tak prostych systemach jak ANN opisywane wcześniej, dlatego nie mówimy już o sieciach, tylko o modelach. Współczesne LLM wykorzystują architekturę transformerów (stąd nazwa ChatGPT, ang. *generative pre-trained transformer*), opisaną po raz pierwszy w roku 2017 w artykule *Attention is all you need* [25], i wiele innych błyskotliwych technik matematycznych, których omówienie wykracza poza ramy tego artykułu. Za intuicyjny przykład posłużyć może technika uczenia polegająca w przybliżeniu na podawaniu sieci na wejściu zdań, z których usunięto (np. ostatnie) słowo, i dopasowywaniu wag tak, aby to właśnie słowo pojawiło się na wyjściu, czyli takie „autouzupełnianie na sterydach” odzwierciedlające statystyczne własności wszystkich tekstów świata. Na wyjściu model dobiera słowa na podstawie prawdopodobieństw, ale z elementem losowym, więc reakcja na dane pytanie nie zawsze będzie jednakowa. To już chyba, wedle aktualnych przekonań, jest AI.

2. Emulacja³ mózgu

Opisane w rozdziale 1.2 węzły ANN (sztucznych sieci neuronowych) zwiemy zwykle neuronami, co może prowadzić do nadinterpretacji i nieporozumień. Co ANN i wykorzystujące je AI, mają wspólnego z mózgiem?

W roku 1943, w słynnym artykule *A logical calculus of ideas immanent in nervous activity* [16], McCulloch i Pitts zaproponowali prosty model neuronu, aby wykazać, że złożone z takich jednostek sieci mogą wykonywać operacje logiczne i obliczenia jak maszyna Turinga. Nie chodziło tu o symulacje działania mózgu, model wykorzystywał bowiem dość luźno ówczesny stan wiedzy o układzie nerwowym, a w referencjach znalazły się tylko trzy (!) prace z zakresu logiki formalnej.

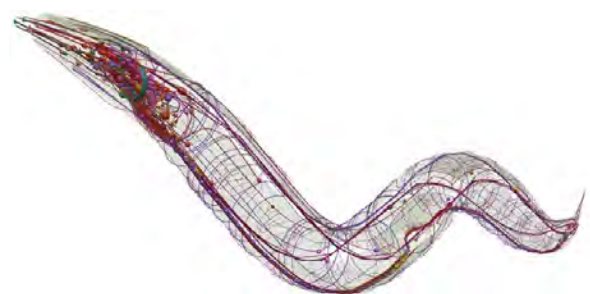
Węzły obliczeniowe współczesnych ANN różnią się tylko nieznacznie od wersji z roku 1943. W modelu McCullocha i Pittsa wszystkie połączenia miały te same

wagi, a jedno połączenie hamujące wygaszało całkowicie możliwość wygenerowania potencjału w danym cyklu (veto). Współczesne węzły ANN do sumy wejść pobudzających i hamujących (o dodatnich i ujemnych wagach w_{XY}) stosują funkcję aktywacji f z równania (1), której postać nie jest dobierana pod kątem zgodności z neurobiologią, tylko efektywności obliczeniowej ANN. Postęp wyznaczają rosnące rozmiary sieci.

Całkiem inaczej wygląda postęp w zupełnie odrębnej dziedzinie modelowania czynności neuronów biologicznych. Już w roku 1952 Hodgkin i Huxley zaproponowali układ nieliniowych równań różniczkowych [11], uwzględniających przepływ jonów sodu i potasu przez błonę neuronu, opisujący powstawanie obserwowanych w neuronach potencjałów czynnościowych (za co 10 lat później otrzymali nagrodę Nobla). Parametry modelu były dopasowywane do wyników eksperymentalnych. Kolejne dekady postępów w neurobiologii dały ogromny materiał, pozwalający na tworzenie niemal dowolnie dokładnych modeli matematycznych neuronów biologicznych i symulowanie ich interakcji, na przykład dla zrozumienia podłoża chorób neurologicznych. Do dzisiaj symulujemy w tym celu ich mniejsze lub większe zespoły, dobierając stopień złożoności do pytań badawczych. Ale nie cały mózg.

Próby całościowej symulacji kompletnych organizmów najlepiej oddają trwające od ponad ćwierćwiecza prace nad układem nerwowym nicienia *Caenorhabditis elegans* (*C. elegans*) (rys. 5). Dlaczego akurat ten mały robaczek stał się tak popularny w neuronaukach? Badania nad tym organizmem są nieporównanie łatwiejsze niż badania na ludziach:

- konektom (czyli kompletny schemat połączeń neuronów) *C. elegans* znamy od roku 1986 [27],
- układ nerwowy *C. elegans* składa się dokładnie z 302 neuronów – mózg człowieka z ponad 86 miliardów,
- wszystkie robaczki tego gatunku mają taki sam konektom – mózg każdego człowieka jest inny,
- konektom *C. elegans* jest niezmienny – neuroplastyczność mózgu człowieka powoduje, że połączenia między neuronami (i same neurony) powstają i giną.



Rys. 5. Wizualizacja układu nerwowego nicienia *Caenorhabditis elegans*, wygenerowana na stronie <http://browser.openworm.org>

2. Artykuł [19] opublikowano w październiku 2024, tuż przed pojawieniem się modelu OpenAI o1.

3. Emulacja od łac. *aemulatio* (naśladować); w informatyce technika rozpoznawania przez układ elektroniczny lub program (zwany emulatorem) danych przeznaczonych dla innego układu lub programu (przyp. red.).

Ale droga od konektomu do odtworzenia choćby podstawowych zachowań (nie mówiąc o świadomości) jest co najmniej bardzo długa. Nawet w przypadku tak prostego organizmu jak *C. elegans* jesteśmy wciąż dopiero na jej początku, co pokazują na przykład artykuły podsumowujące dyskusję *Connectome to behaviour: modelling C. elegans at cellular resolution* [22]. Inaczej mówiąc, przeniesienie układu nerwowego małego robaczka do cyberprzestrzeni tak, żeby odtwarzać choćby jego podstawowe zachowania, nie jest aktualnie możliwe i nie można uczciwie powiedzieć, czy i kiedy będzie możliwe. W tym właśnie kontekście należy oceniać powracające w mediach zapowiedzi emulacji ludzkiego mózgu i transferu umysłu do cyberprzestrzeni.

3. Błąd ekstrapolacji

Bezpośrednie porównywanie systemów AI do mózgu jest równie sensowne, jak nazywanie samolotów sztucznymi ptakami – nie oczekujemy, że dojrzałe technologie lotnicze dadzą nam samoloty znoszące jajka. Analogicznie, współczesne systemy AI konstruowane są w celu wykonywania konkretnych zadań, a nie w celu poznawania i odtwarzania działania ludzkiego mózgu.

Sztandarowym projektem w tej drugiej dziedzinie był Human Brain Project, który, pomimo finansowania na poziomie miliarda euro, nie spełnił obietnicy Henry'ego Markrama, wyrażonej pod koniec wykładu na konferencji TED⁴ w roku 2009 [15]:

[...] mam nadzieję, że przynajmniej częściowo przekonałem was, że zbudowanie mózgu nie jest niewykonalne. Możemy to zrobić w ciągu 10 lat i jeśli się nam powiedzie, wyślemy do TED, za 10 lat, hologram, który z wami porozmawia.

Skąd się biorą tak nierealistyczne obietnice? Najwidoczniej można by je wytłumaczyć błędem ekstrapolacji: Rozumiemy już dość dokładnie działanie pojedynczych neuronów i interakcje między nimi. Rozumiemy, czyli potrafimy zasymulować numerycznie. Działanie mózgu opiera się na interakcjach między grupami neuronów. Potrafimy już symulować wybrane aspekty działania niewielkich grup neuronów, na przykład na potrzeby badań nad epilepsją. Mogłoby się wydawać, że jeśli tylko uruchomimy odpowiednio potężny komputer, który pozwoli na efektywną symulację coraz większych grup neuronów, to w pewnym momencie, z samej skali, automagicznie wyłoni się nowa jakość, czyli świadomość i komputer znienacka ogłosi: *Cześć, jestem Ambroży*. Albo wręcz od razu [18]:

4. TED (ang. *Technology, Entertainment, Design*), to marka konferencji naukowych organizowanych corocznie przez amerykańską organizację *non-profit* Sapling Foundation, celem których jest popularyzacja idei wartych propagowania (przyp. red.).

*Daj mi rząd dusz! – Tak gardzę tą martwą budową
Którą gmin światem zowie i przywykł ją chwalić,
Żem niepróbował dotąd czyli moje słowo,
Niemogłoby jej wnet zwalić.
Lecz czuję w sobie, że gdybym mą wolę
Ścisnął, natężył i razem wyświecił,
Może bym sto gwiazd zgasił, a drugie sto wzniecił.*

Podobnie w dziedzinie AI, skala może się wydawać najważniejszym parametrem. Przecież, jak pisaliśmy w rozdziale 1.3, sztuczne sieci neuronowe rozwinęły skrzydła dopiero dzięki wystarczająco ogromnej skali rozmiaru zbiorów uczących i zasobów obliczeniowych. Dlatego setki miliardów dolarów i budowanie dedykowanych elektrowni atomowych dla zaspokojenia potrzeb centrów obliczeniowych mają automatycznie doprowadzić do powstania skali, w której AI stanie się wszechwiedzącą wyrocznią, najpotężniejszą bronią i źródłem niewyobrażalnego bogactwa. Podobnie jak opowieści Henry'ego Markrama o sztucznym mózgu zapewniły miliard euro na prowadzone przez niego badania, tak historie o nadludzkiej mocy, którą już niedługo osiągnie AI, przynoszą dziś setki miliardów inwestycji w te technologie.⁵

Kruchość tej bańki pokazało niedawne upublicznienie przez chińską firmę DeepSeek nowego modelu [1], który według twórców wymaga znacząco mniejszych zasobów obliczeniowych niż wiodące modele tworzone w USA. Firma NVIDIA, produkująca kluczowe dla uczenia dużych modeli układy scalone, zanotowała największy w historii amerykańskiej giełdy spadek wartości o prawie 600 miliardów dolarów; firma OpenAI (która wbrew nazwie nie ma nic wspólnego z otwartością) oskarża DeepSeek o niezgodne z licencją wykorzystanie ich modelu (ChatGPT) w procesie uczenia chińskiego modelu R1; autorzy i dziennikarze oskarżają OpenAI o kradzież własności intelektualnej z powodu „karmienia” modeli danymi objętymi prawami autorskimi...

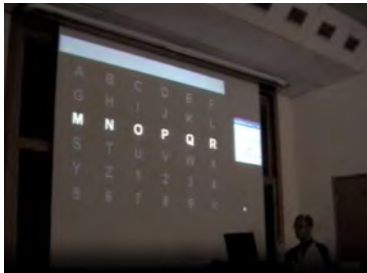
4. Jeśli nie możesz jej pokonać, przyłącz się przez BCI?

Kolejnym sposobem, w jaki technologiczni celebryci obiecują uratować ludzkość przed apokalipsą AI, jest połączenie ludzkiego mózgu z krzemowym. Z pozoru prosta sprawa: interfejsy mózg-komputer (ang. *brain-computer interfaces*, BCI) istnieją od lat, jacyś naukowcy nad tym pracują, więc pewnie wystarczy im dorzucić parę milionów i załatwione, w czym więc problem? Wyjaśnijmy to dokładniej:

BCI powstały w ubiegłym wieku z myślą o cierpiących na choroby neurodegeneracyjne, takie jak np.

5. Obiektywność opinii i inne kwestie związane z AI dyskutuje też artykuł w *Postępiech Fizyki* dotyczący nagrody Nobla z fizyki 2024 [4].

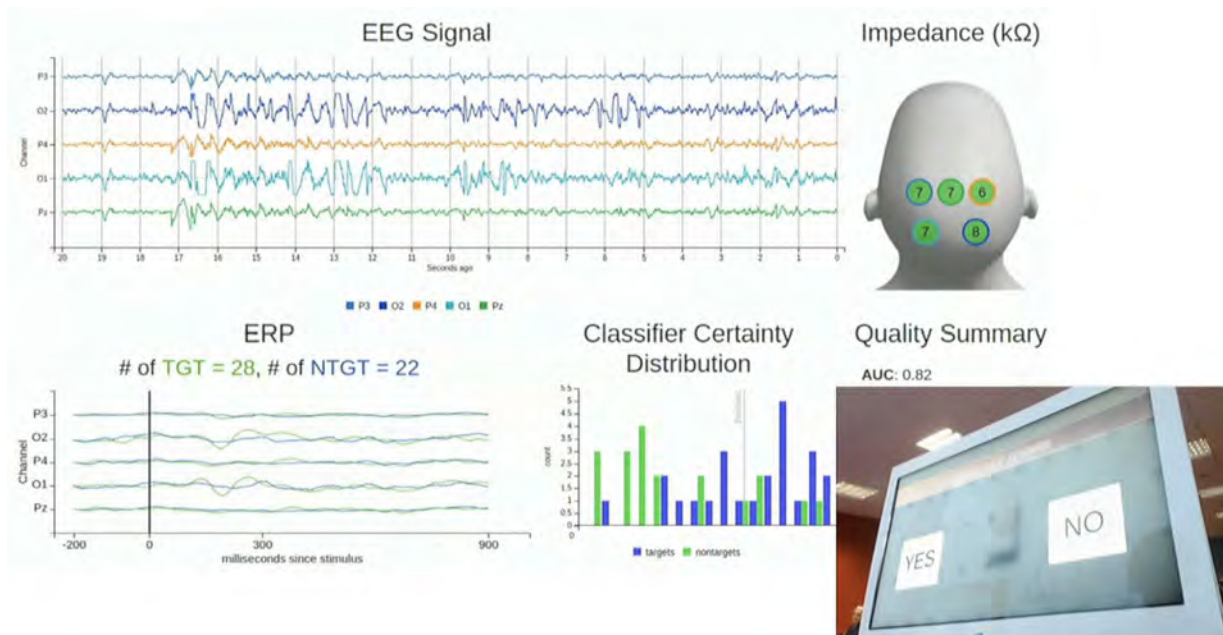
stwardnienie zanikowe boczne, które zabija neurony niosące z mózgu informację sterującą mięśniami. Okrucieństwo tej choroby polega na tym, że sam mózg pozostaje względnie nietknięty, ale już na zawsze w piekle zamknięcia (ang. *locked-in state*), gdyż cała czynna komunikacja jest przez ludzi przekazywana za pośrednictwem mięśni: płuc, krtani, twarzy czy rąk. Kiedy sterowanie wszystkimi tymi mięśniami zostaje przerwane, tracimy możliwość wyrażenia czegokolwiek. Chyba żeby intencję dało się odczytać bezpośrednio z mózgu. I to jest właśnie klasyczna definicja BCI: odczyt generowanych w mózgu intencji bez pośrednictwa mięśni.



Rys. 6. Pierwszy w Polsce publiczny pokaz działania interfejsu mózgu-komputer, czerwiec 2008, WF UW, Hoża 69

Jak je odczytać? Jak wspomniano w rozdziale 2, przetwarzanie informacji mózgu wiąże się z powstawaniem potencjałów elektrycznych. Ich ślady, czyli elektroencefalogram (EEG), odczytujemy z elektrod umieszczonych na powierzchni głowy od niemal stulecia [3] – do dzisiaj EEG jest najpopularniejszą z technik rejestracji procesów zachodzących w mózgu. Podczas pierwszego w Polsce

publicznego pokazu BCI wykorzystano EEG (rys. 6): na zdjęciu widać obraz oglądany przez mnie wówczas na ekranie laptopa, na którym migają kolejno wiersze i kolumny macierzy symboli. Zadaniem systemu jest wykrycie, na którym znaku koncentruję uwagę – reakcja nastąpi, gdy jednocześnie zostaną podświetlone: odpowiedni wiersz i odpowiednia kolumna. Reakcja ta ma być oczywiście wykrywana bezpośrednio z elektrycznych śladów myśli, czyli z EEG. Ta reakcja to tak zwany potencjał wywołany – zjawisko znane w encefalografii od dziesięcioleci: potencjał (załamek), widoczny po uśrednieniu kilku czy kilkuset odcinków EEG, zsynchronizowanych z bodźcem. Bodźce generuje komputer, takie uśrednianie może więc zachodzić w czasie prawie rzeczywistym, jak to widać na rys. 7, gdzie zielone krzywe odpowiadają średnim odcinków zsynchronizowanych z bodźcem, na który użytkownik miał zwracać uwagę (TGT od ang. *target*), a niebieskie – pozostałych. Zielone krzywe wykazują odchylenia w okolicy 300 ms po bodźcu, zwane potencjałem (załamkiem) P300. Jest to potencjał uwagowy, wywołany bodźcami, na które zwracamy uwagę, czyli zależny od naszej woli. Dzięki temu możemy go wykorzystać do sterowania i przekazywania informacji. Jeśli chcemy powiedzieć TAK, koncentrujemy uwagę na wystąpieniach odpowiednio oznaczonego bodźca, na przykład uważnie licząc jego mignięcia. Jeśli system poprawnie przypisze potencjał do bodźca, na którym koncentrowaliśmy uwagę, przekazemy bez pośrednictwa mięśni co najmniej jeden bit.



Rys. 7. Panel kontrolny BCI w czasie rzeczywistym. W górnej części panelu po lewej: sygnał EEG mierzony z elektrod, których symbole na głowie widocznej po prawej pokazują aktualne oporności. W lewym dolnym rogu panelu: widzimy potencjały dla każdej elektrody, uśredniane z napływających danych, zsynchronizowane z mignięciami obu kwadratów, a obok rozkład prawdopodobieństw klasyfikatora, który będzie rozpoznawał wystąpienie potencjału na zielonych bądź niebieskich krzywych, odczytując w ten sposób intencje użytkownika (wybór TAK/NIE) bez pośrednictwa mięśni. W prawym dolnym rogu rysunku: zdjęcie ekranu, na którym migają kwadraty TAK i NIE.

Tak właśnie działają współczesne BCI: z mierzonych różnymi metodami śladów aktywności mózgu próbują odczytać (sklasyfikować) intencje, którym możemy przypisać mniej czy bardziej umowne znaczenie. To znaczy, że aby zamówić przez BCI kawę, nie wystarczy pomyśleć o pachnącej filiżance – trzeba skonstruować interfejs, w którym będzie opcja wyboru kawy i przypisać jej mierzalną reakcję, którą użytkownik może kontrolować, na przykład wspomniany potencjał P300.

BCI działają znacznie efektywniej, jeśli zaczniemy od sesji kalibracyjnej: użytkownik proszony jest o koncentrację uwagi na wskazywanych przez system bodźcach, dzięki czemu możemy wykreślić widoczne na rys. 7 krzywe i zoptymalizować klasyfikator. W klasycznym podejściu wystarczy zwykle kilka-kilkanaście minut takiej kalibracji, aby osiągnąć realną szybkość działania rzędu kilku-kilkunastu liter na minutę.

Co innego, jeśli chcemy bić rekordy szybkości. Formuła 1 w BCI to rejestracje potencjałów z wnętrza czaszki (elektrokortykografia) i klasyfikatory wykorzystujące głębokie sieci neuronowe. Aktualny rekord zapisany w książce Guinnessa (78 słów na minutę przy 25% błędów) osiągnięto na sygnałach z 253 elektrod umieszczonych bezpośrednio na korze mózgowej, po tygodniach sesji kalibracyjnych, w czasie których sieć uczyła się dopasowywać odczytywane z elektrod wzorce aktywności mózgowej do wypowiedzianych bezgłośnie przez pacjentkę słów z wybranego zestawu [17]. Ale wciąż jest to tylko dopasowywanie wzorców neuronalnej aktywności, odpowiadających za przygotowanie ruchów warg i języka, do wypowiedzianych bezgłośnie słów, a nie odczytywanie myśli.

Fakt, że BCI nie odczytują myśli, tylko świadomie generowane intencje i to wyłącznie w bardzo specyficznych sytuacjach, wymagających uprzedniej świadomej współpracy pacjenta⁶ w procesie kalibracji, nie wpływał na liczbę alarmistycznych wizji „podśluchiwanie myśli” i „końca prywatności”, jakie wypełniały popularne media w czasach szczytu popularności BCI ok. dekadę temu. Nie przypominamy tego faktu, żeby ośmieszyć modne dzisiaj dyskusje o zagrożeniach AI, gdyż te zagrożenia są realne i mamy z nimi do czynienia już teraz. Niestety zagrożenia, o których dyskutują celebryci w mediach, są zwykle bardziej futurystyczne i medialne, niż aktualne i konkretne. Realnymi i konkretnymi zagrożeniami związanymi z BCI zajmuje się neuroetyka, a do zagrożeń AI wrócimy w następnym rozdziale.

6. Potencjał P300 można zwykle wykryć również bez współpracy badanego, jednak działa to znacznie gorzej niż po kalibracji, dlatego wykorzystujące P300 detektory kłamstw działają niewiele lepiej od klasycznych wariografów.

Warto też zwrócić uwagę na afiliacje autorów pracy [17]: nie jest to Neuralink, tylko Uniwersytet Kalifornii. A jednak Internet „rozgrzewają do czerwoności” niemal wyłącznie doniesienia o kolejnym (trzecim?) pacjencie, który porusza kursorem za pośrednictwem interfejsu Neuralink. Pomijany jest przy tym fakt, że od czasu publikacji [10] w roku 2006, czyli na długo przed powstaniem Neuralink, w licznych ośrodkach naukowych wszczepiono już podobne interfejsy kilkudziesięciu pacjentom, którzy założyli nawet „koalicję pionierów BCI” <https://bcipioneers.org>. Neuralink nie wniósł tu nic nowego, poza deklarowanym usprawnieniem samego procesu wszczepiania implantu. Czyż to nie za mało dla inwestorów, dzięki którym firma jest wyceniana na 8 miliardów dolarów...? I może właśnie dlatego, zgodnie z kultowym w Krzemowej Dolinie aforyzmem *fake it till you make it*, Elon Musk obiecuje zrewolucjonizowanie leczenia choroby Parkinsona, epilepsji, autyzmu, otyłości, depresji, schizofrenii... W tym kontekście należy też oceniać obietnice bezpośredniego połączenia mózgu z AI.

5. Apokalipsa AI

Skoro nie widać bliskich perspektyw na połączenie naszych mózgów z AI, ani na przeniesienie świadomości do cyberprzestrzeni (rozdział 2), pozostaje bliżej przyjrzeć się zagrożeniom, jakie niesie dla ludzkości gwałtowny rozwój tych technologii. Mówią o nich wszyscy – od youtuberów do noblistów z dziedziny, jak Geoffrey Hinton i Demis Hassabis. Tylko zwykle dość ogólnikowo.

Większość apokaliptycznych przepowiedni wiązana jest z oczekiwany nadejściem silnej (ogólnej) AI (ang. *artificial general intelligence*, AGI), która ma już niedługo przewyższyć inteligencję ludzką pod każdym względem. Gdy tylko uzyska sprawczość, stanie się jasne, „kto tu rządzi”⁷.

Ostatnie badania wydają się też potwierdzać tezę, że do tego punktu zbliżamy się z dwu stron: o ile LLM, dzięki konwersacjom z ludźmi, gromadzą coraz więcej danych, to ludzie korzystający na co dzień z narzędzi AI wydają się zatracać zdolności krytycznego myślenia [14].

Z kolei według scenariuszy rodem z *science-fiction*, apokalipsa AI może wyniknąć z nieporozumienia. Szwedzki filozof Nick Bostrom zaproponował eksperyment myślowy, w którym zarządzanie fabryką spinaczy biurowych oddajemy całkowicie w ręce AI, pozostawiając jako jedyny cel maksymalizację produkcji. AI słusznie uznaje, że ludzie mogą w tym procesie tylko przeszkadzać i przerabia ich na spinacze.

I tak dalej. Lubimy słuchać takich przepowiedni, gdyż (1) odnoszą się do przyszłości, więc dla większości wydają

7. Przyjmuje się, że światem rządzą ludzie, nie ameba, właśnie z powodu różnic w poziomie inteligencji.

się, niestety, równie niegroźne jak globalne ocieplenie i (2) niejako automatycznie zwalniają nas z myślenia – przecież i tak nic nie poradzimy w obliczu wszechmocy AGI.

Skoro jednak, Drogi Czytelniku, dotarłeś niemal do końca tego eseju, to mam nadzieję, że docenisz próbę analizy *realnych* zagrożeń i szkód, jakie zaliczane ostatnio do AI algorytmy powodują od dziesięcioleci.

5.1. Rząd dusz

Głównym miernikiem wartości i źródłem ogromnych dochodów platform mediów społecznościowych jest liczba aktywnych użytkowników i czas przez nich spędzany na przeglądaniu treści podsuwanych przez serwisy. Idea nie jest nowa, ponieważ media zawsze walczyły o uwagę użytkowników różnymi sposobami: od taniej sensacji do dziennikarskiej rzetelności. Sytuacja mediów społecznościowych jest inna o tyle, że autorami treści są w większości użytkownicy. Daje to pretekst do tyleż wygodnego, co nieetycznego zrzekania się odpowiedzialności przez właścicieli platform. Szczególnie dlatego, że wybór treści podsuwanych użytkownikom mediów społecznościowych „na pierwszej stronie”, czyli decyzje o tym, które posty są wzmacniane i promowane, podejmują algorytmy.

Algorytmy te, wedle dzisiejszych definicji (rozdział 1) uznawane za AI, dość szybko „odkryły”, że największe zaangażowanie użytkowników gwarantują treści brutalne i antagonizujące, a ich ewentualna prawdziwość ma na zaangażowanie wpływ co najwyżej marginalny. Prawda jest zwykle mniej ciekawa i trudniejsza do zrozumienia od wymyślanych opowieści. Prowadzi to do propagowania i wzmacniania treści bardzo często szkodliwych i fałszywych. Antagonizowanie przeciwko sobie grup społecznych, etnicznych i całych narodów, nie jest w tym przypadku częścią tajnego planu, chodzi bowiem tylko o maksymalizowanie zysku firm, które wciąż unikają odpowiedzialności za konsekwencje.

A tragiczne konsekwencje w tym przypadku nie są już hipotetyczne, tylko konkretne i udokumentowane. Jak na przykład ludobójstwo i czystki etniczne w Myanmar (dawniej Birma) w latach 2016–2017 [6], wynikłe w dużej części z rozpropagowania za pośrednictwem platformy Facebook mowy nienawiści ultranacjonalistycznego mnicha buddyjskiego Ashina Wirathu, którego „atrakcyjne” posty szkalujące muzułmańską grupę etniczną Rohingya były przez algorytmy powielane i propagowane, w przeciwieństwie do „nudnych” opinii wielu innych mnichów wzywających do współczucia. Empatia okazała się mniej angażująca od nawoływania do przemocy – nie przykuwała uwagi użytkowników Facebooka.

Efektem, który niejako przy okazji wywołują algorytmy rekomendujące treści, jest błąd potwierdzenia

(ang. *confirmation bias*): w serwisie widzimy tylko treści odpowiadające naszym przekonaniom i przesądom i stajemy się coraz bardziej odizolowani od argumentów przeciwnych. W ten sposób AI doprowadza do polaryzacji grup społecznych funkcjonujących w odrębnych bańkach informacyjnych.

5.2. Mikrotargetowanie

Mikrotargetowanie (ang. *microtargetting*) to kolejny, z pozoru niewinny, mechanizm, zwiększający efektywność reklam. Reklamy mają nas zainteresować konkretnymi produktami, ale nie wszyscy interesują się tym samym i nie na wszystkich działają takie same argumenty. Skąd algorytmy wiedzą, jak przekonywać konkretne osoby? Michał Kosiński pokazał, że opatentowany przez Facebook algorytm (patent US20160283485A1) [13]:

jest w stanie określić preferencje seksualne (u mężczyzn skutecznie w 88% przypadków), wygląd, zainteresowania, poziom inteligencji, pochodzenie etniczne i kolor skóry (u Amerykanów skutecznie w 95% przypadków), wyznanie, poziom zadowolenia z życia, uzależnienia, wiek, płeć oraz poglądy społeczne, religijne i polityczne [...] na podstawie 68 polubień na Facebooku.

Zastosowanie technik manipulacji behawioralnej, celowanej precyzyjnie w indywidualne lęki i słabości każdego z nas, daje niemal nieograniczone możliwości kształtowania opinii, w tym wpływania na wyniki wyborów i referendum, których obiektywność stanowi fundament demokracji. Przykładem może być domniemany wpływ firmy Cambridge Analytica na wybory w USA i Brexit.

5.3. Nieznośna lekkość fałszowania

To już historia najnowsza, pisana przez generatywną AI. Nowością nie są fałszerstwa jako takie, tylko niemal nieograniczona dostępność niemal doskonałych narzędzi, umożliwiających tworzenie z pomocą AI niemal doskonałych fałszerstw – praktycznie dla każdego, bez wielkich nakładów czy specjalistycznej wiedzy. Komunikacja między ludźmi polega dzisiaj głównie na cyfrowej wymianie informacji. Jej wiarygodność to filar demokracji. Strzec jej powinny państwa tak, jak strzegą wiarygodności pieniądza jako umowy społecznej. Fałszerstwa banknotów są rzadkie nie z przyczyn technicznych, tylko ze względu na surowe w tym zakresie prawo. Miejmy nadzieję, że wspomniane na początku Rozporządzenie PE i Rady UE [21] zadziała podobnie przynajmniej w Europie. Ale to już inna historia.

Niniejszy esej powstał na podstawie materiałów do wykładu dla studentów Wydziału Fizyki UW https://brain.fuw.edu.pl/edu/index.php/Technologie_informacyjne_i_komunikacyjne.

Literatura

- [1] DeepSeek-AI et al. *Deepseek-R1: Incentivizing reasoning capability in LLMs via reinforcement learning*. 2025. arXiv: 2501.12948
- [2] Emily M. Bender i in. “On the Dangers of Stochastic Parrots: Can Language Models Be Too Big?” W: *Proceedings of the 2021 ACM Conference on Fairness, Accountability, and Transparency*. New York, NY, USA, 2021, s. 610–623. DOI: 10.1145/3442188.3445922.
- [3] Hans Berger. “Über das Elektrenkephalogramm des Menschen”. W: *Archiv für Psychiatrie und Nervenkrankheiten* 87.1 (1929), s. 527–570. DOI: 10.1007/BF01797193.
- [4] Anna Dawid. “Ktokolwiek widział, ktokolwiek wie! Ukradziono Nagrodę Nobla z fizyki!” W: *Postępy Fizyki* 3–4 (75 2024). DOI: 10.61947/uw.PF.2024.75.3-4.12-16.
- [5] Jia Deng i in. “ImageNet: A large-scale hierarchical image database”. W: *2009 IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*. 2009, s. 248–255. DOI: 10.1109/CVPR.2009.5206848.
- [6] Christina Fink. “Dangerous speech, antimuslim violence, and Facebook in Myanmar”. W: *Journal of International Affairs* 71.1.5 (2018), s. 43–52. ISSN: 0022197X. URL: <https://www.jstor.org/stable/26508117> (dostęp 12. 02. 2025).
- [7] R. A. Fisher. “The use of multiple measurements in taxonomic problems”. W: *Annals of Eugenics* 7.2 (wrz. 1936), s. 179–188. ISSN: 2050-1420 (print), 2050-1439 (electronic). DOI: 10.1111/j.1469-1809.1936.tb02137.x.
- [8] Ian Goodfellow, Yoshua Bengio i Aaron Courville. *Deep Learning*. <http://www.deeplearningbook.org>. MIT Press, 2016.
- [9] Michael Townsen Hicks, James Humphries i Joe Slater. “ChatGPT is bullshit”. W: *Ethics and Information Technology* 26.2 (2024), s. 38. DOI: 10.1007/s10676-024-09775-5.
- [10] Leigh R. Hochberg i in. “Neuronal ensemble control of prosthetic devices by a human with tetraplegia”. W: *Nature* 442.7099 (2006), s. 164–171. DOI: 10.1038/nature04970.
- [11] A. L. Hodgkin and A. F. Huxley. “A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve”. W: *The Journal of Physiology* 117.4 (1952), s. 500–544. DOI: 10.1113/jphysiol.1952.sp004764.
- [12] John Jumper i in. “Highly accurate protein structure prediction with AlphaFold”. W: *Nature* 596.7873 (2021), s. 583–589. DOI: 10.1038/s41586-021-03819-2.
- [13] Michał Kosiński, David Stillwell i Thore Graepel. “Private traits and attributes are predictable from digital records of human behavior”. W: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 110.15 (2013), s. 5802–5805. DOI: 10.1073/pnas.1218772110.
- [14] Hao-Ping (Hank) Lee i in. “The Impact of Generative AI on Critical Thinking: Self-Reported Reductions in Cognitive Effort and Confidence Effects From a Survey of Knowledge Workers”. W: *Proceedings of the ACM CHI Conference on Human Factors in Computing Systems*. ACM, kw. 2025. URL: <https://www.microsoft.com/en-us/research/publication/the-impact-of-generative-ai-on-critical-thinking-self-reported-reductions-in-cognitive-effort-and-confidence-effects-from-a-survey-of-knowledge-workers/>.
- [15] Henry Markram. *A brain in a supercomputer [video]*. https://www.ted.com/talks/henry_markram_a_brain_in_a_supercomputer, Lip. 2009.
- [16] Warren McCulloch and Walter Pitts. “A logical calculus of ideas immanent in nervous activity”. W: *Bulletin of Mathematical Biophysics* 5 (1943), s. 127–147.
- [17] Sean L. Metzger i in. “A high-performance neuroprosthesis for speech decoding and avatar control”. W: *Nature* 620.7976 (2023), s. 1037–1046. DOI: 10.1038/s41586-023-06443-4.
- [18] Adam Mickiewicz. *Dziadzy część III*. <https://polona.pl/preview/626a95ba-f7ea-4082-98a8-2a6648dd65c4>. Dostęp: 2025.02.08. Paryż, 1838.
- [19] Iman Mirzadeh i in. *GSM-Symbolic: Understanding the Limitations of Mathematical Reasoning in Large Language Models*. 2024. arXiv: 2410.05229
- [20] H.P. Moravec. *Mind Children: The Future of Robot and Human Intelligence*. Harvard University Press, 1988. isbn: 9780674576162.
- [21] Rada Unii Europejskiej Parlament Europejski. Rozporządzenie parlamentu europejskiego i rady (UE) 2024/1689 z dnia 13 czerwca 2024 r. w sprawie ustanowienia zharmonizowanych przepisów dotyczących sztucznej inteligencji oraz zmiany rozporządzeń (WE) nr 300/2008, (UE) nr 167/2013, (UE) nr 168/2013, (UE) 2018/858, (UE) 2018/1139 i (UE) 2019/2144 oraz dyrektyw 2014/90/UE, (UE) 2016/797 i (UE) 2020/1828 (akt w sprawie sztucznej inteligencji) (tekst mający znaczenie dla EOG). <https://eur-lex.europa.eu/legal-content/PL/ALL/?uri=CELEX:32024R1689>, 2024.
- [22] *Philosophical transactions of the royal society B 373 (1758 2018): Connectome to behaviour: modelling C. elegans at cellular resolution. Discussion meeting issue organized and edited by Stephen D. Larson, Pdraig Gleeson and André E.X. Brown*. URL: <https://royalsocietypublishing.org/toc/rstb/2018/373/1758>.

- [23] Jiawei Su, Danilo Vasconcellos Vargas i Kouichi Sakurai. "One Pixel Attack for Fooling Deep Neural Networks". W: *IEEE Transactions on Evolutionary Computation* 23.5 (paź. 2019), s. 828–841. ISSN: 1941-0026. DOI: 10.1109/tevc.2019.2890858.
- [24] Min-Jen Tsai, Ping-Yi Lin i Ming-En Lee. "Adversarial Attacks on Medical Image Classification". W: *Cancers* 15.17 (2023). ISSN: 2072-6694. DOI: 10.3390/cancers15174228.
- [25] Ashish Vaswani i in. "Attention is All you Need". W: *Advances in Neural Information Processing Systems*. Red. I. Guyon i in. T. 30. Curran Associates, Inc., 2017. URL: https://proceedings.neurips.cc/paper_files/paper/2017/file/3f5ee243547dee91fbd053c1c4a845aa-Paper.pdf.
- [26] Joseph Weizenbaum. "ELIZA—a computer program for the study of natural language communication between man and machine". W: *Commun. ACM* 9.1 (sty. 1966), s. 36–45. ISSN: 0001-0782. DOI: 10.1145/365153.365168.
- [27] John Graham White i in. "The Structure of the Nervous System of the Nematode *Caenorhabditis elegans*". W: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series B: Biological Sciences* 314.1165 (1986), s. 1–340. ISSN: 0962-8436. URL: <https://royalsocietypublishing.org/toc/rstb/2018/373/1758>.

Jony węgla w radioterapii – szanse i wyzwania

Carbon ions in radiotherapy – opportunities and challenges

Tomasz Kubiak*

Zakład Fizyki Materiałów Funkcjonalnych, Wydział Fizyki i Astronomii, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu
Akademia Nauk Stosowanych im. H. Cegielskiego w Gnieźnie, Uczelnia Państwowa

Abstrakt. Radioterapia wykorzystująca jony węgla to jeden z najciekawszych przykładów zastosowania osiągnięć współczesnej fizyki w medycynie, a zatem w służbie człowiekowi. W przypadku leczenia nowotworów przewaga wiązek $^{12}\text{C}^{6+}$ nad innymi rodzajami promieniowania wynika m.in. z bardzo korzystnego rozkładu dawki w zależności od głębokości napromienianej tkanki, z wyraźnym maksimum w obszarze piku Bragga przy końcu zasięgu jonów, a także z wysokich wartości liniowego przekazu energii oraz współczynnika szkodliwości biologicznej. Stwarza to szanse na skuteczne zwalczanie nawet opornych na napromienianie i cechujących się hipoksją nowotworów położonych w pobliżu narządów krytycznych. Techniczne aspekty terapii obejmują takie zagadnienia jak: wytwarzanie jonów węgla oraz przyspieszanie ich do odpowiednich energii, także wybór systemu formowania wiązki i napromieniania pacjenta. Wyzwaniem wciąż pozostaje opracowanie optymalnej metody leczenia ruchomych nowotworów, zlokalizowanych w obrębie klatki piersiowej i jamy brzusznej.

Słowa kluczowe: radioterapia jonami węgla, systemy dostarczania wiązki, efekt radiobiologiczny, monitorowanie ruchu guza, napromienianie ruchomych celów, terapia hadronowa

Abstract. Carbon ion radiotherapy is one of the most interesting examples of the application of the achievements of modern physics in medicine and thus in the service of humanity. In the case of cancer treatment, the advantage of $^{12}\text{C}^{6+}$ beams over other types of radiation results from a very favorable depth-dose distribution with a distinct maximum in the Bragg peak region at the end of the ion range, as well as from high values of linear energy transfer and relative biological effectiveness. This creates the opportunity to effectively fight against even radioresistant and hypoxic tumors located near critical organs. The technical aspects of the therapy include such issues as the generation of carbon ions and their acceleration to appropriate energies as well as the selection of the beam forming and patient irradiation system. The development of the optimal method of carbon ion treatment for moving tumors located in the thoracic and abdominal region still presents a challenge.

Keywords: carbon ion radiotherapy, beam delivery systems, radiobiological effects of ions, tumor motion monitoring, moving target irradiation, hadron therapy

Podjęcie skutecznej walki z chorobami nowotworowymi nie byłoby możliwe bez zastosowania we współczesnej medycynie fizycznych metod terapii. Wśród nich szczególną rolę odgrywa oczywiście radioterapia wykorzystująca różne rodzaje promieniowania jonizującego. Oprócz interwencji chirurgicznej, już od ponad wieku pozostaje ona podstawą miejscowego unicestwienia guzów złośliwych. Interdyscyplinarny zespół specjalistów, w skład którego wchodzi lekarze radioterapeuci, fizycy medyczni oraz technicy elektroradiologii, planuje, przygotowuje oraz przeprowadza leczenie tak, aby dostarczyć możliwie wysoką dawkę promieniowania w obręb guza, maksymalnie chroniąc przy tym sąsiadujące zdrowe tkanki. Osiągnięcie tego celu stanowi swego rodzaju wyzwanie w przypadku teleradioterapii, czyli techniki napromieniania z użyciem zewnętrznych (tj. zlokalizowanych poza ciałem pacjenta) źródeł promieniowania.

W Polsce oraz wielu krajach na świecie stosuje się przede wszystkim generowane przez aparaty terapeutyczne (liniowe przyspieszacze elektronów) promieniowanie fotonowe (rentgenowskie) o energiach rzędu 4-25 MeV. Zainteresowanych fizycznymi podstawami działania takich urządzeń odsyłam do artykułów na ten temat [1, 2]. Niestety, promieniowanie elektromagnetyczne, czyli zarówno używane w przeszłości promieniowanie γ emitowane przez tzw. bomby kobaltowe (1,17 i 1,33 MeV), jak i wspomniane już wysokoenergetyczne promieniowanie X, generowane przez medyczne akceleratory liniowe, nie jest idealne do stosowania w leczeniu nowotworów. Przede wszystkim charakteryzuje się niekorzystnym rozkładem dawki w funkcji głębokości. Po krótkim obszarze narastania (ang. *build-up*) występuje jej maksimum, a dalej eksponencjalny spadek wraz z wnikaniem w ośrodek, przy czym zasięg fotonów pozostaje nieokreślony, co w praktyce oznacza, że dla pojedynczej wiązki to nie położony na pewnej głębokości guz, lecz zdrowe

*ORCID: 0000-0002-6991-6127

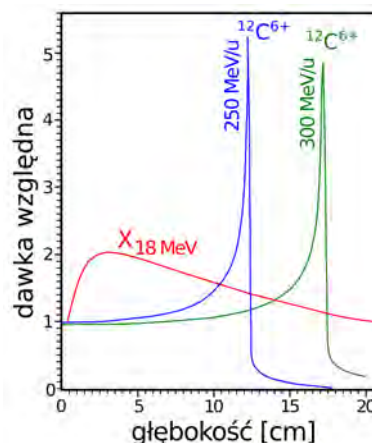
tkanki leżące pomiędzy nim a skórą otrzymują największą dawkę. Z kolei brak określonego zasięgu sprawia, iż przekaz energii występuje również za obszarem nowotworu. Aby zwiększyć dawkę w objętości tarczowej (tzn. planowanej do napromieniania) oraz chronić zdrowe tkanki, napromienia się pacjenta wiązkami podawanymi z różnych kierunków.

W tym miejscu pojawia się pytanie, czy istnieje leczenie onkologiczne, które wykorzystuje promieniowanie o lepszych właściwościach fizycznych oraz radiobiologicznych? Odpowiedź jest twierdząca. Terapia hadronowa, a w szczególności terapia jonami węgla $^{12}\text{C}^{6+}$ umożliwia skuteczną walkę nawet ze słabo promieniotwórczymi nowotworami położonymi w sąsiedztwie narządów krytycznych [3], dla pewnych organów ciała bowiem, np. rdzenia kręgowego czy soczewki ocznej, tolerowane dawki są ściśle określone, zatem należy je szczególnie chronić, aby zapobiec powikłaniom popromiennym. Zastosowanie wiązek jonów zdecydowanie ułatwia to zadanie, zapewniając bardziej korzystny rozkład dawki w obszarze zaplanowanym do napromieniania PTV (ang. *planning target volume*) oraz wyraźne zmniejszenie narażenia okolicznych tkanek, co znacznie ogranicza ryzyko wystąpienia późnych powikłań, w tym rozwoju wtórnych nowotworów.

Fizyczne podstawy terapeutycznego zastosowania jonów węgla

Największym atutem terapii hadronowej, wykorzystującej wiązki protonów albo cięższych jonów, jest charakterystyczny sposób przekazu energii z wąskim maksimum, występującym na końcu drogi przebytej w ośrodku (rys. 1). Jest to *pik (maksimum) Bragga* swą nazwą upamiętniający angielskiego fizyka Williama Henriego Bragga, który już w 1903 roku badał spowalnianie cząstek alfa przy przejściu przez materię. Co najważniejsze, głębokość, na jakiej zostanie zdeponowana najwyższa dawka promieniowania może być regulowana poprzez odpowiedni dobór energii kinetycznej jonów [4]. Dzięki temu lokalizacja pików Bragga będzie pokrywać się z objętością tarczową. Warto wspomnieć, iż u otyłych pacjentów nowotwór może być usytuowany nawet na głębokości 30 cm – aby taki zasięg uzyskać, wymagana jest energia $^{12}\text{C}^{6+}$ około 430 MeV/u.

Przewaga jonów węgla nad innymi rodzajami promieniowania ma również związek z wysoką wartością współczynnika liniowego przekazu energii LET (ang. *linear energy transfer*). Warto zwrócić uwagę, że naładowane $^{12}\text{C}^{6+}$ oddziałują z materią coulombowsko znacznie silniej niż protony czy elektrony. Strata energii dE/dx przy dużych prędkościach ($v = 0,7c$) jonów wynika przede wszystkim z ich niesprężystych zderzeń z elektro-



Rys. 1. Rozkład dawki w zależności od głębokości napromienianej tkanki dla jonów węgla (250 i 300 MeV/u) oraz fotonów (18 MeV) w fantomie wodnym. Dla $^{12}\text{C}^{6+}$ stosunkowo niska dawka (plateau) deponowana jest w obszarze wejściowym, natomiast znacznie większa przy końcu zasięgu w obszarze pików Bragga, którego położenie zależy od początkowej energii kinetycznej jonów. Dla fotonów X po krótkim obszarze narastania występuje maksimum przekazu dawki, a dalej jego eksponencyjny spadek [3]

nami atomów tarczy, co matematycznie opisuje formuła Bethego-Blocha w ujęciu relatywistycznym zaproponowanym przez amerykańskiego fizyka Ugo Fano. Wszystkich chcących zapoznać się ze stosunkowo skomplikowanymi równaniami, opisującymi przejście cząstek naładowanych przez materię w ujęciu teoretycznym, odsyłam do źródłowej, aczkolwiek archiwalnej już publikacji [5]. W miarę wnikania w ciało człowieka jony węgla spowalniają, stopniowo tracąc coraz więcej energii na akty jonizacji lub wzbudzenia atomów. Dopiero jednak, gdy ich energia kinetyczna zmaleje do około 350 keV/u, następuje największy przekaz energii do ośrodka, co odpowiada pikowi Bragga [4]. W wyniku zderzeń jonów węgla z atomami tarczy powstają neutrony oraz fragmenty materii, które, uczestnicząc w dalszych reakcjach jądrowych, wytwarzają cząstki naładowane zdolne do jonizacji ośrodka. Dlatego pomimo określonego zasięgu jonów węgla w tkance, za pikiem Bragga (rys. 1) obserwowany jest tzw. ogon dawki [6]. Należy jednak zauważyć, iż generowane w obszarze PTV niestabilne izotopy węgla ^{10}C i ^{11}C ulegają rozpadowi β^+ , a powstałe w wyniku tej reakcji pozytony anihilują wysyłając po dwa kwanty gamma. Stwarza to doskonałą okazję, aby na stanowisku terapeutycznym wykorzystywać metodę obrazowania, jaką jest pozytonowa tomografia emisyjna PET (ang. *positron emission tomography*) do wyznaczenia zasięgu wiązki w czasie rzeczywistym.

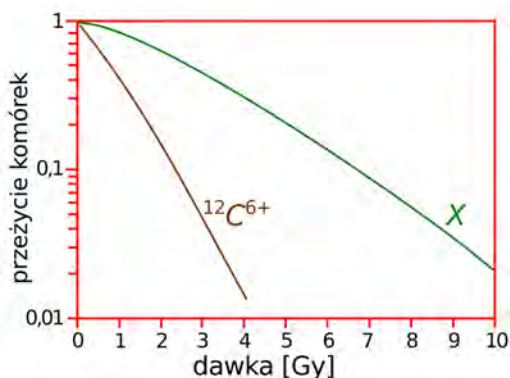
Terapia jonami węgla z perspektywy biofizyki i radiobiologii

Należy pamiętać, że nawet przy tej samej dawce pochłoniętej przez chorą tkankę wywołany skutek będzie różny w zależności od rodzaju zastosowanego promieniowania.

Dlatego fizycy medyczni oraz radiobiolodzy, w kontekście wpływu promieniowania jonizującego na organizmy żywe, często posługują się współczynnikiem względnej szkodliwości biologicznej RBE (ang. *relative biological effectiveness*). Wyznacza się go jako stosunek dawki pochłoniętej D_{ref} promieniowania referencyjnego (fotonów X) do D – dawki badanego promieniowania, jaka jest potrzebna, aby uzyskać takie same efekty biologiczne [7]

$$\text{RBE} = \frac{D_{\text{ref}}}{D}.$$

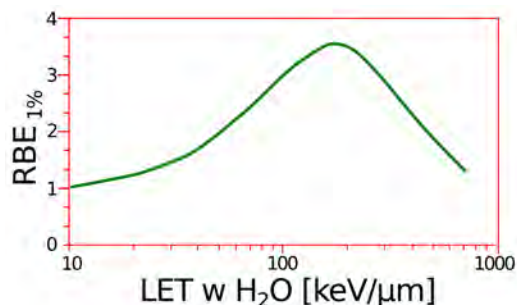
Naukowcy przeprowadzają badania ilościowe oddziaływania promieniowania jonizującego danego typu na wybraną populację komórek. Tworzą krzywe przeżywalności, czyli wykresy zależności pomiędzy dawką pochłoniętą a liczbą komórek, które przeżyły. Należy jednak zaznaczyć, że radiobiolodzy w takim przypadku często przyjmują specyficzną definicję śmierci reprodukcyjnej, rozumianej w kontekście utraty przez komórki zdolności namnażania się, czyli proliferacji [8]. To właśnie niekontrolowane podziały są przyczyną rozrostu nowotworu. Krzywe przeżywalności mają postać liniowo-kwadratową, tzn. dawka jest oznaczana na osi odciętych w skali liniowej, a przeżywalność na osi rzędnych w skali logarytmicznej; kształt krzywej zależy od rodzaju promieniowania (rys. 2).



Rys. 2. Krzywe przeżycia dla komórek napromienianych jonami węgla oraz fotonami X [3]

Zastosowanie jonów węgla, czyli promieniowania o dużym LET, skutkuje dużą gęstością jonizacji. Powstałe uszkodzenia mogą dotyczyć pojedynczej nici bądź obu nici DNA, przy czym ten drugi przypadek jest znacznie bardziej pożądanym z punktu widzenia radioterapii, gdyż zmniejsza ryzyko efektywnego zadziałania mechanizmów naprawczych. Śmierć komórki ma związek z letalnymi uszkodzeniami radiacyjnymi, nienaprawionymi uszkodzeniami potencjalnie letalnymi bądź nagromadzeniem się uszkodzeń subletalnych, których nie udało się zreperować w czasie przerw między kolejnymi sesjami terapeutycznymi [9]. Niestety, część populacji będą stanowić komórki klonogenne. Przetwarzają one działanie

promieniowania jonizującego zachowując zdolność namnażania się oraz wytwarzania kolonii. Naukowcy tworzą modele teoretyczne, próbując opisać dane uzyskane z eksperymentów prowadzonych z wykorzystaniem różnych linii komórkowych. Przykładem jest model liniowo-kwadratowy uwzględniający dwie stałe α i β , które są proporcjonalne odpowiednio do dawki oraz jej kwadratu. Chociaż dla wiązek fotonowych stosunek α/β jest uznawany za wskaźnik radiowrażliwości komórek, nie musi on być równie adekwatny przy zastosowaniu promieniowania o wysokim LET, np. jonów węgla. Z badań wynika, że sytuację poprawić może wyznaczenie wartości bezwzględnych wspomnianych współczynników, uzyskane dzięki zastosowaniu odpowiedniego dopasowania krzywej do wykresu przeżywalności dla promieniowania referencyjnego [7]. Wracając do samego RBE warto podkreślić, iż mimo silnej zależności od ładunku cząstki nie jest on prostą funkcją LET. Wartość współczynnika względnej szkodliwości biologicznej w rzeczywistości ma związek z szeregiem niekiedy powiązanych ze sobą czynników. Spośród nich przede wszystkim należy brać pod uwagę: dawkę i jej moc, rodzaj tkanki oraz stężenie w niej tlenu, status proliferacji komórek, ich metabolizm, a nawet warunki hodowli (w przypadku kultur *in vitro*) [10].



Rys. 3. Wykres zależności RBE od LET dla jonów węgla (dla frakcji komórek przeżywających 1%) (dane zaczerpnięte z [7])

Zależność RBE od LET (rys.3.) dla ciężkich cząstek naładowanych ma charakter krzywej dzwonowej [7, 10, 11]. Jej analiza wskazuje, iż współczynnik RBE rośnie wraz ze zmianą liczby atomowej, począwszy od protonów aż do jonów krzemu, natomiast przy LET wyższym niż około 200 keV/μm, wartości RBE zaczynają maleć [11]. Obliczenia RBE są bardzo istotne podczas planowania terapii hadronowej. Dla jonów węgla stosowanych w radioterapii najczęściej przyjmuje się $\text{RBE} \approx 3$ w obszarze maksimum Bragga, co wskazuje, że są one efektywniejsze w walce z nowotworami niż protony, dla których wartość tego współczynnika wynosi nieco ponad 1,1 [12]. Natomiast w obszarze wejściowym (czyli w praktyce poza nowotworem) wartość RBE dla jonów jest niższa, ≈ 1 , co pozwala zmniejszyć narażenie zdrowych tkanek. Można zadać pytanie, dlaczego tak się dzieje?

Wiemy, że RBE zależy od LET, a ten z kolei jest proporcjonalny do Z^2/β^2 , gdzie Z to ładunek jonu, a β jego względna prędkość. Szybkie jony w obszarze wejściowym (LET = 11-13 keV/ μm) będzie zatem charakteryzować mniejszy współczynnik RBE niż wolne jony (LET = 40-80 keV/ μm) na końcu ich zasięgu zlokalizowanym w obszarze tarczowym [13].

Jony węgla bardzo dobrze nadają się do leczenia opornych na napromienianie nowotworów cechujących się hipoksją (tj. niedoborem tlenu). W porównaniu z fotonami X, dla wiązek $^{12}\text{C}^{6+}$ obserwujemy zmniejszony efekt wzmocnienia tlenowego OER (ang. *oxygen enhancement ratio*) [13]. Warto przypomnieć, iż współczynnik OER z definicji wyrażamy jako stosunek dawki promieniowania jonizującego, jaką trzeba dostarczyć w warunkach hipoksycznych, do dawki promieniowania podawanej w warunkach normoksycznych, aby w obu sytuacjach wywołać jednakowy efekt biologiczny. W przypadku tradycyjnej radioterapii, wykorzystującej promieniowanie o niskim LET, wartość OER może sięgać nawet 3, zatem napromienianie fotonami X będzie w pełni efektywne tylko wówczas, gdy w tkance guza występuje odpowiedni przepływ krwi oraz stężenie tlenu, w przypadku interakcji fotonów z materią mamy bowiem do czynienia z jonizacją pośrednią i powstawaniem reaktywnych form tlenu. Z kolei ciężkie jony jonizują bezpośrednio, zatem pozwalają obniżyć wartość OER do ≈ 1 , a tym samym skutecznie zwalczać obszary hipoksyczne, nawet dla tak agresywnych nowotworów jak rak trzustki [12]. Warto jeszcze wspomnieć, iż skuteczność terapii hadronowej można poprawić poprzez zastosowanie radiouczulaczy uwrażliwiających komórki nowotworowe na działanie promieniowania jonizującego. Obecnie nadzieję pokłada się w nanocząstkach z rdzeniami z materiałów o dużej liczbie atomowej, np. gadolinu ($Z = 64$), platyny ($Z = 78$) czy złota ($Z = 79$). Ich obecność w patologicznej tkance podczas napromieniania wiązką jonów powoduje lokalne wzmocnienie efektu wywołanego daną dawką m.in. poprzez zwiększenie emisji niskoenergetycznych elektronów [14]. Takie e^- przyczyniają się do generowania wysoce reaktywnych form tlenu, np. rodników hydroksylowych (HO^\bullet), które powodują poważne uszkodzenia i w konsekwencji śmierć komórek nowotworowych.

Dociekliwy czytelnik zapewne zadaje sobie pytanie, dlaczego zamiast wiązek jonów węgla w praktyce klinicznej nie stosuje się cięższych jonów, np. neonu. Odpowiedź jest wieloaspektowa. Po pierwsze, aby jony $^{20}\text{Ne}^{10+}$ osiągnęły wymagany zasięg do 30 cm, potrzebne byłyby energie sięgające 600 MeV/u, czyli większe niż wspomniane wcześniej 430 MeV/u dla $^{12}\text{C}^{6+}$ [4]. Ponadto jony neonu czy argonu charakteryzuje zdecydowanie większa sztywność wiązki (ang. *beam rigidity*) niż jony węgla. W praktyce ich zastosowanie przekładałoby się

zatem na konieczność budowy jeszcze większych i kosztowniejszych systemów nakierowywania wiązki terapeutycznej. Wybór jonów węgla do stosowania w radioterapii klinicznej miał jednak przede wszystkim podłoże radiobiologiczne. Począwszy od 1975 aż do 1992 roku w amerykańskim Lawrence Berkeley National Laboratory prowadzono szeroko zakrojone testy wykorzystania jonów węgla, neonu, argonu i krzemu w terapii hadronowej. Badania na komórkach pokazały, iż w stosunku do jonów tlenu czy neonu, jony $^{12}\text{C}^{6+}$ posiadają lepszą charakterystykę zależności RBE od LET (dla $^{20}\text{Ne}^{10+}$ zaobserwowano ang. *overkill-effect*). Ponadto długofalowe obserwacje pacjentów unaocznily, że terapia jonami neonu wywoływała późne skutki uboczne w zdrowych tkankach. Zdecydowano zatem, że to terapia jonami węgla, jako ta najbardziej optymalna a zarazem bezpieczna, będzie rozwijana i wdrażana do leczenia onkologicznego w pierwszej kolejności.

Przygotowanie wiązki terapeutycznej

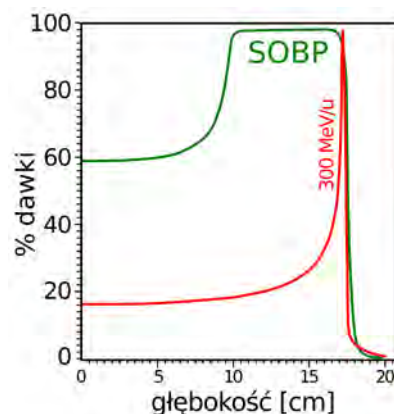
W przeciwieństwie do klasycznej terapii fotonowej, gdzie wiązkę promieniowania X generuje kompaktowy akcelerator liniowy, umiejscowiony w bunkrze o powierzchni kilkudziesięciu metrów kwadratowych, infrastruktura do prowadzenia terapii hadronowej wymaga wielu zaawansowanych technicznie instalacji. Na pierwszym etapie należy wytworzyć jony węgla. Z reguły stosuje się w tym celu źródła typu ECR (ang. *electron cyclotron resonance*), wykorzystujące zjawisko elektronowego rezonansu cyklotronowego. Oferują one odpowiednie prądy wiązek jonów węgla wynoszące 200-400 μA oraz charakteryzują się dużą stabilnością i niezawodnością, co jest niezwykle ważne w zastosowaniach medycznych. Z kolei przy tworzeniu koncepcji centrów leczenia wiązkami submilimetrowej szerokości (ang. *minibeams*) rozpatruje się wykorzystanie źródeł $^{12}\text{C}^{6+}$ typu TwinEBIS (ang. *twin electron beam ion source*), w których jonizacja inicjowana jest przez wiązkę e^- emitowaną z działa elektronowego [15]. Rozwój technologii TwinEBIS ma również na celu stworzenie źródła zdolnego wytwarzać 1,5 μs impulsy, zawierające 10^8 - 10^9 całkowicie pozbawionych elektronów jonów węgla, co przy częstotliwości powtarzania 300-400 Hz otworzy możliwość użycia akceleratorów liniowych w terapii hadronowej. Zupełnie inną strategią, pozostającą od lat w fazie testów laboratoryjnych, jest zastosowanie laserów do produkcji oraz wstępnego przyspieszania wiązek jonowych. Przykładowo w trakcie próbnych eksperymentów 40 fs impulsy promieniowania laserowego o bardzo dużym natężeniu 10^{20} W/ cm^2 ogniskuje się na tarczy w postaci cienkiej (10-25 nm) folii, uzyskując energie jonów węgla sięgające 10 MeV na nukleon oraz wysokie moce dawki rzędu 10^9 Gy/s [16]. Wróćmy jednak

do rozwiązań stosowanych obecnie w praktyce klinicznej. Właściwe przyspieszanie jonów węgla do energii z przedziału 80-430 MeV/u, odpowiadającej zasięgowi w ciele pacjenta 2-30 cm, odbywa się z wykorzystaniem cyklotronów albo synchrotronów. Cyklotrony izochroniczne zajmują mniej miejsca, ale generują strumień cząstek o określonej energii. Aby zatem dostosować ją do potrzeb, czyli uzyskać zasięg ^{12}C , odpowiadający aktualnej głębokości napromienianego elementu objętościowego guza, konieczne jest użycie systemu wykorzystującego pasywne degradery. Niestety, skutkiem ubocznym ich wprowadzania w tor wiązki jest generowanie zanieczyszczeń w postaci różnych cząstek. Zdecydowanie lepszym, aczkolwiek droższym oraz trudniejszym w eksploatacji rozwiązaniem są synchrotrony, które pracują impulsowo umożliwiając bezpośrednie zmiany energii wiązki.

Napromienianie pacjenta

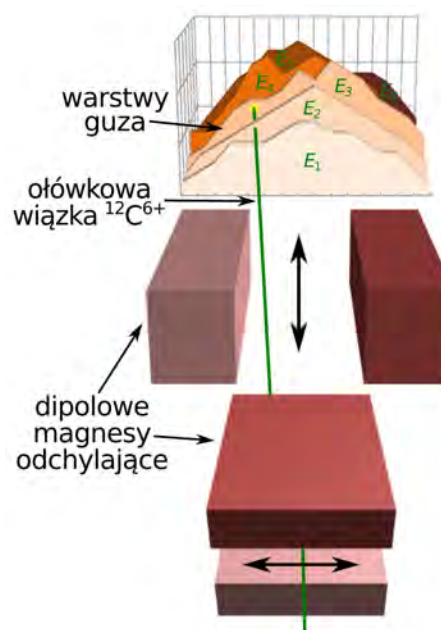
Początkowo w wielu ośrodkach terapii hadronowej na świecie stosowano pasywny system formowania wiązki terapeutycznej. W takim przypadku różne elementy wprowadzane w trajektorię strumienia jonów miały za zadanie sprawić, aby zaplanowana dawka pokryła objętość nowotworu. Wąska wiązka dostarczana z akceleratora była poszerzana przez rozpraszanie oraz rozciągana przez modulator zasięgu, aby utworzyć SOBP (ang. *spread-out bragg peak*) objąć całą długość obszaru zaplanowanego do napromieniania [4]. Rejon SOBP, przedstawiony na rys. 4, mógł zostać dodatkowo przesunięty w głąb za pomocą przesuwника zasięgu RS (ang. *range shifter*), a jego kształt – dostosowany przez kompensator do dystalnego konturu obszaru PTV. Nietrudno domyślić się, że ze względu na różnorodność kształtów i wielkości guzów oraz międzyosobnicze różnice w anatomii, część elementów pasywnych musiała być przygotowywana indywidualnie dla poszczególnych pacjentów. Oprócz zwiększonych kosztów, technika pasywnego modyfikowania wiązki obarczona była jeszcze innymi wadami. Wymagała dostarczenia wiązki pierwotnej o większej intensywności, gdyż część jonów była eliminowana przez degradery oraz elementy kształtujące pole napromieniania. Ponadto, w wyniku oddziaływania jonów ze wspomnianymi urządzeniami, pojawiała się duża liczba rozproszonych (głównie do przodu) neutronów, które zanieczyszczały wiązkę terapeutyczną podawaną pacjentowi [17]. Na domiar złego system pasywny nie pozwalał dobrze dopasować rozkładu dawki do proksymalnego końca objętości tarczowej.

Remedium na powyższe problemy okazało się wprowadzenie techniki skanowania aktywnego. Metoda ta zaproponowana została w latach 90. XX w. przez prof.

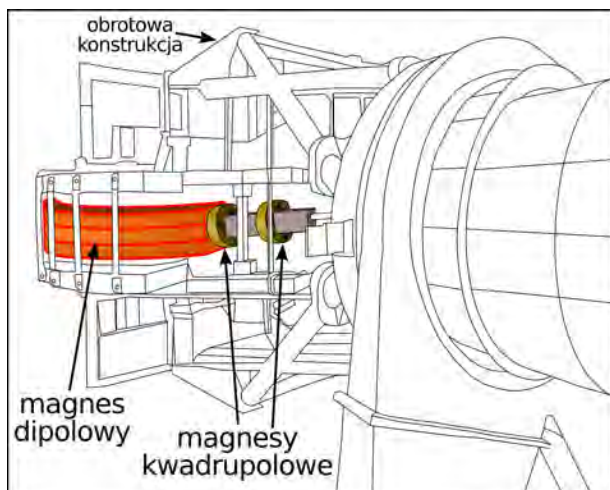


Rys. 4. Obszar SOBP powstały w wyniku superpozycji pików Bragga dla wiązek $^{12}\text{C}^{6+}$ o różnych energiach oraz przykładowy wąski pik Bragga dla jonów węgla 300 MeV/u

Gerharda Krafta wraz z zespołem [18]. Początkowo stosowano ją w praktyce w niemieckim Darmstadt, ale z czasem stała się powszechna w nowo budowanych ośrodkach terapii protonowej i jonowej na całym świecie, warto zatem w skrócie przybliżyć jej podstawy. Objętość tarczową dzieli się umownie na warstwy położone na określonej głębokości, a w ich obrębie wyróżnia pojedyncze elementy objętościowe – *woksele*. Każdy z nich napromieniany jest wąską wiązką, której energia dobierana jest tak, aby pik Bragga znalazł się dokładnie w zaplanowanym miejscu. W praktyce mamy do czynienia ze skanowaniem objętości nowotworu (ang. *raster scanning*) wiązką $^{12}\text{C}^{6+}$, co porównywane jest do działania kineskopów w dawnych telewizorach. Odchylenie strumienia jonów węgla odbywa się dzięki zestawom elektromagnesów (rys. 5). Po napromienieniu siatki wokseli w najgłębszej warstwie zmniejsza się energię cząstek (a tym samym



Rys. 5. Technika skanowania aktywnego wykorzystuje zestaw elektromagnesów do odchylenia ołówkowej wiązki jonów węgla



Rys. 6. Ogromna obrotowa konstrukcja gantry zawiera zestaw elektromagnesów, które odchylają oraz nakierowują wiązkę jonów, aby napromienić nowotwór z różnych, dogodnych kierunków

ich zasięg) i przechodzi do napromieniania elementów objętościowych warstwy płytszej. Planowanie leczenia musi oczywiście uwzględniać dawkę, jaką zewnętrzne obszary guza otrzymały przy przechodzeniu przez nie promieniowania docierającego do regionów położonych głębiej. Największą zaletą cieszącą się coraz większą popularnością metody skanowania aktywnego jest możliwość napromieniania nowotworów o dowolnym, nieregularnym kształcie z milimetrową dokładnością. Dodatkowo pozbycie się indywidualnie dobieranych elementów pasywnych nie tylko zmniejsza koszty terapii, ale również minimalizuje zanieczyszczenie wiązki.

W zależności od lokalizacji nowotworu, napromienianie chorego odbywać się może na stanowisku do terapii horyzontalnej albo z wykorzystaniem gantry obracającej się o 360° wokół leżącego pacjenta. Ta ogromna konstrukcja (rys. 6) dzięki zestawowi elektromagnesów¹ pozwala odpowiednio nakierowywać wiązkę jonów, a tym samym podawać dawkę promieniowania z różnych stron ciała, aby w maksymalnym stopniu chronić narządy krytyczne. Przykładem jest imponujące urządzenie w Heidelbergu, które pomimo 600 ton masy i średnicy około 15 m, umożliwia zachowanie dokładności położenia izocentrum (punktu w przestrzeni, przez który przechodzą wiązki podawane przy różnych kątach ustawienia gantry) na poziomie niemal 0,5 mm dla wiązek jonów węgla o energii do 425 MeV/u (co odpowiada szywności 6,57 Tm) [19]. Warto jeszcze dodać, że sama konstrukcja gantry wraz z całym osprzętem nie jest widoczna dla pacjenta znajdującego się za ścianą, w pokoju zabiegowym.

1. Magnesy dipolowe zmieniają kierunek wiązki biegnącej jonowo-
dem, a magnesy kwadropolowe ją ogniskują. Bliżej pacjenta znajdują
się też elektromagnesy służące do skanowania aktywnego.

Problem napromieniania ruchomych celów

W przypadku radioterapii przeprowadzanej z wykorzystaniem zewnętrznych wiązek jonów o wysokim LET, największym problemem a jednocześnie wyzwaniem dla naukowców oraz inżynierów pozostaje napromienianie ruchomych nowotworów, zlokalizowanych w obrębie klatki piersiowej i jamy brzusznej. Szczególnie wentylacja płuc oraz bicie serca skutkują regularnym przemieszczaniem się wnętrza tułowia, znacznie utrudniając precyzyjne dostarczenie dawki w obręb zaplanowanego obszaru. Przykładowo amplituda ruchu płuc podczas spokojnego, normalnego oddychania rozciąga się od 1 cm (dla ich górnych obszarów) do 3 cm (w przypadku dolnych, zewnętrznych części zlokalizowanych bliżej pracującej przepony) [20]. Co ciekawe, wpływ zmian położenia narządów oraz guza na rozkład dawki podczas pojedynczej sesji radioterapii zależy od zastosowanej techniki napromieniania. Metoda wykorzystująca ołówkową wiązkę skanującą jest znacznie bardziej podatna na niedokładności wynikające z ruchu organów wewnętrznych niż radioterapia wykorzystująca pasywny system formowania wiązki terapeutycznej. Strumień cząstek może nie tylko nie trafić w wybrany element objętościowy, ale również zmienić swój zasięg na skutek fluktuacji gęstości ośrodka wzdłuż trajektorii przelotu jonów. W rezultacie będziemy np. mieć do czynienia z zaniżoną dawką w obszarze guza a zawyżoną w sąsiedniej, zdrowej tkance. Aby do takiej sytuacji nie dopuścić, testuje się różne strategie śledzenia oraz napromieniania ruchomych celów.

W pierwszej kolejności trzeba oczywiście kontrolować aktualne położenie nowotworu podczas sesji terapeutycznej. Już na etapie planowania leczenia, korzystając z czterowymiarowej rentgenowskiej tomografii komputerowej (4D-CT), można określić indywidualny wzorzec oddechowy² oraz przemieszczenie narządów klatki piersiowej w funkcji czasu. Nie jest to jednak rozwiązanie wystarczające, gdyż u pacjentów, np. pod wpływem stresu, częstotliwość oraz amplituda ruchów oddechowych mogą się zmieniać, należy zatem na bieżąco monitorować położenie guza i organów wewnętrznych w trakcie sesji terapeutycznej. Jeden ze sposobów realizacji tego zadania wiąże się z zastosowaniem fluoroskopii, czyli ciągłego prześwietlania wnętrza ciała za pomocą promieniowania rentgenowskiego. Dodatkowo, aby lepiej zwizualizować zmiany położenia nowotworów, które cechują się niewystarczającym kontrastem na tle tkanki miękkiej, wszczepia się w ich są-

2. Na indywidualny wzorzec oddechowy składają się m.in.: liczba wdechów na minutę, miarowość oddechu, symetryczność ruchów klatki piersiowej, stosunek czasów trwania wdechu do wydechu.

siedztwo nieprzepuszczalne dla promieni X znaczniki (ang. *radiopaque fiducial markers*), wykonane ze złota, platyny czy pokrytego węglem tlenku cyrkonu. Trzeba jednak pamiętać, iż istotnym ograniczeniem stosowania technik fluoroskopowych pozostaje pozaterapeutyczna dawka promieniowania, na jaką narażony jest pacjent.

Problem dodatkowego narażenia radiacyjnego nie występuje w przypadku elektromagnetycznych transponderów używanych do lokalizacji pozycji guza w czasie rzeczywistym. Pacjentowi implantuje się wówczas miniaturowe, wyposażone w cewkę indukcyjną czujniki, które wymieniają informację z zewnętrznym generatorem oraz odbiornikiem fal elektromagnetycznych. Tego typu systemy poprawiają znacznie precyzję napromieniania, ale należy pamiętać, że umieszczenie sensorów w ciele pacjenta stanowi procedurę inwazyjną i może powodować skutki uboczne. Czy zatem istnieje jakaś bezpieczniejsza alternatywa? Często z pomocą metod optycznych monitoruje się po prostu położenie znaczników przyklejonych do skóry w wybranych miejscach na tułowie pacjenta. Równocześnie specjalne algorytmy komputerowe przekładają rejestrowany ruch powierzchni klatki piersiowej oraz brzucha na przemieszczanie się nowotworu i organów wewnętrznych. Oczywiście takie pośrednie odtwarzanie trajektorii guza musi być czasami weryfikowane np. z wykorzystaniem stereoskopowego obrazowania rentgenowskiego. Warto również wspomnieć, że wciąż rozwijane są nowe techniki radiograficzne, np. objętościowe obrazowanie z użyciem wiązek ciężkich jonów.

Skuteczna radioterapia nowotworu wymaga nie tylko ciągłego monitorowania jego położenia, ale również odpowiedniego doboru techniki napromieniania ruchomego celu. Pierwsza ze stosowanych metod to *bramkowanie oddechowe* (ang. *gating*). W tym przypadku wiązkę jonów dostarcza się do zaplanowanego obszaru tylko w określonej fazie cyklu oddechowego, np. pod koniec wydechu, gdy klatka piersiowa chwilowo pozostaje w spoczynku. Nietrudno domyślić się, że taka procedura znacznie wydłuża czas każdej sesji terapeutycznej. Inne rozwiązanie to statystyczne uśrednianie dawki poprzez wielokrotne napromienianie objętości docelowej wiązką skanującą (ang. *repainting*). Niestety, z badań wynika, że metoda ta w swojej podstawowej formie jest podatna na występowanie nieplanowanych niejednorodności w rozkładzie dawki (szczególnie przy brzegach obszaru tarczowego). Problem ten nie pojawia się przy zastosowaniu techniki *śledzenia nowotworu* (ang. *tumour tracking*). Nad jej rozwojem od wielu lat pracują naukowcy ze znanych europejskich laboratoriów fizycznych, m.in. GSI Darmstadt. Idea jest następująca: pacjent oddycha swobodnie, a system w czasie rzeczywistym śle-

dzi ruch nowotworu i napromienia go w sposób ciągły, wykorzystując dynamicznie sterowaną wiązkę ołówkową. Za jej poprzeczną korekcję odpowiadają magnesy skanujące. Problemem pozostaje realizacja szybkiej zmiany głębokości wnikania jonów, która (przypomnijmy) zależy od ich energii. Tymczasowym rozwiązaniem są dynamiczne modyfikatory zasięgu, zawierające elementy pasywne (tj. sprzęgane zestawy klinów) [21]. Docelowo planuje się jednak wykorzystać hybrydowy przyspieszacz jonów (ang. *cyclinac*). Ma to być konstrukcja łącząca nadprzewodzący cyklotron izochroniczny z akceleratorem liniowym, który umożliwi błyskawiczne dostrajanie energii generowanej wiązki, a tym samym dostosowanie głębokości położenia piku Bragga do aktualnej pozycji poruszającego się nowotworu. Zainteresowanych szczegółami odsyłam do artykułu, który w szerokim zakresie podejmuje kwestie napromieniania ruchomych obiektów z wykorzystaniem wiązek protonów oraz ciężkich jonów [22].

Terapia jonami węgla na świecie

Terapia jonami węgla, mimo wielu korzyści jakie oferuje z perspektywy biofizyki oraz radiobiologii, a także coraz liczniejszych atutów terapeutycznych prezentowanych w artykułach o charakterze klinicznym, wciąż nie cieszy się dużą popularnością. Niestety, rozwój terapii hadronowej jest znacznie ograniczony przede wszystkim ze względu na duże koszty infrastruktury oraz skomplikowaną obsługę wymagającą zaangażowania interdyscyplinarnych zespołów specjalistów. Ośrodki terapii jonami $^{12}\text{C}^{6+}$, których tylko piętnaście działało na świecie w 2024 roku, zlokalizowane są wyłącznie w krajach wysoko rozwiniętych, tj. w Japonii (aż 7 centrów w prefekturach: Chiba, Yamagata, Gunma, Kanagawa, Osaka, Hyōgo i Saga), Chinach (Lanzhou oraz Szanghaj), Niemczech (Heidelberg i Marburg), Włoszech (Pavia), Austrii (Wiener Neustadt), Korei Południowej (Seul) oraz na Tajwanie (Tajpej) [23, 24].

Warto też wspomnieć, że chociaż w Polsce nie prowadzi się terapii jonami węgla, to w Krakowie, w Centrum Cyklotronowym Bronowice Instytutu Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk, od 2011 roku funkcjonuje ośrodek radioterapii protonowej [25]. Wyposażony jest w dwa stanowiska typu gantry z głowicą skanującą oraz jedno horyzontalne do radioterapii nowotworów gałki ocznej.

Miejmy nadzieję, że udoskonalenia technologiczne, nad którymi pracują naukowcy, a także sukcesy kliniczne sprawią, iż coraz więcej państw zdecyduje się zainwestować w budowę centrów terapii hadronowej, aby poprawić skuteczność leczenia nowotworów będących prawdziwą plagą naszych czasów.

Literatura

- [1] Śłosarek K. Akceleratory terapeutyczne stosowane w radioterapii, *Inżynier i Fizyk Medyczny* 3(2), 103-109, (2014).
- [2] Kubiak T., Od konwencjonalnej radioterapii fotonowej do terapii hadronowej, czyli fizyka w leczeniu nowotworów, *Fizyka w Szkole z Astronomią* 6, 4-7, (2015).
- [3] Kubiak T., „Telradioterapia z wykorzystaniem jonów węgla przełomem w leczeniu nowotworów”, w: *Biomeditech Badania i Innowacje. Zeszyty naukowe*, red. M. Czubenko, T. Merta, Gdańsk 2011, s. 119-125.
- [4] Schardt D., Elsässer T., Schulz-Ertner D., Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits, *Reviews of Modern Physics* 82, 383-425 (2010).
- [5] Fano U., Penetration of protons alpha particles and mesons, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 13, 1-66 (1963).
- [6] Kubiak T., Carbon Ion Radiotherapy - Advantages, Technical Aspects and Perspectives, w: *Nuclear Physics Methods and Accelerators in Biology and Medicine. Proceedings of the Sixth International Summer Student School, JINR, Dubna* 2013, s. 44-45.
- [7] Parisi A., Beltran C.J., Furutani K. M., Clonogenic Survival RBE Calculations in Carbon Ion Therapy: The Importance of the Absolute Values of α and β in the Photon Dose-Response Curve and a Strategy to Mitigate Their Anticorrelation, *Quantum Beam Science* 7(1), 3 (2023).
- [8] Suchorska W., Radiobiologia: podstawowe modele matematyczne opisujące przeżywalność komórek, *Letters in Oncology Science* 15(1), 59-65, (2018).
- [9] Kukołowicz P., Dąbrowska E., 5R radioterapii, *Inżynier i Fizyk Medyczny* 3(4), 165-167 (2014).
- [10] Durante M., New challenges in high-energy particle radiobiology, *British Journal of Radiology* 87:20130626 (2014).
- [11] Chu W.T., *Overview of Light-Ion Beam Therapy*, 1-20, Lawrence Berkeley National Laboratory, (2006) <https://escholarship.org/uc/item/3qg6p5j4>.
- [12] Huart C., Chen J.W., Le Calvé B., Michiels C., Wéra A.C., Could Protons and Carbon Ions Be the Silver Bullets Against Pancreatic Cancer?, *International Journal of Molecular Sciences* 21(13), 4767 (2020).
- [13] Tinganelli W., Durante M., Carbon Ion Radiobiology, *Cancers* 12(10), 3022 (2020).
- [14] Kubiak T., Nanoparticles as radiosensitizers in photon and hadron radiotherapy, *Acta Bio-Optica et Informatica Medica Inżynieria Biomedyczna* 23(1), 29-36 (2017).
- [15] Mayerhofer M., Bencini V., Sammer M., Dollinger G., A carbon minibeam irradiation facility concept, *Journal of Physics: Conference Series* 2420(1), 012097, (2023).
- [16] Chaudhary P., Milluzzo G., McIlvenny A. i inni, Cellular irradiations with laser-driven carbon ions at ultra-high dose rates, *Physics in Medicine & Biology* 68, 025015 (2023).
- [17] Kubiak T., Beam delivery systems in hadron therapy for cancer treatment, *PhD Interdisciplinary Journal*, 1, 67- 73 (2014).
- [18] Haberer T., Becher W., Schardt D., Kraft G., Magnetic scanning system for heavy ion therapy, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 330, 296-305, (1993).
- [19] Owen H., Holder D., Technologies for delivery of proton and ion beams for radiotherapy, *International Journal of Modern Physics A* 29(14), 1441002 (2014).
- [20] Liu H.H., Balter P., Tutt T. i inni, Assessing respiration-induced tumor motion and internal target volume using four-dimensional computed tomography for radiotherapy of lung cancer. *International Journal of Radiation Oncology - Biology - Physics* 68, 531-40 (2007).
- [21] Saito N., Bert C., Chaudhri N. i inni, Speed and accuracy of a beam tracking system for treatment of moving targets with scanned ion beams, *Physics in Medicine & Biology* 54, 4849-4862 (2009).
- [22] Kubiak T., Particle therapy of moving targets-the strategies for tumour motion monitoring and moving targets irradiation, *British Journal of Radiology* 89(1066), 20150275 (2016).
- [23] <https://www.particle.or.jp/hirtjapan/en/medical/current/world.html> (dostęp 30.12.2024)
- [24] <https://www.particle.or.jp/hirtjapan/en/facility/> (dostęp 30.12.2024)
- [25] Maciejczyk A., Sztuder A., Proton radiotherapy should be further developed in Poland, *Nowotwory. Journal of Oncology* 67, 65-70 (2017).

O ferromagnetyzmie, zwłaszcza metalicznym (wędrównym)¹, słów kilka

A few words on the theme of ferromagnetism (in particular the itinerant one)

Jacek Wojtkiewicz*, Piotr Chankowski**

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Abstrakt. Zjawiska magnetyczne, mające rozliczne zastosowania w powszechnie wykorzystywanych urządzeniach, są uwarunkowane efektami kwantowymi. W artykule omawiamy główne modele teoretyczne mające zdawać sprawę z zasadniczych aspektów różnych układów fizycznych wykazujących właściwości magnetyczne, na gruncie których próbuje się zrozumieć mechanizmy odpowiedzialne za te właściwości.

Słowa kluczowe: ferromagnetyzm, ferromagnetyzm wędrówny, ferromagnetyzm metaliczny, mechanika kwantowa, mechanika statystyczna, spin, uporządkowania magnetyczne, przemiany fazowe

Abstract. Magnetic phenomena which have numerous application in commonly used devices are conditioned by quantum effects. In this article we present the main theoretical models which are believed to capture the most important aspects of different physical systems exhibiting magnetic properties and discuss how on their ground one tries to understand mechanisms responsible for these properties.

Keywords: ferromagnetism, itinerant ferromagnetism, metallic ferromagnetism, quantum mechanics, statistical mechanics, spin, magnetic orderings, phase transitions

1. Prolog: Gdzie spojrzeć, wszędzie magnesy...²

Czy tytuł Prologu to nie przesada? Ano, rozejrzyjmy się, zaglądając też do wnętrza różnych urządzeń...

Początek dnia. Budzimy się i – niezależnie od humoru – przystępujemy do porannych rytuałów. Włączamy radio albo słuchamy wiadomości za pośrednictwem smartfona lub laptopa. Słuchamy z czego? Z głośników! A w nich – magnesy...

W smartfonach i laptopach mamy kolekcje zdjęć, filmów czy pliki muzyczne. Gdzie je zapisujemy? Na dyskach wewnętrznych lub zewnętrznych. Obecnie są to głównie dyski SSD, w których magnesów nie ma, ale spora część urządzeń (zwłaszcza zewnętrznych) to dyski twarde; tu pamięć wykorzystuje magnesy. Cofając się do poprzednich epok komputerowych: pamięć zewnętrzna większości urządzeń wykorzystywała magnesy (z epizodem płyt CD i DVD), a przed dyskami twardymi były dyskietki, taśmy magnetyczne... Obecnie zapis magnetyczny

stanowi mniejszość, ale kto wie, czy to się w przyszłości nie zmieni za sprawą *magnesów molekularnych*.

Wychodzimy z domu udając się do pracy lub szkoły, niektórzy piechotą lub rowerem, ale większość jedzie samochodem, autobusem, tramwajem czy hulajnogą elektryczną. W każdym z tych środków transportu znajdziemy silnik elektryczny (najczęściej niejeden). I w wielu z nich znowu – magnesy... (w niektórych elektromagnesach). A za 10-15 lat, gdy wybierzemy się w dalszą podróż pociągiem, bardzo możliwe, że będzie to maglew (od ang. *magnetic levitation*), czyli pojazd unoszący się na poduszce magnetycznej.

A skąd się bierze prąd do zasilania wszystkich urządzeń, którymi posługujemy się na każdym kroku? Z elektrowni: cieplnych (główne jeszcze u nas źródło), ale też z ogniw fotowoltaicznych i elektrowni wiatrowych. A w wiatrakach mamy prądnice z magnesami; typowa turbina o mocy megawata zawiera kilkaset kilogramów materiałów magnetycznych.

Jak więc widać z powyższej wyliczanki, magnesy rzeczywiście są wszędzie. Celem tego artykułu będzie więc przybliżenie czytelnikom zjawiska *ferromagnetyzmu*, które jest wykorzystywane w powszechnie znanych

1. ang. *itinerant*

*ORCID: 0000-0001-6030-0177

**ORCID: 0000-0002-8897-3426

2. Aluzja do: „Gdzie poźrzeć, wszędy rąbią: a to buk do huty, a to sosnę na smołę, a to dąb na szkuty...” (czyje to?).

urządzeniach, a przede wszystkim omówienie prób wyjaśnienia mechanizmu powstawania uporządkowania ferromagnetycznego w ramach różnych modeli teoretycznych. Ferromagnetyzm, a szerzej w ogóle magnetyzm różnych substancji, ma swoje korzenie w mikroskopowej budowie materii i efektach kwantowych. W istocie, Bohr i Van Leeuwen orzekli w swoim twierdzeniu, że *mechanika statystyczna oparta na teoriach klasycznych nie przewiduje spontanicznego namagnesowania* [1, 48]. Co więcej, dla magnetyzmu kluczowe jest to, że elektrony, a także całe atomy pierwiastków traktowane jak cząstki złożone o dobrze określonym spinie, podlegają fundamentalnej zasadzie zwanej związkiem spinu ze statystyką, która w przypadku cząstek o spinie połówkowym (jak elektron) jest szerzej znana pod nazwą zakazu Pauliego.

Jednym z modeli najczęściej przywoływanych popularnych (i nie tylko) objaśnień powstawania ferromagnetyzmu jest model Isinga. Tymczasem on, jakkolwiek nadal bardzo ważny dla niektórych klas magnetyków oraz jako laboratorium teoretyczne, nie może być uważany za fundamentalne wyjaśnienie, gdyż nie stosuje się w ogóle ani do ferromagnetyzmu metali ani do *ferromagnetyzmu wędrownego*, który powinny (gdyż doświadczalne tego potwierdzenie jest, jeśli już, wciąż słabe) wykazywać zimne gazy odpychających się atomów, będące obecnie przedmiotem wielu badań. Dlatego po przypomnieniu historycznie pierwszej ogólnej metody analizy zjawiska powstawania uporządkowania, zwanej metodą pola molekularnego, i krótkim przedstawieniu modelu Isinga, omówimy modele bardziej skomplikowane: kwantowy i klasyczny model Heisenberga, model cząstek oddziałujących, mogących przemieszczać się w całej dostępnej przestrzeni (ma on zastosowanie przede wszystkim do zimnych gazów atomowych) oraz model Hubbarda odpowiedni dla magnetyzmu ciał stałych. Skupimy się na intuicjach fizycznych leżących u podstaw każdego z nich i ścisłych wynikach dotyczących przewidywania przez te modele występowania uporządkowania magnetycznego.

2. Krótko o długim okresie, czyli: Z ferromagnetyzmem przez wieki, od starożytności do końca wieku XIX

Zjawisko magnetyzmu znano już w starożytności. Starożytni Grecy obserwowali zjawisko przyciągania żelaza przez minerał zwany *magnetytem* (czyli rudę żelaza Fe_3O_4) wydobywaną w prowincji Magnesia [1]. Zjawisko to znali również Chińczycy, którzy ponadto zauważyli skłonność do ustawiania się odpowiednio ukształtowanych kawałków magnetytu wzdłuż kierunku północ-południe i wykorzystali ten fakt do budowy kompasu [2]. Grecy też wiedzieli, że końce magnesów mogą się przyciągać bądź odpychać. W XIII w. systematyczne badania

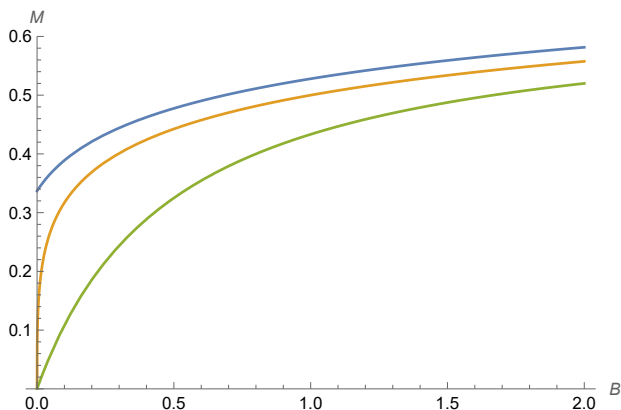
magnetyzmu prowadził Petrus Peregrinus, którego obserwacje i eksperymenty można uznać za początek metody naukowej; wyprzedził on znacznie swoją epokę. Jemu to zawdzięczamy nazwę *bieguny magnetyczne* – w analogii do biegunów Ziemi; zaobserwował też niemożność rozdzielenia biegunów przez przepołowienie magnesu. W XVI w. wiele obserwacji poczynił William Gilbert. Zauważył m.in., że składowane pręty żelazne z czasem się magnesują, oraz że energicznie uderzony namagnesowany pręt żelazny przestaje być magnesem. Na tej podstawie wysnuł hipotezę, że żelazo mieści w sobie mikroskopijne magnesiki, które podczas magnesowania ustawiają się równolegle, a wstrząs burzy ten porządek. Sformułował również wniosek, że cała Ziemia jest jednym wielkim magnesem, którego bieguny pokrywają się z geograficznymi³. Te i inne obserwacje oraz wyniki eksperymentów spisał w monumentalnym, czterotomowym dziele *De magnete*, używanym jeszcze w XIX w. Nie można tu nie wspomnieć o (niezwiązanym bezpośrednio z tematem artykułu, ale fundamentalnym) związku elektryczności z magnetyzmem. Za sprawą i dokonania Hansa Ch. Oersteda, Heinricha Lenza, Michaela Faradaya, Jamesa C. Maxwella powstał termin *elektromagnetyzm*, za którym kryje się ważny fakt, że zjawiska elektryczne i magnetyczne są nierozdzielnie ze sobą związane, gdy występują zmieniające się w czasie pola. Tu jednak będziemy się zajmować tylko sytuacjami *statycznymi*.

W tym mniej więcej czasie, po wielkiej syntezie Maxwella, przeprowadzono bardziej systematyczne pomiary, dotyczące ferromagnetyzmu. Pierwszoplanową postacią był tu Pierre Curie⁴. Wiedzano już wtedy, że namagnesowanie substancji magnetycznych można zniszczyć przez dostatecznie silne ich podgrzanie. Namagnesowanie np. żelaza może istnieć tylko do temperatury ok. $770^{\circ}C$; poniżej niej żelazo wykazuje właściwości ferromagnetyczne (tj. namagnesowanie kawałka żelaza utrzymuje się po wyłączeniu pola magnetycznego – występuje jego spontaniczne namagnesowanie), a powyżej zachowuje się jak paramagnetyk (rys. 0).

W pewnej temperaturze T_c , nazwanej później *temperaturą Curie lub temperaturą krytyczną*, zachodzi więc przemiana fazowa pomiędzy fazami: paramagnetyczną i ferromagnetyczną. Rozszerzając i systematyzując znane

3. Legendy o górach magnetycznych, które wyciągają żelazne elementy z okrętów, prowadząc do ich zatopienia (taką katastrofę wdzięcznie opisał B. Leśmian w *Przygodach Sindbada żeglarza*; Sindbad przeżył zatopienie okrętu, bo na czas wskoczył do żelaznego kociołka, w którym pofrunął na Górę Magnetyczną. W jaki sposób się potem ewakuował z Góry... kto wie, ten wie, a kto nie wie, niech sięgnie do lektury), zapewne mają związek z tą wizją.

4. Z prac dotyczących ferromagnetyzmu był znany jeszcze przed odkryciem wraz z Marią Curie-Skłodowską polonu i radu.



Rys. 0. Namagnesowanie jako funkcja przyłożonego pola magnetycznego dla różnych temperatur; krzywa zielona: $T > T_c$ – zachowanie paramagnetyczne; krzywa niebieska: $T < T_c$ – zachowanie ferromagnetyczne, czyli występowanie namagnesowania spontanicznego, tzn. niezerowego w zerowym polu; krzywa pomarańczowa: $T = T_c$ – brak spontanicznego namagnesowania, ale podatność (tj. nachylenie krzywej w zerowym polu) jest nieskończona

już wcześniej wyniki, Pierre Curie przeprowadził pomiary namagnesowania wielu substancji jako funkcji temperatury i przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego, wyznaczając ich temperatury [3].

3. Pierwsze wyjaśnienia teoretyczne: Curie, Weiss

Pierwszą próbę wyjaśnienia powstawania uporządkowania magnetycznego podjął Pierre Weiss w roku 1907 [4], rozwijając intuicje Curie, który dostrzegł pewną analogię przemiany fazowej w materiałach magnetycznych do przemiany fazowej ciec–para jakościowo dobrze ujmowanej równaniem stanu van der Waalsa. Weiss przyjął, że substancja magnetyczna jest tworzona przez oddziałujące wzajemnie *cząsteczki magnetyczne* i że sumaryczne pole magnetyczne wytwarzane przez pozostałe cząsteczki, jakie działa na taką pojedynczą cząsteczkę, można zastąpić efektywnym *polem molekularnym B_m* (do którego należy jeszcze dodać zewnętrzne pole magnetyczne B). Teorię tę Weiss nazwał *teorią pola molekularnego*. Równanie, które wyznacza pole B_m , zwane jest dziś równaniem *teorii pola średniego*.

Postać tego równania najłatwiej otrzymać rozpatrując pojedynczy spin, mogący przyjmować dwie wartości: plus i minus, umieszczony w polu magnetycznym.⁵ Jego energia swobodna f i namagnesowanie m przypadające na jeden spin układu wielu takich spinów w temperaturze

rze T są dane wzorami

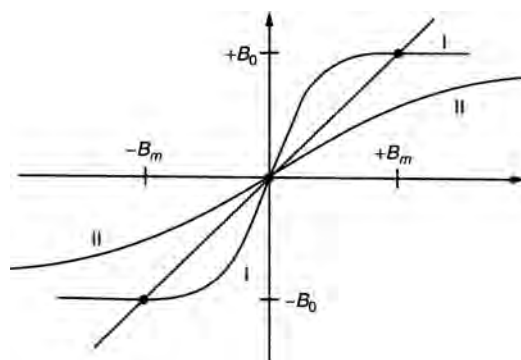
$$f = -k_B T \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right) \right], \quad (1)$$

$$m = -\frac{\partial}{\partial B} \left[\frac{f}{k_B T} \right] = \mu \operatorname{tgh} \left(\frac{\mu B}{k_B T} \right), \quad (2)$$

w których μ jest momentem magnetycznym związanym ze spinem, a k_B stałą Boltzmana. Założenie Weissa, że $B_m \propto m$ prowadzi do równania na B_m

$$B_m = B_0 \operatorname{tgh} \left[\frac{\mu(B + B_m)}{k_B T} \right], \quad (3)$$

w którym B_0 jest pewną stałą proporcjonalności. Po wyznaczeniu stąd B_m jako funkcji temperatury i pola magnetycznego, możemy z (1) i (2) łatwo otrzymać wszystkie charakterystyki termodynamiczne magnetyka, tzn. jego energię wewnętrzną, ciepło właściwe, podatność i, oczywiście, namagnesowanie jako funkcje T i B .



Rys. 1. Ilustracja graficzna równania teorii pola średniego (3) dla $T > T_c$ i $T < T_c$; gdy $T > T_c$; jedynym rozwiązaniem, tzn. przecięciem krzywej i prostej jest rozwiązanie zerowe $B_m = 0$; gdy $T < T_c$ mamy trzy rozwiązania, z czego fizyczne są niezerowe – odpowiada to niezerowemu spontanicznemu namagnesowaniu [1]

Zobaczymy, jak z równania (3) wynika pojawianie się spontanicznego namagnesowania. Przyjmijmy w tym wzorze $B = 0$. Jakościowe cechy rozwiązania najłatwiej zobaczyć na rys. 1, na którym rozwiązaniami będą punkty przecięcia prostej reprezentującej lewą stronę równania (3) z wykresem funkcji stojącej po jego prawej stronie. Lewa strona (3) ma zawsze taką samą postać, a prawa zależy od temperatury. Jak widać, zawsze istnieje rozwiązanie $B_m = 0$. Dla wysokich temperatur tangens kąta nachylenia wykresu z prawej strony zawsze jest mniejszy niż 1 i to rozwiązanie jest jedyne. Gdy jednak temperatura staje się niższa niż

$$T_c = \frac{\mu B_0}{k_B}, \quad (4)$$

pojawiają się dwa niezerowe rozwiązania, odpowiadające stanom o przeciwnym namagnesowaniu. Otrzymujemy w ten sposób temperaturę krytyczną (Curie) T_c wyrażoną za pomocą parametrów modelu. Trzeba jeszcze

5. To, że spiny i momenty magnetyczne cząstek są skwantowane ustalono dopiero ok. 20 lat później. Choć Weiss rozpatrywał klasyczny dipol oddziałujący z polem to, jak się okazuje, szczegółowa natura momentów magnetycznych nie ma tu znaczenia: wzory klasyczny i kwantowy, mają podobną postać. Tu więc, dla prostoty, użyjemy wzorów kwantowych znanych z elementarnej fizyki statystycznej.

spośród tych trzech wybrać rozwiązania fizyczne, tzn. minimalizujące *energię swobodną*. Okazuje się, że gdy $T < T_c$, właściwymi rozwiązaniami są te o niezerowym polu molekularnym B_m .

Model zaproponowany przez Weissa był dużym osiągnięciem. Okazało się, że proste założenia dotyczące mikroskopowej struktury magnetyka (choć nieprecyzyjne – ale też trudno było w tych czasach powiedzieć cokolwiek o cząsteczkach magnetycznych oprócz intuicyjnego stwierdzenia, że mają właściwości dipoli magnetycznych) w naturalny sposób wyjaśniają zachodzenie przemiany fazowej i występowanie uporządkowania ferromagnetycznego przy temperaturach niższych od krytycznej. Metod wzorowanych na podejściu Weissa, zwanych w takim kontekście przybliżeniem pola średniego, używa się jeszcze dziś do wstępnej analizy różnych modeli, które, jak się przypuszcza, przewidują wystąpienie uporządkowania ferromagnetycznego lub innego rodzaju (zob. dalej).

Podsumowując, najważniejszym przewidywaniem przybliżenia pola średniego zastosowanego do magnetyka jest istnienie niezerowego namagnesowania (uporządkowania ferromagnetycznego) poniżej pewnej temperatury krytycznej T_c i jego znikanie powyżej. Przewiduje ono także konkretny charakter nieanalityczności funkcji termodynamicznych układu w T_c (jest to istotna charakterystyka przemian fazowych jako takich): np. że w T_c pojemność cieplna układu ma skończony skok, że gdy $T \rightarrow T_c^-$ namagnesowanie zanika jak $m(T) \sim (T_c - T)^\beta$ z $\beta = 1/2$, a w pobliżu T_c podatność magnetyczna dąży do nieskończoności jak $\chi(T) \sim |T - T_c|^{-\gamma}$ z $\gamma = 1$. (Ta ostatnia zależność nazywana jest prawem Curie.)

Przez dość długi czas, gdy eksperymenty były niezbyt dokładne, wydawało się, że powyższe przewidywania dobrze zgadzają się z wynikami pomiarów właściwości magnetyków. Jednak w rzeczywistości zależności pojemności cieplnej, namagnesowania, podatności i innych wielkości od temperatury (i wartości przyłożonego pola magnetycznego) wykazują istotne odstępstwa od przewidywanych przez metodę pola średniego. Zachowanie wielkości termodynamicznych w pobliżu punktu krytycznego ma wprawdzie charakter potęgowy, ale z innymi krytycznymi wykładnikami β , γ . Bardziej zaawansowana analiza zachowania układów w pobliżu ich punktów krytycznych prowadzi do podziału przemian fazowych na *klasy uniwersalności*. Stosuje się w tym celu różne metody, m.in. współczesną kwantową teorię pola (np. [5]). Jest to niezwykle ciekawy rozdział fizyki statystycznej; zostawimy go jednak (z żalem) na boku, gdyż tu zajmujemy się tylko samym problemem występowania w układach (lub nie) uporządkowania magnetycznego.

4. Model Isinga: Lenz, Ising, Peierls, Griffiths, Onsager

Z czasem zaproponowano bardziej uzasadnione modele mikroskopowe materiałów magnetycznych. Ich inspiacją było odkrycie (dowiół tego słynny eksperyment Sterna i Gerlacha), że niektóre atomy mają niezerowy i, co więcej, skwantowany moment magnetyczny; nieco później na podstawie analizy widm atomów ustalono, że elektrony też muszą mieć skwantowany spin i moment magnetyczny, który Uhlenbeck i Goudsmit wiąźali z wirowaniem elektronu wokół własnej osi (jak dziś wiemy, niezupełnie poprawnie – elektron ma wewnętrzny moment pędu, ale nie można mówić o jego wirowaniu w sensie klasycznym). Zaproponowano więc model magnetyka, w którym atomy o spinach mogących przyjmować wartości $s = \pm 1/2$ tworzą sieć (krystaliczną). Przyjęto, że gdy dwa spiny są ustawione równolegle, to ich energia jest ujemna, a gdy antyrównolegle – dodatnia: $E(\uparrow\uparrow) = E(\downarrow\downarrow) = -J$, $E(\uparrow\downarrow) = E(\downarrow\uparrow) = J$, gdzie $J > 0$. Aby w pełni zdefiniować model, należy jeszcze wybrać geometrię oraz wymiar przestrzenny d sieci i określić, jak siła oddziaływania J zależy od wzajemnej odległości spinów tworzących pary. Powinna ona dość szybko maleć z odległością, więc na ogół przyjmuje się, iż Hamiltonian modelu, tj. funkcja definiująca całkowitą energię danej konfiguracji spinów $\{s_i\}$, ma (gdy nie ma zewnętrznego pola magnetycznego) postać

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} s_i s_j, \quad (5)$$

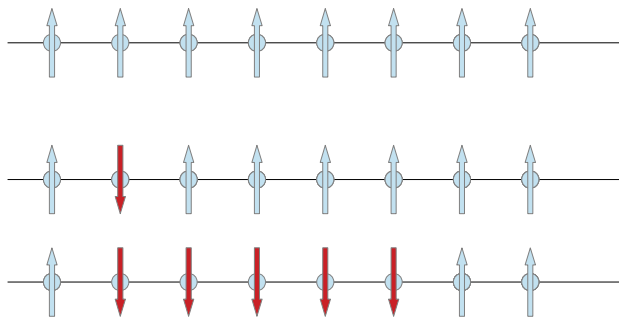
gdzie $\sum_{\langle ij \rangle}$ oznacza sumowanie po wszystkich parach tylko sąsiadujących ze sobą spinów (można też, oczywiście, rozpatrywać bardziej skomplikowane zależności energii oddziaływania od odległości). Układ taki będziemy nazywać układem spinów Isinga, a model – modelem Isinga. Ta nazwa jest nieco myląca: hamiltonian (5) został zaproponowany przez Wilhelma Lenza.⁶ Ernst Ising był jego doktorantem, a zbadanie wariantu modelu na sieci jednowymiarowej było tematem jego pracy doktorskiej. Ising znalazł jego ściśle rozwiązanie (tzn. podał ściśłą postać jego energii swobodnej jako funkcji J , B i N) i okazało się, że *namagnesowanie jednowymiarowego układu spinów w dowolnej niezerowej temperaturze (gdy nie ma zewnętrznego pola magnetycznego) jest równe zeru – w układzie nie zachodzi przemiana fazowa*. W tej sytuacji, braku innych ściśłych rozwiązań, postawione zostało nawet pytanie, czy mechanika statystyczna jest w stanie dawać przewidywania dotyczące przemian fazowych. Zadano je uczestnikom Kongresu

6. Niektórzy, by lepiej oddać sprawiedliwość historyczną, nazywają ten model *modelem Lenza–Isinga*; przy okazji: nie chodzi o wspomnianego tu już autora *reguły Lenza*, znanej zasady indukcji magnetycznej, który nazywał się Heinrich Friedrich Emil Lenz i żył niemal wiek wcześniej.

Solvaya w 1930 roku.⁷ Wprawdzie większość odpowiedzi była twierdząca, jednak przewaga głosów za *tak* była niewielka. Sytuacja zmieniła się w roku 1936, kiedy ukażała się praca Rudolfa Peierlsa, w której udowodnił on zachodzenie przemiany fazowej w układzie spinów Isinga na dwuwymiarowej sieci kwadratowej.

4.1. Dlaczego przemiana fazowa nie zachodzi w jednowymiarowym układzie spinów Isinga?

Jest interesujące, że można prosto wskazać przyczynę negatywnego wyniku Isinga. Niech jednowymiarowy ($d = 1$) łańcuch składa się z $N + 1$ spinów i przyjmijmy, że jego dwa krańcowe spiny są ustalone i skierowane zawsze do góry. Najniższą możliwą energię $E_{\min} = -NJ$ ma wtedy konfiguracja, zwana stanem podstawowym układu, w której wszystkie pozostałe spiny są skierowane tak samo jak skrajne. Namagnesowanie układu w takim stanie jest równe $N + 1$ (razy moment magnetyczny pojedynczego spinu). Wzbudzeniami układu o energii najbliższej energii stanu podstawowego, równej $E_{\min} = -NJ + 2J$ są stany, w których dwie pary spinów są skierowane przeciwnie. Istnieje wiele takich stanów i ich namagnesowanie, jak łatwo zrozumieć (rys. 2), może mieć każdą (całkowitą) wartość z przedziału $[-N + 3, +N - 3]$.



Rys. 2. Jednowymiarowy model Isinga; górny wiersz: stan podstawowy (jeden z dwu możliwych) – wszystkie spiny są skierowane w górę; wiersze środkowy i dolny: stany wzbudzone o tej samej energii, ale o różnym namagnesowaniu

Tak więc namagnesowanie stanów wzbudzonych, nawet najbliższych energetycznie podstawowemu, może być w zasadzie dowolne (mamy zawsze na myśli granicę $N \gg 1$) i co więcej takich stanów wzbudzonych jest bardzo dużo. Pozwala to zrozumieć heurystycznie (można to rozumowanie uściślić), że gdy wszystkie takie stany wzbudzone zostaną uwzględnione, namagnesowanie układu jest równe zero. Bardziej obrazowo można powiedzieć, że *wzbudzenia termiczne niszczą uporządkowanie*.

4.2. W niskich temperaturach dwuwymiarowy układ spinów Isinga jest uporządkowany

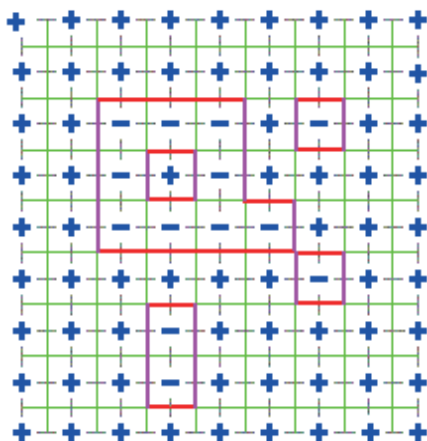
W przypadku układu spinów Isinga tworzących dwuwymiarową ($d = 2$) sieć kwadratową, sytuacja jest już inna: jeśli jakaś konfiguracja spinów ma energię bliską energii stanu podstawowego, to jej namagnesowanie nie może już być dowolne. Rozumowanie, którego szkic tu przytoczymy, prowadzące do wniosku, że przy niskich ale niezerowych temperaturach taki układ powinien być uporządkowany ferromagnetycznie, stanowi istotę *argumentu Peierlsa*.

Narysujmy sieć kwadratową tworzoną przez N^2 ($N > 4$) spinów Isinga. Niech wszystkie spiny na brzegu sieci będą skierowane w górę. Spiny tak skierowane oznaczmy plusami, a pozostałe minusami. Energia każdej konfiguracji, którą na takim rysunku reprezentuje pewien układ plusów i minusów, jest równa $-J$ razy liczba par utworzonych przez sąsiadujące ze sobą spiny skierowane w tę samą stronę (+, + lub -, -) minus liczba takich par utworzonych przez spiny skierowane przeciwnie (+, -). Daną konfigurację można przedstawić rysując poprzeczne kreski pomiędzy wszystkimi parami sąsiadujących spinów skierowanych przeciwnie (gdyby takie kreski narysować pomiędzy wszystkimi parami sąsiadujących spinów utworzyłyby one *sieć dualną*). Powstają w ten sposób zamknięte wieloboki otaczające grupy spinów skierowanych w tę samą stronę i, jak łatwo się zorientować, z każdego węzła sieci dualnej wychodzą 0, 2 lub 4 boki jakiegoś wieloboku (rys. 3). Dla naszych rozważań ważne jest to, że różnica energii danej konfiguracji spinów i energii stanu podstawowego (energia wzbudzenia) jest zawsze równa $2JL$, gdzie L jest sumą długości (w jednostkach stałej sieci) boków wszystkich wieloboków w graficznym przedstawieniu tej konfiguracji.

Można pokazać ściśle, że na dwuwymiarowej sieci kwadratowej zamknięty kontur o długości $4L$ może otaczać nie więcej niż L^2 (skierowanych zgodnie) spinów. Oznacza to, że odchylenie namagnesowania danej konfiguracji od maksymalnego, jakie ma stan podstawowy, jest zawsze ograniczone przez jej energię wzbudzenia i z tego właśnie powodu występowanie wzbudzeń (termicznych fluktuacji) nie może w przypadku takiej sieci, przy nie za wysokich temperaturach, zniszczyć uporządkowania.

Podany tu argument ma, oczywiście, tylko charakter jakościowy. Uściślenie go wymagałoby dokładnej znajomości liczby wzbudzeń o danej energii i ich namagnesowania. Jest to bardzo trudno osiągnąć; ale do dowodu istnienia uporządkowania wystarczy *ściśle oszacowanie*. Jako pierwszy podał je Peierls w 1936 [7] (którego dowód miał lukę usuniętą w 1964 przez Roberta B. Griffithsa [8]). Prowadzi ono do konkluzji, że *układ spinów Isinga*

7. Była to zapoczątkowana w 1911 seria światowych konferencji dotyczących fizyki, odbywających się co trzy lata; największe znaczenie miały one w pierwszej połowie XX w.



Rys. 3. Konfiguracja spinów w modelu Isinga o ustalonych warunkach brzegowych (wszystkie spiny brzegowe są '+') i odpowiadające jej wieloboki

na dwuwymiarowej sieci kwadratowej jest, jeśli $J > 0$, na pewno uporządkowany ferromagnetycznie, gdy temperatura spełnia warunek

$$T < \frac{2J}{k_B \ln 3} \approx 1,82 \frac{J}{k_B}, \quad (6)$$

(nierówność ta stanowi całkiem niezłe oszacowanie rzeczywistej wartości temperatury krytycznej – zob. dalej).

Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić dla innych dwuwymiarowych sieci, np. trójkątnej lub sześciokątnej, oraz dla sieci trójwymiarowych, np. kubicznej. (W tym ostatnim przypadku zamiast wieloboków trzeba rozpatrywać wielościany.) Tak więc w takich układach spinów Isinga również musi zachodzić przemiana fazowa i w niskich temperaturach są one uporządkowane.

Pisząc o układzie spinów Isinga na sieci dwuwymiarowej nie sposób nie powiedzieć, że w 1944 Lars Onsager znalazł jego ścisłe rozwiązanie, tzn. podał ścisłą postać jego energii swobodnej jako funkcji J i N przy zerowym polu B [9]. Potwierdziło ono wnioski wynikające z argumentu Peierlsa: w takim układzie w temperaturze

$$T_c = \frac{2J}{k_B \ln(1 + \sqrt{2})} \approx 2,269 \frac{J}{k_B}, \quad (7)$$

zachodzi przemiana fazowa i poniżej tej temperatury układ jest rzeczywiście uporządkowany ferromagnetycznie.

Rozwiązanie Onsagera jest jednym z kamieni milowych w rozwoju metod fizyki statystycznej. Przed wszystkim pokazało ono po raz pierwszy, że ilościowe charakterystyki przemiany fazowej mogą różnić się od otrzymanych za pomocą metody pola średniego. Dało to impuls do opracowania metod przydatnych przy analizie różnych przemian fazowych (m.in. metod grupy renormalizacji), dzięki którym o przemianach fazowych zachodzących w układach spinów Isinga na dowolnych sieciach (i w wielu innych układach) wiadomo dziś dużo.

Natomiast ścisłego rozwiązania modelu trójwymiarowego nie udało się nikomu (do chwili obecnej) znaleźć.⁸ Do dzisiaj jest to problem otwarty.

Warto też wspomnieć, że omawiane tu wcześniej przybliżenie pola średniego zastosowane do układu spinów Isinga okazuje się matematycznie równoważne układowi spinów, których wszystkie wzajemne oddziaływania nie zależą od dzielącej je odległości. Taki model można ściśle rozwiązać i otrzymane wzory na energię swobodną i namagnesowanie okazują się identyczne z otrzymanymi w ramach modelu Curie–Weissa, mimo iż same te modele są istotnie różne.

Choć upłynęło niemal sto lat od jego sformułowania, model Isinga ciągle jest żywy. Jest on dobrym modelem teoretycznym *magnetyków jednoosiowych* (zob. dalej), stopów dwu- i więcej składnikowych i znajduje także zastosowania w ekonofizyce. Ponadto, z uwagi na swoją (względna) prostotę traktowany jest jak laboratorium teoretyczne, w którym wypróbowuje się skuteczność rozmaitych metod przybliżonych, stosowanych następnie w innych, bardziej skomplikowanych modelach.

5. Efektywne oddziaływanie spinów jako skutek zakazu Pauliego: Heisenberg, Bloch i Néel

5.1. Model Heisenberga i jego pochodzenie

Jak było wspomniane, już w latach 20. XX w. wiadano, że wiele atomów ma, tak jak elektron, niezerowy spin i związany z nim moment magnetyczny. Naturalną więc mogła wydawać się hipoteza, że efektywne oddziaływanie spinów w teoretycznych modelach, takich jak układ spinów Isinga (stała J w hamilonianie tego układu (5)), odzwierciedla bezpośrednie oddziaływanie rzeczywistych momentów magnetycznych atomów.⁹ Okazuje się jednak, że oddziaływanie to jest o wiele za słabe – odpowiadające mu stałe analogiczne do J mają zbyt małe wartości, by ze wzorów (7) wynikały temperatury Curie zgodne z rzeczywistymi (choćby co do rzędu wielkości!). Dzięki rozwojowi mechaniki kwantowej, która wg słów Diraca mogłaby w zasadzie pozwolić zrozumieć znaczną część fizyki i całą chemię.¹⁰ Zidentyfikowano jednak efekty mogące być źródłem znacznie silniejszego

8. Ani też modelu dwuwymiarowego z niezerowym polem magnetycznym.

9. Ścisłej rzecz biorąc, ich wzajemne oddziaływanie za pośrednictwem wytwarzanego przez te momenty pola magnetycznego.

10. Kluczowe jest tutaj dopowiedzenie w *zasadzie*. Chodzi o to, że do zrozumienia chemii i fizyki w skali atomowej, jako podstawa teoretyczna wystarcza mechanika kwantowa i nie są potrzebne nowe idee dotyczące fundamentalnej struktury materii; można powiedzieć, że teoretyczne badania własności atomów, cząsteczek i ciał stałych sprowadzają się do rozwiązywania (lub badania własności rozwiązań) równania Schrödingera. Natomiast sama znajomość podstawy nie oznacza jeszcze zrozumienia wszystkich konsekwencji.

efektywnego oddziaływania spinów.¹¹ Są to: zakaz Pauliego oraz nielokalność.

Aby zrozumieć, jak nielokalność i zakaz Pauliego mogą prowadzić do pojawienia się efektywnego oddziaływania (w istocie niemagnetycznego!) spinów, rozpatrzmy dwa jednakowe atomy o spinie $1/2$ (mające po jednym niesparowanym elektronie na swoich ostatnich powłokach), oddziałujące między sobą siłami van der Waalsa (mającymi w przybliżeniu nierelatywistycznym pochodzenie czysto elektrostatyczne). Wektor reprezentujący kwantowy stan układu takich dwóch atomów w przestrzeni Hilberta musi być antysymetryczny, tj. zmieniać znak, gdy zamienimy je miejscami (to właśnie jest matematyczna forma zakazu Pauliego). Wektor taki jest iloczynem dwóch części: spinowej i przestrzennej.

Zróbmy tu dygresję o spinie w mechanice kwantowej.¹²

W mechanice kwantowej spin lub ogólniej moment pędu układu jest reprezentowany trzema operatorami $\hat{\mathbf{S}} = (\hat{S}^x, \hat{S}^y, \hat{S}^z)$. Nie są one przemienne (okazuje się, że zachodzą związki: $\hat{S}^x \hat{S}^y - \hat{S}^y \hat{S}^x = i\hbar \hat{S}^z$ itd.), więc układ może mieć jednocześnie określoną wartość (tzn. być w stanie własnym odpowiedniego operatora) tylko jednej z trzech składowych spinu oraz wartość (kwadratu) całkowitego spinu. Co więcej, wartości te są zawsze skwantowane: jeśli kwadrat spinu jest równy $s(s+1)\hbar^2$, gdzie s może być liczbą całkowitą lub połówkową (0 bądź $1/2$, bądź 1 itd.), to wartość jednej z jego składowych może być tylko równa $-\hbar s$ lub $-(s-1)\hbar, \dots$, lub $\hbar s$. W przypadku spinu $s = 1/2$ jego stan można reprezentować albo dwuskładnikowym wektorem (operatory składowych spinu są wtedy trzema macierzami Pauliego $(\sigma^x, \sigma^y, \sigma^z)/2$) albo, w notacji Diraca, kombinacją liniową (o zespolonych w ogólności współczynnikach) stanów bazowych $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$. Jeśli dwa podukłady mają spiny s_1 i s_2 , to stan całego układu jest kombinacją liniową iloczynów bazowych stanów jego podukładów, na które działają osobne operatory $\hat{\mathbf{S}}_1$ i $\hat{\mathbf{S}}_2$ spinów tych podukładów. Układ jako całość może mieć wtedy zdefiniowaną wartość kwadratu $(\hat{\mathbf{S}}_1 + \hat{\mathbf{S}}_2)^2$ wypadkowego spinu, który może mieć określoną jedną z wartości pomiędzy $|s_1 - s_2|$ i $s_1 + s_2$ (co jeden) oraz wartość jednej ze składowych wypadkowego spinu. Na przykład, gdy dwie cząstki (albo dwa atomy, a ogólnie dwa podu-

kłady) mają spin $1/2$, to wartość 0 kwadratu wypadkowego spinu całego układu ma stan $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle)$, a wartość 1 kwadratu wypadkowego spinu mają stany $|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle$, $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle)$ i $|\downarrow\rangle|\downarrow\rangle$ mające wartości $+\hbar$, 0 i $-\hbar$ składowej z wypadkowego spinu. Pierwszy z tych czterech stanów jest to singletowy stan spinowy dwóch cząstek (wypadkowy spin równy zero); jeśli są one fermionami, to część przestrzenna wektora ich stanu musi być symetryczna, ponieważ spinowa jest antysymetryczna, gdy zaś spiny dwóch fermionów tworzą tryplet (wypadkowy spin równy jeden), jest na odwrót.

Wróćmy teraz do konsekwencji powyższych zasad dla energii oddziaływania dwóch atomów o niesparowanych spinach połówkowych.

Inna symetria przestrzennej części wektora stanu (funkcji falowej w tradycyjnym języku mechaniki kwantowej) oznacza na ogół inną wartość energii stanu związanego (siłą van der Waalsa) tych atomów. Jeśli oba atomy są dobrze zlokalizowane (prawdopodobieństwo znalezienia któregoś z nich jest istotnie różne od zera tylko w dwóch niewielkich obszarach przestrzeni, a poza nimi niemal równe zero), to różnicę energii stanów trypletowego i singletowego można przypisać efektywnemu wzajemnemu oddziaływaniu samych spinów tych dwóch (w przybliżeniu całkowicie zlokalizowanych) atomów. Efektywny hamiltonian (operator energii) takiego oddziaływania ma postać

$$\hat{H}_{\text{eff}}^{\text{dwa spin}} = -J \hat{\mathbf{S}}_1 \cdot \hat{\mathbf{S}}_2 \equiv -J(\hat{S}_1^x \hat{S}_2^x + \hat{S}_1^y \hat{S}_2^y + \hat{S}_1^z \hat{S}_2^z). \quad (8)$$

$\hat{\mathbf{S}}_{1,2}$ są tu operatorami wypadkowych momentów pędu poszczególnych atomów; w przypadku spinów $1/2$ są to trójki macierzy Pauliego. Stała J jest dana sumą pewnych całek, do których wchodzi przestrzenne funkcje falowe obu atomów: *całki kinetycznej* oraz *całki wymiany*.

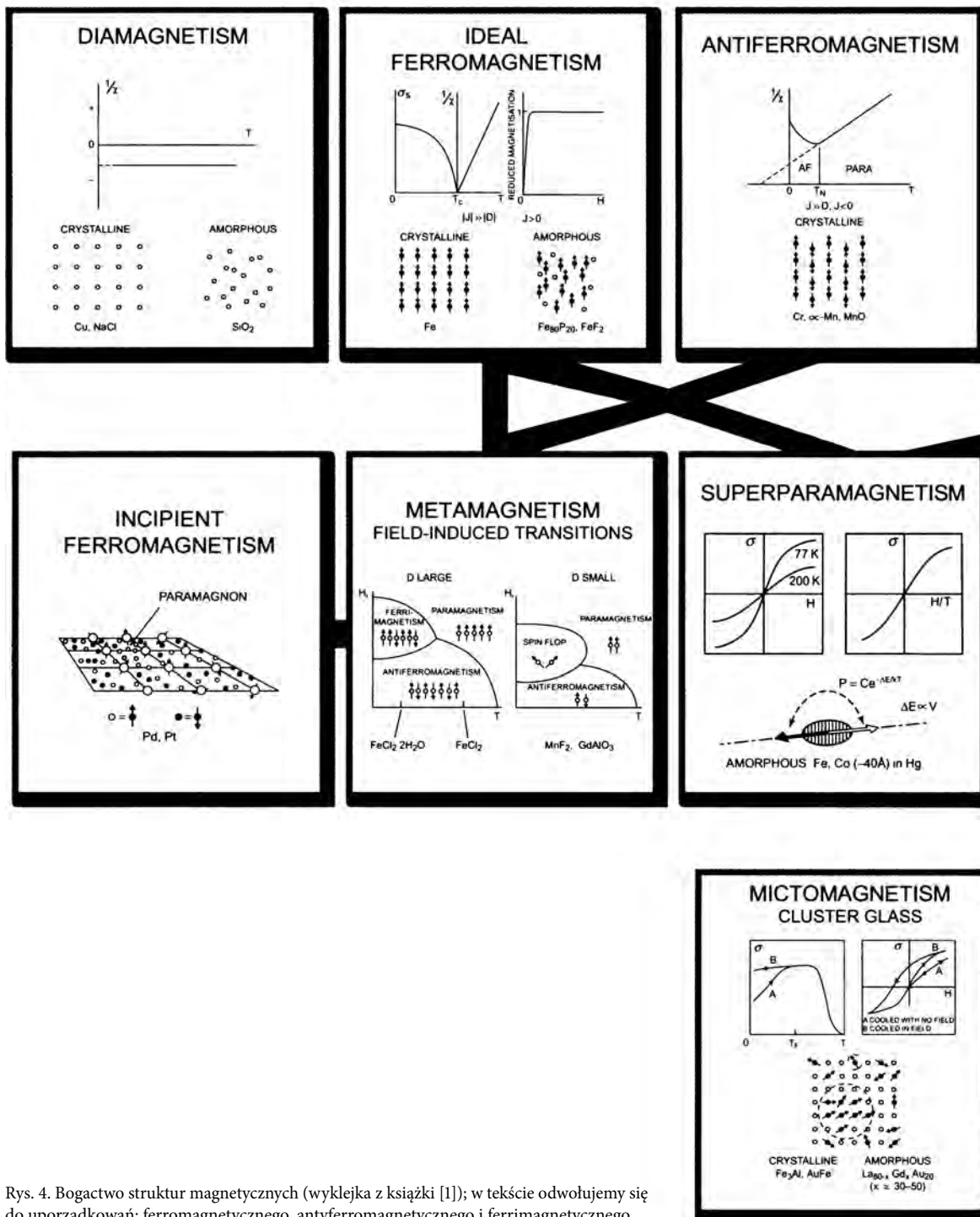
Tak więc, jako efektywny hamiltonian oddziaływania (połówkowych) spinów atomów tworzących sieć (dzięki zlokalizowaniu ich położenia), można przyjąć zaproponowany w 1928 przez Heisenberga [10] (niezależnie zaproponowali go także Frenkel i Dirac) operator

$$\hat{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \hat{\mathbf{S}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}_j. \quad (9)$$

Sumowanie obejmuje tu wszystkie możliwe pary spinów zlokalizowanych w różnych węzłach sieci (numerowanych wskaźnikami \mathbf{i} oraz \mathbf{j}), a współczynniki J_{ij} są dane wspomnianymi całkami z iloczynów przestrzennych funkcji falowych atomów zlokalizowanych w węzłach \mathbf{i} -tym i \mathbf{j} -tym. Jest więc jasne, że im bardziej odległe od siebie są to węzły, tym mniejsza jest wartość całek i słabsze efektywne oddziaływanie spinowe. Najczęściej rozpatruje się modele, w których J_{ij} jest równe J , gdy węzły \mathbf{i} -ty i \mathbf{j} -ty są swoimi najbliższymi sąsiadami i zero dla wszystkich pozostałych par węzłów;

11. Jest to efekt czysto kwantowomechaniczny, niemający odpowiednika w fizyce klasycznej; mechanika kwantowa przewiduje występowanie wielu efektów, które nawet dziś (mimo iż została one sformułowana już 100 lat temu) wydają się bardzo dziwne. Sztandarowym przykładem jest *splątanie kwantowe*; ferromagnetyzm jest natomiast zjawiskiem, które choć wydaje się dobrze znane, jest właśnie innym przejawem takich dziwnych efektów kwantowych.

12. „Heisenberg, Dirac, van Vleck – z nich bierz przykład; a teraz o spinach zapodamy ci wykład”. – Czego to jest trawestacja?



Rys. 4. Bogactwo struktur magnetycznych (wklejka z książki [1]); w tekście odwołujemy się do uporządkowań: ferromagnetycznego, antyferromagnetycznego i ferrimagnetycznego

odpowiada temu hamiltonian

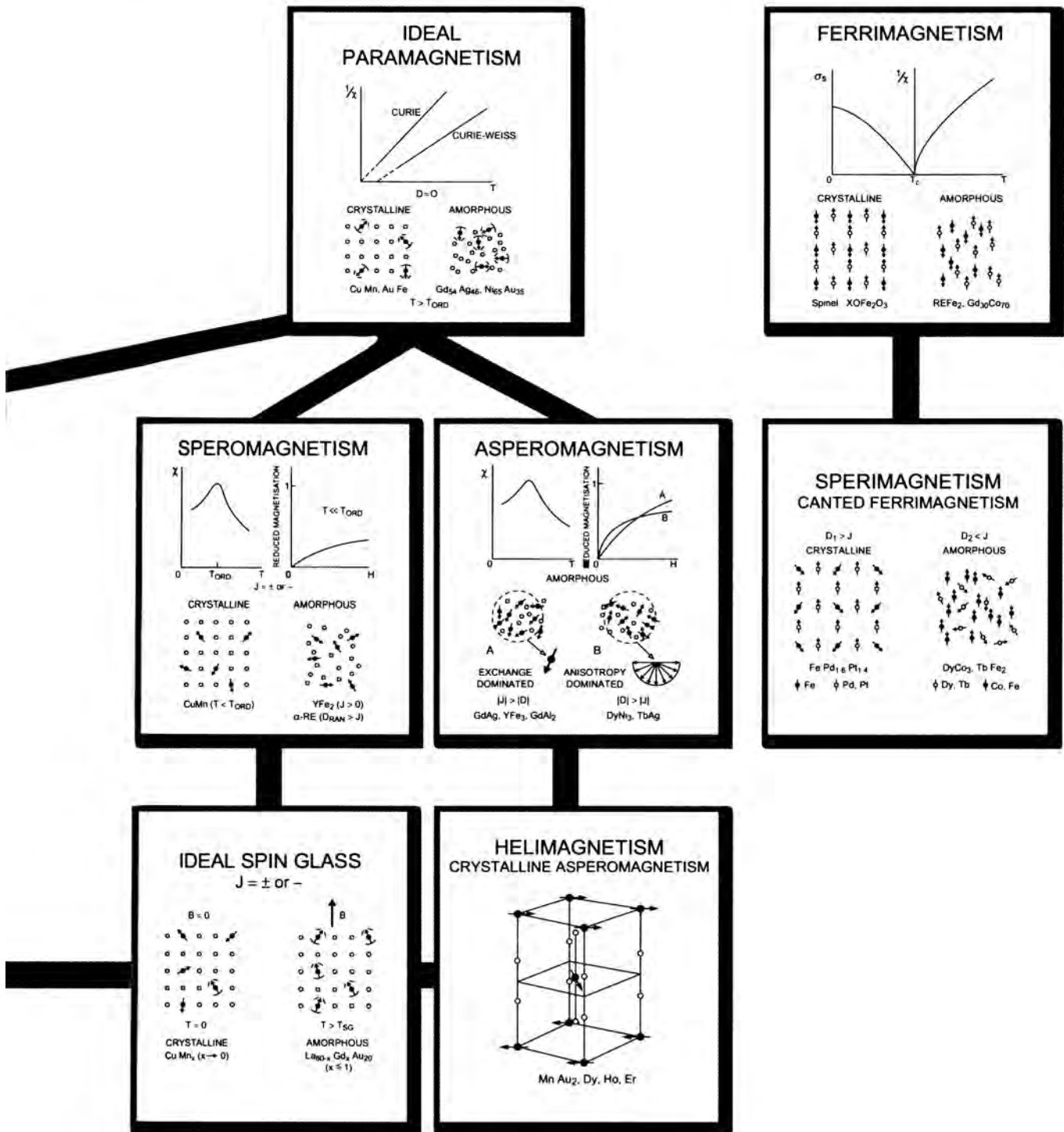
$$\hat{H}_{\text{eff}} = -J \sum_{(i,j)} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j. \quad (10)$$

Należy podkreślić, że w odróżnieniu od hamiltonianu (5) spinów Isinga, w którym s_i przyjmowały wartości liczbowe (+1 i -1), we wzorach (9) i (10) są one operatorami – analiza takiego układu pod kątem możliwości istnienia jego uporządkowania jest więc trudniejsza.¹³

Podsumowując, oddziaływanie magnetyczne jest konsekwencją nakładania się funkcji falowych dwu ato-

mów oraz zakazu Pauliego (pamiętajmy, że przyjęliśmy, iż zachowują się one jak fermiony).

13. Należy tu dodać, że jakkolwiek analiza modeli o hamiltonianach (5) i (9) lub (10) sprowadza się od strony numerycznej w zasadzie do uwzględnienia odpowiednio wszystkich możliwych konfiguracji spinów Isinga lub znalezienia wartości własnych pewnej macierzy, to jest ona w taki bezpośredni sposób technicznie niewykonalna, gdy rozpatrywana sieć ma nawet skromne rozmiary; w przypadku d wymiarowej sieci N^d spinów w grę wchodzi 2^{N^d} konfiguracji spinów Isinga lub macierz wymiaru $2^{N^d} \times 2^{N^d}$.



Dokładniejsza analiza ilościowa prowadzi jednak do wniosku, że oddziaływanie (10) a nawet (9) nie może wyjaśniać zjawiska ferromagnetyzmu (w typowych sytuacjach – zob. dwa akapity dalej), gdyż stałe J_{ij} mają na ogół *zły znak* (ujemny) – oddziaływanie takie uprzywilejowuje uporządkowanie *antyferromagnetyczne*. Jest poza tym oczywiste, że modelu wykorzystującego założenie, że spiny są związane ze zlokalizowanymi atomami, nie można stosować np. do metali, w większości których

spiny odpowiedzialne za ich magnetyzm są związane z elektronami mogącymi przemieszczać się niemal swobodnie w całej objętości próbki.

Jednak zaproponowany przez Heisenberga model potraktowany poważnie doprowadził Néela i innych [12] do wniosku,¹⁴ że w układach, w których momenty magnetyczne są związane z tworzącymi sieci krystal-

14. Za to odkrycie Néel został uhonorowany nagrodą Nobla w 1970.

liczne¹⁵ zlokalizowanymi atomami, powinno występować uporządkowane antyferromagnetycznie, tzn. takie, przy którym sąsiadujące ze sobą spiny są na ogół przeciwnie skierowane. I rzeczywiście, ten rodzaj uporządkowania zwanego także uporządkowaniem Néela, albo typu „szachownica” jest typowy dla izolatorów. Warto jednak podkreślić, że zostało ono przewidziane teoretycznie, a dopiero później odkryte doświadczalnie [13].

Prócz uporządkowania Néela, w ciałach stałych można spotkać również inne typy uporządkowań. Pewną orientację w bogactwie spotykanych struktur daje rys. 4. W izolatorach, tj. w układach, w których momenty magnetyczne są związane z tworzącymi sieci zlokalizowanymi atomami, np. w jednym z najdawniej znanych magnesów – wspomnianej tu już rudzie żelaza, występuje także (choć rzadziej niż antyferromagnetyczne) uporządkowanie ferromagnetyczne. Odpowiedzialny za nie jest jednak efekt nadwymiany (ang. *superexchange*), czyli oddziaływanie między atomami żelaza, w którym pośredniczy znajdujący się pomiędzy nimi niemagnetyczny (tj. mający zerowy moment magnetyczny) jon tlenkowy.¹⁶

Zakończmy te rozważaniem wskazaniem związku modeli Isinga i Heisenberga. Jeśli sieć tworzona przez zlokalizowane atomy o niezerowym momencie magnetycznym jest anizotropowa, rozważania analogiczne do wyżej przedstawionych prowadzą do wniosku, że właściwym w takiej sytuacji modelem efektywnego oddziaływania dwóch spinów jest, będące uogólnieniem (8), oddziaływanie *anizotropowe* o hamiltonianie

$$\hat{H}_{\text{eff}}^{\text{dwa spin}} = -(J_x \hat{S}_1^x \hat{S}_2^x + J_y \hat{S}_1^y \hat{S}_2^y + J_z \hat{S}_1^z \hat{S}_2^z). \quad (11)$$

Hamiltonian układu spinów na sieci anizotropowej jest sumą takich hamiltonianów oddziaływań dwuspinowych, a model ten nazywamy *anizotropowym modelem Heisenberga*. Zdarza się jednak, gdy anizotropia jest bardzo silna, że w powyższym hamiltonianie jeden ze współczynników J ma wartość dużo większą niż dwa pozostałe. Anizotropowy kwantowy model Heisenberga przechodzi wtedy w model Isinga (operatorowa natura (11) przestaje być istotna). Mimo iż model Isinga został wprowadzony *ad hoc*, tak by uwzględnić dyskretną naturę spinu, a modele Heisenberga mają bardziej „fizyczne” uzasadnienie, to istnieje między nimi pokrewieństwo!

15. Sieć taka musi być dwudzielna, tak jak np. sieć kubiczna. W przeciwnym razie *frustracja* może niszczyć uporządkowanie antyferromagnetyczne, tak jak to się dzieje np. w przypadku dwuwymiarowego antyferromagnetycznego (tj. o hamiltonianie (5) z $J < 0$) układu spinów Isinga na sieci trójkątnej.

16. Efekt ten może także powodować uporządkowania inne niż ferromagnetyczne.

5.2. Badanie uporządkowań w ramach modeli

Zaproponowanie modelu nie oznacza jednak wyjaśnienia mechanizmu powstawania namagnesowania – trzeba jeszcze wykazać, że dany model takie zachowanie układu rzeczywiście przewiduje. Przy analizie modeli pod tym kątem stosuje się różne podejścia, od wykorzystujących rozmaite przybliżenia do zupełnej ścisłości w sensie matematycznym. Nas tu interesować będą głównie te ostatnie. Zaznaczmy też, że znaczenie fizyczne mają wartości stałej sprzężenia J zarówno dodatnie, jak i ujemne (aczkolwiek znacznie częściej spotykamy układy o $J < 0$).

Podobnie jak w przypadku modeli Isinga, najłatwiejszy do przeanalizowania okazał się model jednowymiarowy. Jak znaleźć jego widmo, czyli zbiór wartości własnych hamiltonianu (10) (tj. w przypadku oddziaływań tylko między najbliższymi sąsiadami), pokazał Hans Bethe¹⁷ w 1931 [14]. Udało mu się wykazać ściśle,¹⁸ że stan podstawowy układu którego hamiltonian ma postać (10) z $J > 0$ (jest to *ferromagnetyczna wersja modelu Heisenberga*) nie jest ferromagnetyczny, tj. namagnesowanie układu w stanie podstawowym, a tym samym w zerowej temperaturze, jest równe zeru. Trudno więc oczekiwać, by układ był uporządkowany w niezerowych temperaturach. Bethe pisał pod koniec swojej pracy [14], że *metodę tę można w naturalny sposób rozszerzyć na układy o większej liczbie wymiarów*. To się jednak nie potwierdziło, tzn. do dzisiaj nie mamy ścisłych rozwiązań układów dwu- i trójwymiarowych i do analizy ich przewidywań musimy stosować inne metody – najczęściej przybliżone.

Wspomnijmy jeszcze, że oprócz kwantowego modelu Heisenberga, którego hamiltonian dany jest wzorem (9) lub (10), można rozpatrywać także model *klasyczny*, w którym spiny są zwykłymi wektorami o trzech składowych i jednostkowej długości, energia zaś oddziaływania dwóch spinów na węzłach 1 i 2 dana jest wzorem bardzo podobnym do (8): $H^{\text{dwa spin}} = -J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$; hamiltonian układu wielu takich spinów na sieci ma postać

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j. \quad (12)$$

Model taki nazywamy *klasycznym modelem Heisenberga*. Jest on łatwiejszy do analizy, niż model kwantowy, a w niektórych sytuacjach można oczekiwać, że przewidywania

17. Hans A. Bethe to jedna z największych, choć zapewne mniej znanych postaci fizyki XX w. Nagrodę Nobla (1967) otrzymał za cykl *Bethego* wyjaśniający, jakie są źródła energii gwiazd i jak z wodoru powstają w nich inne pierwiastki chemiczne. Migawkowo pojawia się w filmie „Oppenheimer”, był bowiem kierownikiem działu teoretycznego w Los Alamos, głównym ośrodkiem realizacji Projektu Manhattan. 18. Użył w tym celu techniki zwanej obecnie *ansatzem Bethego*. Technika ta pozostaje do dziś jedną z podstawowych metod szukania ścisłych rozwiązań jednowymiarowych łańcuchów kwantowych.

obu są podobne (np. gdy wartość S spinu kwantowego jest dużo większa od 1) i dlatego najpierw zajmujemy się modelem klasycznym.

Stanem podstawowym (o najniższej energii) układu ferromagnetycznego o hamiltonianie (12) jest konfiguracja, w której wszystkie spiny zwrócone są w tym samym kierunku.¹⁹ Zastanówmy się teraz, jak wyglądają wzbudzenia o możliwie niskiej energii takiego układu. Ich natura jest inna, niż wzbudzeń układu spinów Isinga. Tam sąsiednie spiny mogły być tylko równoległe bądź antyrównoległe, a tu ich kierunek może się zmieniać tylko nieznacznie przy przejściu od jednego węzła do drugiego. Wzbudzenia takie, gdy je widzi się w dużej skali, są podobne do łagodnej *fali* i są nazywane *falami spinowymi*. Konfiguracja spinów w stanie o najniższej energii wyróżnia jakiś kierunek naruszając tym samym symetrię względem obrotów, więc będące niskoenergetycznymi wzbudzeniami fale spinowe, których energia może być dowolnie bliska energii stanu podstawowego są *modami Goldstone'a* (w kwantowej wersji teorii odpowiadają im *magnony*, będące analogami bozonów Goldstone'a, których istnienie jest w relatywistycznych kwantowych teoriach pola konsekwencją złamania symetrii ciągłych).

Powstaje pytanie, czy takie wzbudzenia nie zniszczą uporządkowania stanu podstawowego? Pamiętamy, że w jednowymiarowym układzie spinów Isinga tak się działo, a w dwuwymiarowym już nie. Okazuje się, że w przypadku układu klasycznych spinów Heisenberga sytuacja jest podobna, jak w układzie spinów Isinga, tylko w wymiarze o 1 większym: *w układach jedno- i dwuwymiarowych istnieją konfiguracje o dowolnie niskiej energii wzbudzenia i dowolnie dużym przeciwnym namagnesowaniu, a w układach o $d = 3$ już nie*. Sugeruje to, że w dowolnych dodatnich temperaturach jedno- i dwuwymiarowe układy klasycznych spinów nie są spontanicznie uporządkowane, a trójwymiarowe mogą już być (poniżej pewnej temperatury krytycznej).

Przekształcenie tych intuicji w dowód zajęło sporo czasu. Dopiero w roku 1966 pojawiła się praca Mermina i Wagnera [15], w której przy bardzo ogólnych założeniach dotyczących postaci oddziaływania pokazano, że w temperaturach dodatnich nie może wystąpić żadne uporządkowanie typu magnetycznego (jak również nadprzewodzącego – zob. podobny wynik Hohenberga [15]), jeśli wymiar układu jest nie wyższy niż 2. Sformułujmy to dokładnie: *W niezerowej temperaturze i zerowym zewnętrznym polu magnetycznym, namagnesowanie układu o hamiltonianie postaci (9), w którym stałe sprzężenia J_{ij}*

maleją z odległością $r = \|\mathbf{i} - \mathbf{j}\|$ szybciej niż r^{-4} , gdy $d = 2$, lub r^{-2} , gdy $d = 1$, jest zawsze równe zero.

Twierdzenie Mermina-Wagnera jest dla pierwszego z jego autorów perełką w rodzinie ścisłych wyników teorii przemian fazowych. Jest bardzo ogólne, a jego dowód jest prosty – obie prace [15] liczą po niecałe 4 strony niezbyt skomplikowanych, choć bardzo pomysłowych i nieoczywistych rachunków. Doczekało się ono wielu uogólnień (m.in. zostało rozciągnięte na model Hubbarda, o którym piszemy dalej). Wspólną cechą jego i całej grupy podobnych twierdzeń (m.in. twierdzenia Hohenberga) jest założenie, że układ *jest niezmienniczy względem przekształceń ciągłych tworzących grupę jego symetrii*, stąd nie stosuje się ono np. do układu spinów Isinga, który (gdy nie oddziałują one z zewnętrznym polem magnetycznym) ma symetrię, ale *dyskretną*.

Istnienie uporządkowań układów, takich jak klasyczne spiny Heisenberga w sieciach o $d > 2$ i innych układów o ciągłych symetriach, jest znacznie trudniej udowodnić. Otrzymane dotąd wyniki są też znacznie mniej ogólne – ścisłe dowody udało się podać tylko dla szczególnych postaci oddziaływań (najwięcej wyników dotyczy oddziaływań pomiędzy najbliższymi sąsiadami). Między innymi Jürg Fröhlich, Barry Simon i Thomas Spencer pokazali (1976), że ferromagnetyczny (tj. o stałej $J > 0$) układ spinów klasycznych z oddziaływaniami tylko pomiędzy najbliższymi sąsiadami w sieciach o $d \geq 3$, w dostatecznie niskich temperaturach jest uporządkowany ferromagnetycznie [16]. W dowodzie tym została wykorzystana ważna właściwość hamiltonianu takiego układu zwana *dodatniością odbiciową* (ang. *reflection positivity*, RP). Jest ona analogiem sieciowym, wykorzystywanej wcześniej przy ścisłych analizach układów relatywistycznych pól formułowanych w kontinuum przestrzennym odbiciowej dodatniości Osterwaldera-Schradera, samą zaś ideę dowodu można traktować jak ścisłe ujęcie teorii *fal spinowych*. Dowód ten pozostaje „izolowany” od ponad 40 lat w tym sensie, że nie powstała od tego czasu żadna inna metoda umożliwiająca wykazywanie uporządkowań układów mających symetrię ciągłą.

A co z *kwantowym* ferromagnetycznym modelem Heisenberga? Czy on też przewiduje uporządkowanie w dodatnich temperaturach? Cóż, jest to jeden z najbardziej irytujących problemów ścisłej mechaniki statystycznej przemian fazowych. Do chwili obecnej nie zdołano ściśle matematycznie wykazać istnienia w dodatnich temperaturach uporządkowania ferromagnetycznego układu kwantowych spinów Heisenberga tworzących sieć o wymiarach wyższych niż $d = 2$. Metoda wykorzystująca RP, skuteczna w przypadku układów klasycznych spinów, tu akurat nie daje się zaadaptować. Można to zrobić tylko w przypadku oddziaływań *antyferromagnetycznych*, tj. gdy $J < 0$ – w ten sposób wykazano

19. Takich stanów jest nieskończenie wiele (przy założeniu, że spiny na brzegu sieci mogą przyjmować każdą orientację), ponieważ wspólny kierunek wszystkich spinów może być dowolny.

[17] istnienie w takich układach uporządkowania Néela w niskich temperaturach, ale w przypadku oddziaływań ferromagnetycznych to nie działa. Mimo że sytuacja jest klarowna fizycznie, a liczne metody przybliżone (metody numeryczne Monte Carlo, metody grupy renormalizacji, teoria fal spinowych) prowadzą zgodnie do wniosku, że w niskich temperaturach układy takie są uporządkowane ferromagnetycznie, to matematycznie ścisłego dowodu nadal brak. Jest to sytuacja podobna jak w filmie *Shrek*: „Wielu dzielnych rycerzy” (m.in. Dyson, Lieb, Simon, Correggi, Ueltschi...) „próbowało, ale żadnemu się nie udało”. Mało kto wątpi, że w końcu ktoś poradzi sobie z dowodem, podobnie jak Shrek poradził sobie z uwolnieniem królowy. Ale jak dotąd taki się nie znalazł... (może to będzie ktoś z czytelników?)

6. Gaz elektronów: Lenz, Stoner, Lee, Huang, Yang i inni

Na razie staraliśmy się, przynajmniej w zamierzeniu, przedstawić przybliżone i bardzo jakościowe (ponieważ zjawiska zachodzące w układach wielu oddziałujących atomów, będących tworami złożonymi, są bardzo skomplikowane i występuje w nich zawsze wiele różnych efektów) wyjaśnienie ferro- i antyferromagnetyzmu materiałów, które można uważać za izolatory. Za ich magnetyzm odpowiadają zlokalizowane momenty magnetyczne atomów. Omówiliśmy też modele teoretyczne uwzględniające główne efekty fizyczne²⁰ istotne dla tego zjawiska. Badanie tych modeli ma pozwolić orzec, czy rzeczywiście efekty te prowadzą do powstawania w niskich temperaturach uporządkowania.

Teraz zajmiemy się *ferromagnetyzmem wędrownym*, za który odpowiadają nośniki momentów magnetycznych mogące zmieniać swoją lokalizację. Takie jest pochodzenie magnetyzmu przede wszystkim metali. W tym przypadku nie będziemy się jednak starali uchwycić wszystkich możliwych efektów, gdyż jest ich zbyt wiele, by je tu dało się systematycznie omówić. Zamiast tego przedstawimy główne modele teoretyczne odpowiednie w dwóch wyidealizowanych sytuacjach: najpierw (w tej części artykułu), gdy za ferromagnetyzm odpowiadają elektrony mogące przemieszczać się w całej dostępnej objętości, a następnie model odpowiedni wówczas, gdy najważniejszą rolę odgrywają elektrony pozostające na

powłokach atomów lub jonów tworzących sieć, ale mogące przeskakiwać z jednego atomu do drugiego. Pierwszy z tych modeli ma zastosowanie do pewnych metali, a także do badanych ostatnio *zimnych atomów*, które, jak się oczekuje, w pewnych warunkach również powinny przejawiać zachowanie ferromagnetyczne.

Głównym założeniem teoretycznego modelu, który teraz omówimy, jest możliwość traktowania elektronów w metalu jak gazu słabo wzajemnie oddziałujących cząstek podlegających statystyce Fermiego–Diraca i mogących przemieszczać się w całej jego objętości. Może się to wydawać sprzeczne z tym, że naładowane elektrony dość silnie odpychają się coulombowsko. Trzeba jednak pamiętać, że w ciele stałym oddziałują one zarówno między sobą, jak i z przeciwnie naładowanymi jonami sieci krystalicznej. Okazuje się (jest to jeden z dość zaskakujących na pierwszy rzut oka faktów), że w takiej sytuacji siły elektryczne w ogromnej większości się *kompensują* i efektywne wzajemne oddziaływanie elektronów są słabe (na ogół odpychające), tym słabsze, im większa jest ich gęstość (a tym samym także gęstość jonów o ładunkach przeciwnych – układ jako całość jest elektrycznie obojętny). Pozwala to traktować w pierwszym przybliżeniu elektrony jak wzajemnie nie oddziałujące i poruszające się w periodycznym potencjale wytwarzanym przez jony sieci krystalicznej. Takie przybliżenie prowadzi do *pasmowej teorii ciał stałych* wyjaśniającej, dlaczego jedne z nich są izolatorami, a inne metalami (przewodnikami). Zgodnie z tą teorią elektrony z pasma przewodnictwa można traktować (być może przypisując im masę efektywną, nieco inną niż masa elektronu poruszającego się w pustej przestrzeni) jak gaz słabo wzajemnie odpychających się fermionów o spinie 1/2 (pomijając zupełnie obecność sieci krystalicznej). W języku tradycyjnego sformułowania mechaniki kwantowej (efektywny) hamiltonian układu, jaki tworzy gaz N takich elektronów, ma więc postać (taką samą jak hamiltonian układu zimnych atomów)

$$H = \sum_{i=1}^N -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + \sum_{i<j} v(r_{ij}). \quad (13)$$

$v(r_{ij})$ jest tu potencjałem odpychającego (efektywnego) oddziaływania elektronów, i -tego i j -tego, zależnym tylko od ich wzajemnej odległości $r_{ij} \equiv \|\mathbf{r}_{(i)} - \mathbf{r}_{(j)}\|$ i niezależnym od rzutów ich spinów, przy czym oddziaływanie momentów magnetycznych elektronów jest znikome i można je pominąć. Jeśli elektrony mogą przemieszczać się w objętości $V = L^3$ i N_+ z nich ma spin skierowany do góry, a N_- w dół (oczywiście $N_+ + N_- = N$) to, narzucając periodyczne warunki brzegowe i pomijając zupełnie oddziaływanie, łatwo znaleźć energię ich stanu podstawowego (o najniższej energii). W skończonej objętości

20. Okazuje się, że Natura bywa (czasem) łaskawa i niewzgardzona w modelu czynniki mogą rzeczywiście być na tyle nieistotne, że prosty model bardzo dobrze ujmuje sytuację eksperymentalną! I tak, trójwymiarowy model Isinga całkiem dokładnie odzwierciedla zachowanie sporej liczby rzeczywistych układów – magnetyków o silnej anizotropii. Pamiętajmy jednak, że Natura może być łaskawa, ale nie musi!

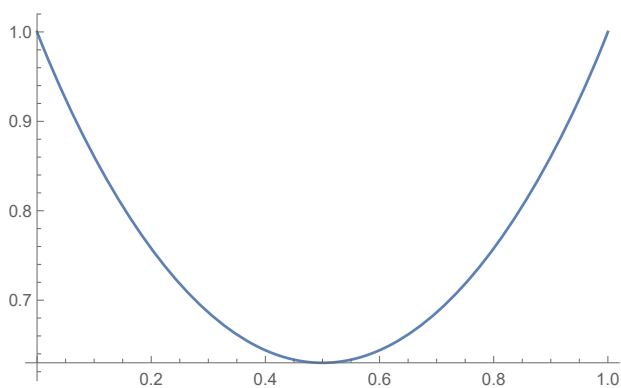
L^3 energia pojedynczego elektronu jest skwantowana i może, niezależnie od kierunku jego spinu, przyjmować jedną z wartości $\hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m$, gdzie wektory falowe mają postać $\mathbf{k} = (2\pi/L)(n_x, n_y, n_z)$ o całkowitych liczbach n_x, n_y, n_z . Elektrony są fermionami, zatem stan kwantowy numerowany wektorem falowym \mathbf{k} mogą obsadzić co najwyżej dwa o przeciwnie skierowanych spinach. Wynika z tego, że aby otrzymać najniższą energię układu $N = N_+ + N_-$ elektronów trzeba najpierw te o spinach do góry układać „na kolejnych od dołu półkach” (o coraz wyższych energiach), a potem tak samo te o spinach w dół. Najniższą energię układu można wtedy wyrazić przez długości wektorów falowych odpowiadających najwyższym zajętym „półkom”

$$p_{F+} = (6\pi^2 N_+ / V)^{1/3}, \quad p_{F-} = (6\pi^2 N_- / V)^{1/3} \quad (14)$$

i jest ona dana wzorem

$$\frac{E_0^{(0)}}{V} = \frac{1}{6\pi^2} \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (p_{F+}^5 + p_{F-}^5). \quad (15)$$

Rozpatrujemy tu jak zwykle granicę termodynamiczną $N_{\pm} \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$ przy ustalonych gęstościach $\rho_{\pm} = N_{\pm} / V$. Wyrażenie to można zminimalizować ze względu na podział N na N_+ i N_- . Minimum przypada oczywiście dla $N_+ = N_- = \frac{1}{2}N$, co oznacza, że w zerowej temperaturze (kiedy o właściwościach układu decyduje jego stan podstawowy) przy zupełnym braku oddziaływań, namagnesowanie układu równe $M = \mu(N_+ - N_-)$ znika (rys. 5). (Będzie zatem znikać także w wyższych temperaturach.)



Rys. 5. Energia (w odpowiednich jednostkach) stanu podstawowego układu nieoddziałujących fermionów jako funkcja ρ_+ przy całkowitej gęstości równej 1; minimum jest osiągnięte dla równych gęstości $\rho_+ = \rho_- = 1/2$, tzn. układ nie jest namagnesowany

Przejdźmy teraz do cząstek *oddziałujących*. Można podać prosty argument pozwalający oczekiwać, że niezależne od spinu odpychające oddziaływanie elektronów spowoduje pojawienie się niezerowego namagnesowania. Kluczowy jest tu fakt, że elektrony są fermionami. Odpychanie oznacza, że oddziaływanie zwiększa energię pary oddziałujących cząstek (gdyż $v(r_{ij}) > 0$). Jednak zakaz

Pauliego powoduje, iż dwa fermiony o tym samym kierunku spinu prawie nie oddziałują.²¹ Zatem energię wzajemnych oddziaływań wszystkich par elektronów można obniżyć, jeśli większość elektronów będzie miała spiny skierowane zgodnie. Oczywiście spowoduje to wzrost przyczynku (15) do całkowitej energii układu, ale może się to w rezultacie opłacić. Jak to zbadać? Ściśle nie da się tego zrobić. Można jednak wykorzystać standardowy rachunek zaburzeń (obliczenia najłatwiej wykonać korzystając z formalizmu drugiej kwantyzacji). Otrzymuje się wtedy w pierwszym rzędzie poprawkę do (15) postaci

$$\begin{aligned} \frac{E_0^{(1)}}{V} &= \hat{v}(\mathbf{0}) \frac{p_{F+}^3 p_{F-}^3}{36\pi^4} \\ &= \frac{1}{6\pi^2} \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{5}{9\pi^2} \frac{m}{\hbar^2} \hat{v}(\mathbf{0}) p_{F+}^3 p_{F-}^3 \right). \end{aligned} \quad (16)$$

$\hat{v}(\mathbf{0})$ jest tu wartością w zerze transformaty Fouriera potencjału oddziaływania $v(\mathbf{r})$. Do tego wyniku, czyniąc założenie o małej gęstości elektronów i adaptując odpowiednio metodę pola średniego, doszli po raz pierwszy Wilhelm Lenz, Felix Bloch i Edmund C. Stoner [18, 19]. Odwołując się do dodatkowych argumentów można uzasadnić, że lepszą wersję tego wzoru otrzyma się, zastępując transformatę Fouriera $v(\mathbf{0})$ przez a_0 – długość elastycznego rozpraszania dwóch elektronów o zerowej energii oddziałujących za pośrednictwem potencjału $v(r)$. Po takim udoskonaleniu, wzór (16) z $v(\mathbf{0})$ zastąpioną przez a_0 pozostaje słuszny nawet wtedy, gdy sama transformata Fouriera w zerze jest źle określona²² (np. przy odpychaniu za pośrednictwem potencjału typu „twardy rdzeń”). Wygodnie jest też energię stanu podstawowego układu N_+ elektronów o spinach do góry i N_- elektronów o spinach w dół wyrazić przez ich gęstości ρ_+ i ρ_- . Po tych ulepszeniach, w rozpatrywanym tu przybliżeniu przyjmuje ona postać [20, 21]

$$\begin{aligned} e_0 &\equiv \frac{E_0}{V} \\ &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left((6\pi^2)^{2/3} (\rho_+^{5/3} + \rho_-^{5/3}) + \frac{40}{3} \pi a_0 \rho_+ \rho_- \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Poprawkę można interpretować jako efekt zderzeń zachodzących w gazie, ich liczba (na jednostkę czasu) powinna bowiem być proporcjonalna do iloczynu gęstości oddziałujących ze sobą elektronów i do całkowitego przekroju czynnego zderzenia elastycznego dwóch elektronów, za którego miarę można uważać a_0 . (Trzeba jednak pamiętać, że jest to tylko heurystyczna interpretacja – sam

21. W amplitudzie ich rozpraszania rozwiniętej na fale parcjalne pierwszy i dominujący przy niskich energiach wyraz musi zniknąć.

22. Metoda prowadząca do wzoru na $E_0^{(1)}$ w postaci 16 działa tylko, gdy transformata Fouriera potencjału istnieje.

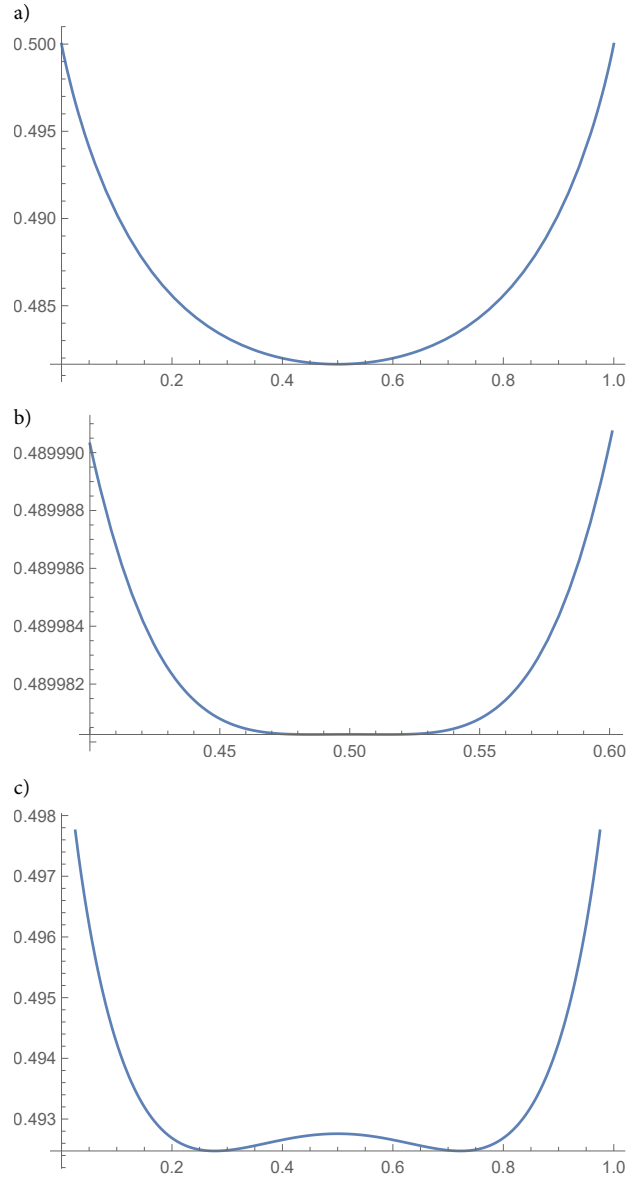
sposób obliczania energii wcale nie odwołuje się do procesu rozpraszania.) Jeśli napisać $\rho_{\pm} = \rho(1 \pm x)/2$, gdzie $-1 \leq x \leq 1$, a $\rho = \rho_+ + \rho_-$, to otrzymamy energię stanu podstawowego gazu elektronów jako funkcję x (namagnesowanie układu jest proporcjonalne do x), a na wynik ten można patrzeć jak na rozwinięcie gęstości e_0 tej energii względem (bezwymiarowego) iloczynu $a_0\rho^{1/3}$.

Pomijając na razie dalsze wyrazy rozwinięcia gęstości energii e_0 układu zbadajmy, jak zachowuje się ona jako funkcja parametru x , czyli, przy ustalonej długości rozpraszania a_0 , jako funkcja całkowitej gęstości ρ . Jest to pokazane na rys. 6 dla kilku wartości $a_0\rho^{1/3}$. Widać, że dopóki gęstość ρ jest mała, energia jest minimalna dla $x = 0$ i układ nie jest namagnesowany. Jednak przy gęstości krytycznej równej $\rho_c = \pi/24a_0^3$ wykres staje się w $x = 0$ płaski, a dla większych gęstości pojawiają się dwa symetryczne minima oddalające się w miarę wzrastania gęstości od $x = 0$ ku wartościom $x = \pm 1$ osiąganym, gdy $\rho_{\text{sat}} \approx (0,6/a_0)^3$ (namagnesowanie układu jest dla $\rho > \rho_{\text{sat}}$ maksymalne). W tym przybliżeniu, jeśli traktować je poważnie, przemiana fazowa zachodząca przy zwiększaniu gęstości jest przemianą ciągłą (drugiego rodzaju) – świadczy o tym to, że nowe, głębsze minima przy wzrastaniu gęstości pojawiają się najpierw w $x = 0$.

Nie oznacza to jednak, że już *udowodniliśmy* powstawanie w układzie uporządkowania ferromagnetycznego, pojawia się ono bowiem, gdy parametr rozwinięcia $a_0\rho^{1/3}$ jest dość duży i być może pominięte wyrazy rozwinięcia zniszczyłyby uporządkowanie. Powstaje więc tu kilka związanych ze sobą problemów: 1) Jak wyglądają kolejne wyrazy rozwinięcia? 2) Czy można ściśle oszacować błąd popełniany przy pominięciu we wzorze 15 kolejnych wyrazów? 3) Czy na podstawie rozwinięcia można coś powiedzieć o charakterze przemiany fazowej? 4) Czy można zbadać właściwości układu w niezerowej temperaturze?

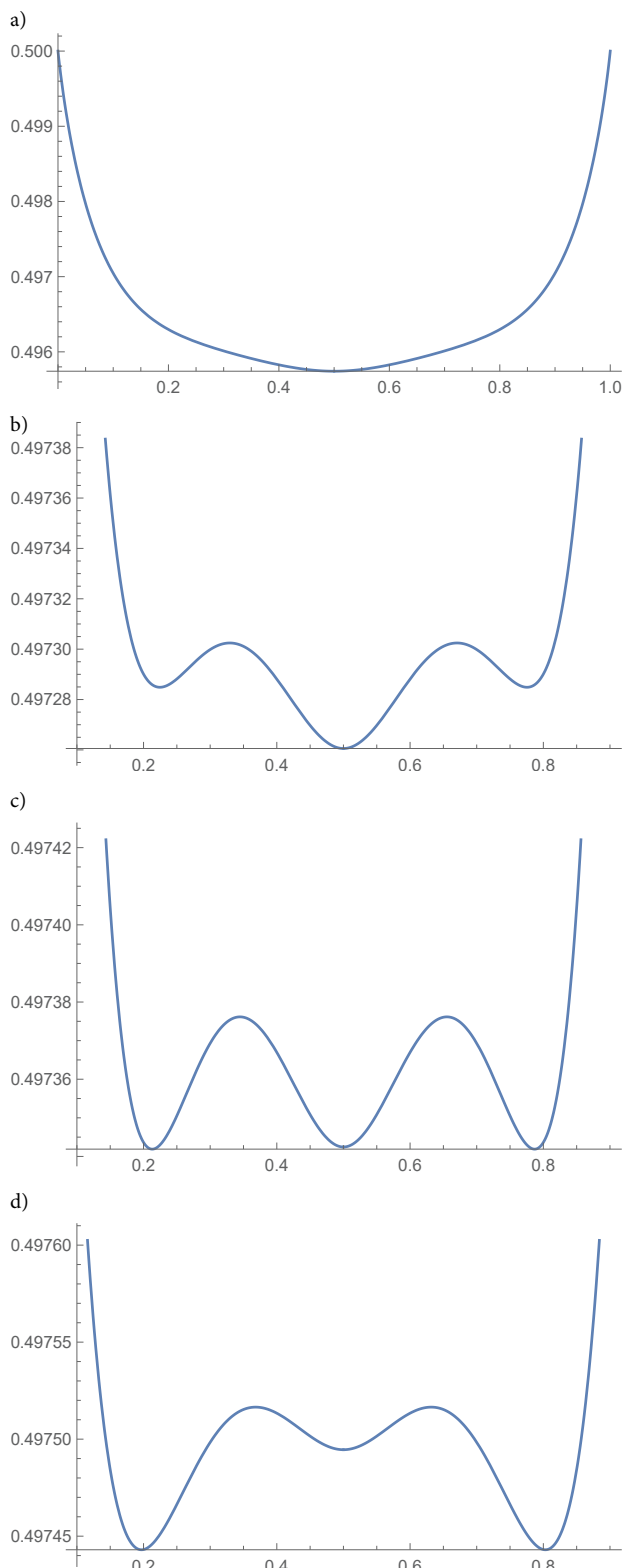
Tylko na niektóre z tych pytań odpowiedzi są znane. Kerson Huang, Tsung D. Lee, i Chen N. Yang²³ [21]

23. Lee i Yang zostali laureatami nagrody Nobla w 1957, ale nie za prace nas tu interesujące, lecz za wysunięcie hipotezy o niezachowywaniu parzystości przez oddziaływania słabe – wkrótce potem potwierdzono ją doświadczalnie. Jak pisze Andrzej K. Wróblewski [22], praca noblowska powstała „mimoходом”, na marginesie głównych zainteresowań jej autorów, dotyczących układów oddziałujących fermionów, a także bozonów. Podobno gdy Freeman J. Dyson (inny znakomity fizyk, który nagrody Nobla nie dostał, ale jego osiągnięcia są, w co mało kto z kompetentnych osób wątpi, również na poziomie noblowskim: równanie Dysona-Schwingera, teoria macierzy przypadkowych, wspomniana tu wcześniej praca [17] i jeszcze wiele innych) powiedział Lee, że ich praca o niezachowaniu parzystości będzie miała, jeśli zostanie potwierdzona, fundamentalne znaczenie dla podstaw fizyki, Lee miał bez specjalnego zaangażowania emocjonalnego odpowiedzieć: *Tak, to będzie interesujące* i poszedł kontynuować swoje rachunki dotyczące gazów niedoskonałych.



Rys. 6. Energia stanu podstawowego układu oddziałujących fermionów w 1. rzędzie (17) jako funkcja ρ_+ przy całkowitej gęstości równej 1; a) stała sprzężenia mniejsza od krytycznej: minimum jest osiągnięte dla równych gęstości $\rho_+ = \rho_- = 1/2$, tzn. układ nie jest namagnesowany; b) stała sprzężenia równa krytycznej: minimum dalej jest osiągnięte dla równych gęstości, ale jest zdegenerowane; układ nie jest namagnesowany; c) stała sprzężenia większa od krytycznej: są dwa minima położone symetrycznie względem $\rho_+ = 1/2$; układ wykazuje spontaniczne namagnesowanie

jako pierwsi podali następny wyraz rozwinięcia, ale tylko dla $\rho_+ = \rho_-$. Z tym ograniczeniem rozwinięcie jest dziś znane aż do 4. rzędu; kolejne poprawki liczone w latach 60. i 70. XX w. metodami kwantowej teorii pola [24], były one jednak obarczone rachunkowymi błędami. Poprawną postać podano dopiero parę lat temu, stosując *efektywną kwantową teorię pola*, co znacznie uprościło rachunki. Na podstawie tego wyniku nie można jednak nic powiedzieć o uporządkowaniu układu. Ogólniejszy przypadek różnych gęstości $\rho_+ \neq \rho_-$ przez długi czas pozostawał nierozpracowany. Osobnym wynikiem przez prawie 40 lat była (mało znana) praca S. Kanno [25], w której obliczył on analitycznie(!) poprawkę drugiego rzędu dla



Rys. 7. Energia stanu podstawowego układu oddziałujących fermionów w 2. rzędzie jako funkcja ρ_+ przy całkowitej gęstości równej 1; a), b) stała sprężenia mniejsza od krytycznej: minimum jest osiągnięte dla równych gęstości $\rho_+ = \rho_- = 1/2$, tzn. układ nie jest namagnesowany; c) stała sprężenia równa krytycznej: są trzy minima o równej wartości. Jest to punkt przemiany fazowej I. rodzaju; d) stała sprężenia większa od krytycznej: są dwa minima położone symetrycznie względem $\rho_+ = 1/2$, układ wykazuje spontaniczne namagnesowanie

dowolnych gęstości ρ_+ i ρ_- . Dopiero kilka lat temu obliczono (już w większości numerycznie) kolejny wyraz

rozwinęcia w tym przypadku, znów stosując metodę efektywnej kwantowej teorii pola [26]. Pracowano także nad matematycznym uściśleniem wzoru (17). Dopiero w XXI w., a więc prawie dokładnie pół wieku od jego napisania,²⁴ udało się ściśle [32] oszacować jego błąd. Podczas dokonywania ostatnich poprawek w niniejszym artykule okazało się, że zupełnie ostatnio otrzymano [27] ściśle następnny wyraz rozwinięcia w gęstościach, łącznie z oszacowaniem błędu. W ten sposób wzór Kanno [25] po ponad pół wieku doczekał się ścisłego uzasadnienia!

Trzeba też powiedzieć, że zainteresowanie modelem gazu oddziałujących fermionów i możliwością ferromagnetycznego porządkowania się ich wzrosło w XXI w. za sprawą *pułapkowanych gazów atomowych*. Od strony teoretycznej pojawiło się na ten temat wiele prac stosujących różne podejścia. Było rozpracowywane dalej rozwinięcie „gęstościowe” metodami efektywnej teorii pola [26], ale też atakowano problem innymi metodami: kwantową wersją metody Monte Carlo [29] i nie tylko [30]. Nie przyniosły one jednak definitywnego rozstrzygnięcia (również od strony eksperymentalnej [31]).

Na zakończenie tej części artykułu, rozważmy jeszcze problem *przemiany fazowej*, przyjmąwszy za dobrą monetę rozwinięcie w gęstościach do 2. rzędu. Okazuje się, że zmienia ona charakter – staje się przemianą pierwszego rodzaju. Ma to miejsce przy *podobnej* gęstości krytycznej, jak w 1. rzędzie – różnica wynosi kilkanaście procent. Jest to argumentem za tym, że zachodzi ona w reżimie *nieperturbacyjnym* i aby stwierdzić ściśle jej istnienie (i charakter), trzeba sięgnąć do innych metod.

7. Elektron w sieci krystalicznej: model Hubbarda

7.1. Geneza i hamiltonian modelu

Przedstawiony w poprzedniej części model gazu oddziałujących fermionów mogących przemieszczać się w całej objętości układu z pewnością stosuje się do zimnych gazów atomowych. Dla magnetyzmu większości ciał stałych struktura ich sieci krystalicznej jest jednak istotna i może znacząco modyfikować wyniki otrzymane w ramach modelu gazu fermionów (mogących przemieszczać się swobodnie). Jednym z możliwych sposobów uwzględnienia struktury krystalicznej jest więc zbudowanie modelu, w ramach reguł którego elektrony mogą przeskakiwać z jednego atomu do drugiego (czyli *wędrować* – stąd nazwa *magnetyzm wędrowny*) z pewnym prawdopodobieństwem (na jednostkę czasu). Minimalnym (jeśli chodzi o prostotę sformułowania) modelem,

24. Zgodnie z obserwacją pierwszego z autorów [28], że pomiędzy napisaniem wzoru tego rodzaju a jego ścisłym uzasadnieniem mija średnio pół wieku.

który pozwala badać mechanizm spontanicznego powstawania uporządkowania w takich układach jest *model Hubbarda*, który teraz omówimy.

Model ten buduje się następująco. Rozpatrujemy skończoną d wymiarową sieć, która musi oczywiście mieć jakąś określoną geometrię i dalej będziemy omawiać różne jej warianty, ale na razie niech to będzie skończony zbiór $N = L^3$ węzłów kubicznej sieci trójwymiarowej ($d = 3$). W węzłach tych mogą znajdować się cząstki o spinie $1/2$, z których, jak poprzednio, N_+ ma spin do góry, a N_- w dół (kierunki spinów będziemy oznaczać \pm). Stan układu definiujemy podając stan wszystkich węzłów sieci; każdy z nich może być pusty albo obsadzony przez jedną cząstkę o spinie $+$ („w górę”) lub przez jedną cząstkę o spinie $-$ („w dół”) albo obsadzony przez dwie cząstki naraz, jedną o spinie $+$, drugą o spinie $-$ (cząstki są fermionami i zgodnie z zakazem Pauliego dwie o takim samym spinie nie mogą obsadzać tego samego węzła). Wynika z tego, że²⁵ $N_{\pm} \leq N$ i stąd ważnym parametrem modelu jest stosunek całkowitej liczby cząstek $N_+ + N_-$ do N zwany *parametrem wypełnienia sieci* lub po prostu *wypełnieniem*. Stan całego układu przy ustalonych liczbach N_+ i N_- jest w ogólności superpozycją stanów, które (w notacji Diraca) można reprezentować iloczynem (tensorowym) N ketów postaci $|n_+, n_- \rangle$, gdzie $n_{\pm} = 0$ lub 1 ; stany takie mają postać $\otimes_i |n_+, n_- \rangle_i$, gdzie wskaźniki i numerują węzły sieci. Zakładamy, że każda z cząstek może przeskakiwać z jednego węzła na inny (nieobsadzony cząstką o takim samym spinie, jak „cząstka-skoczek”), wprowadzamy zatem operator przeskoku („skokomat”) między i -tym i j -tym (oraz j -tym i i -tym) węzłem

$$\hat{T}_{ij} = -t_{ij} \sum_{\sigma=\pm} (c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + c_{j,\sigma}^\dagger c_{i,\sigma}).$$

Stałą t można interpretować jako miarę prawdopodobieństwa przeskoku. Zapis ten wykorzystuje formalizm drugiej kwantyzacji, który jest tu całkowicie naturalny i bardzo prosty: każdy z operatorów kreacji $c_{i,\sigma}^\dagger$ i anihilacji $c_{i,\sigma}$ zmienia tylko stan i -tego węzła sieci – jak sama nazwa wskazuje $c_{i,\sigma}^\dagger$ zmienia liczbę n_σ i -tego węzła z 0 na 1 lub, gdy $n_\sigma = 1$, daje zero (wektor zerowy), a z kolei $c_{i,\sigma}$ zmienia liczbę n_σ i -tego węzła z 1 na 0 lub, gdy $n_\sigma = 0$, daje zero. Dalej dla uproszczenia będziemy zakładać, że amplitudy t_{ij} są różne od zera, tylko gdy węzły i -ty i j -ty są na sieci swoimi najbliższymi sąsiadami i że wszystkie te niezerowe amplitudy są równe t . Operator

$$\hat{T} = -t \sum_{(ij)} \sum_{\sigma=\pm} (c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + c_{j,\sigma}^\dagger c_{i,\sigma}), \quad (18)$$

25. Rozpatruje się też modele Bosego–Hubbarda, w których cząstki są bozonami i ograniczenie takie wtedy nie obowiązuje – jeden węzeł może być obsadzony przez dowolną liczbę cząstek.

odgrywa w modelu Hubbarda rolę operatora energii kinetycznej układu.

Drugi efekt, jaki trzeba uwzględnić w hamiltonianie układu, to oddziaływanie cząstek. Robimy to w najprostszym sposobie: zakładamy, że gdy dwie cząstki (jedna o spinie $+$, druga o spinie $-$) obsadzają ten sam węzeł, zwiększa to energię układu o U . (Stała $U > 0$ odpowiada więc odpychaniu coulombowskiemu rzeczywistych elektronów – wprowadzone oddziaływanie stanowi skrajnie uproszczony, aż do karykatury, obraz ekranowanego oddziaływania coulombowskiego elektronów w metalu.) Energia potencjalna układu wyraża się więc wzorem

$$V = U \sum_i n_{i,+} n_{i,-}, \quad (19)$$

a odpowiadający jej operator ma postać

$$\hat{V} = U \sum_i c_{i,+}^\dagger c_{i,+} c_{i,-}^\dagger c_{i,-} \equiv U \sum_i \hat{n}_{i,+} \hat{n}_{i,-}. \quad (20)$$

Kompletny hamiltonian fermionowego modelu Hubbarda ma więc postać

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}, \quad (21)$$

sumy dwóch członów: kinetycznego (18) i oddziaływania (20). Występują w nim jawnie dwa parametry t i U , ale przewidywania modelu zależą tylko od stosunku U/t ; dodatkowym parametrem, jak już to było wspomniane, jest całkowita liczba fermionów (i liczba węzłów sieci) N oraz, w jego zastosowaniach do rzeczywistych układów fizycznych, temperatura T . Podział całkowitej liczby fermionów na N_+ i N_- jest ustalany przez warunek minimalizacji energii (swobodnej) układu – w ten sposób model może przewidywać spontaniczne uporządkowanie spinów i tym samym zachowanie ferromagnetyczne układu. Hamiltonian (21) można „wyprowadzić” zaczynając od bardziej fundamentalnych zasad, tj. pisząc równanie Schrödingera odpowiadające układowi elektronów w ciele stałym i dokonując wielu przybliżeń, poczynając od *przybliżenia ciasnego wiązania*, pomijając wszystkie orbitale prócz jednego oraz i pomijając wiele całek (tzn. przyjmując ich wartości za równe zero). W ten sposób model wprowadził sam John Hubbard [33], a niezależnie od niego zrobili to także Martin Gutzwiller [34] i Junjiro Kanamori [35]. Idąc tą drogą można wyrazić parametry t i U przez pewne całki z funkcji falowych atomów.

Hubbard sformułował przedstawiony tu model jako model ferromagnetyzmu wędrównego metali z grupy przejściowych. W swojej pracy [33] przeanalizował go dostępnymi ówczesnie metodami analogicznymi do *przybliżenia Hartree’ego–Focka*. Wprawdzie wykazał (jak sądził), że model przewiduje zachowanie ferromagnetyczne układu, ale przewidziana przez niego temperatura krytyczna była absurdalnie wysoka (rzędu kilku

tysięcy Kelvinów). Później dostrzeżono, że model Hubbarda (i jego uogólnienia) daje się naturalnie zastosować do badania również licznych innych zjawisk, takich jak:

- inne uporządkowania magnetyczne: antyferromagnetyzm, ferrimagnetyzm, metamagnetyzm...
- przemiany metal-izolator
- nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe
- kondensacja Bosego–Einsteina – zwłaszcza zimnych atomów w polu świetlnych fal stojących tworzących pułapki (do tego stosuje się bozonową wersję modelu)

Te i wiele innych problemów bada się w ramach modelu Hubbarda mając nadzieję, iż stosowane metody przybliżone (zob. dalej) pozwolą zrozumieć (przede wszystkim jakościowo) mechanizmy odpowiedzialne za te zjawiska a nawet przewidywać wartości wielkości fizycznych je charakteryzujących i porównywać te przewidywania z wynikami eksperymentów.

7.2. Podstawowe cechy modelu

Model Hubbarda wydaje się bardzo prosty – jego hamiltonian jest sumą dwóch członów zbudowanych z operatorów, których działanie na stany węzłów sieci jest bardzo proste i intuicyjne. Ta prostota jest jednak złudna: dotyczy ona jedynie *sformułowania* modelu, nie zaś wyrowadzania z niego wiarygodnych *przewidywań*. To, paradoksalnie, jest bardzo trudne. Jak to ujął Elliott H. Lieb, jeden z czołowych fizyków matematycznych, model Hubbarda jest *notoriously difficult* [36]. Trudności te odzwierciedla fakt, że ścisłych wyników dotyczących modelu jest niewiele; to samo dotyczy metod przybliżonych o kontrolowanym błędzie. Dzieje się tak, mimo iż od sformułowania modelu minęło już 60 lat, a w międzyczasie ukazało się kilka tysięcy prac jemu poświęconych. W przystępny (w zamierzeniu) sposób, podstawowe fakty dotyczące modelu Hubbarda jeden z autorów niniejszego artykułu omówił w [37].

Aby wyrobić sobie pojęcie o pochodzeniu trudności, jakie nastrocza badanie modelu, spójrzmy na człony (18) i (20) jego hamiltonianu. Jako operatory człony te nie są przemienne, a ich charakter jest zgoła dokładnie przeciwny: stany układu, w których energia kinetyczna ma dobrze określone wartości, reprezentują cząstki zdelokalizowane, tzn. każda z nich może być znaleziona w dowolnym węzle sieci. Natomiast stany, w których dobrze określona jest energia potencjalna (19), reprezentują cząstki zlokalizowane w konkretnych węzłach. Właśnie to współzawodnictwo pomiędzy dwiema przeciwstawnymi tendencjami jest odpowiedzialne za bardzo różnorodne, często skrajnie odmienne zachowania różnych układów fizycznych odpowiadających wyraźnie różnym wartościom parametrów modelu. Na przykład gdy dominuje człon kinetyczny ($|t| \gg U$), można się spodziewać,

że elektrony układu będą zdelokalizowane i będą się poruszały niemal swobodnie po całym kryształ – układ taki byłby wtedy *przewodnikiem*. Natomiast kiedy dominuje człon potencjalny ($|t| \ll U$), można się spodziewać, że elektrony układu będą zlokalizowane i bardzo „niechętnie” będą zmieniały położenie, zatem taki układ byłby *izolatorem*. Zmiana przewodnictwa układu – przemiana metalu w izolator (ang. *metal-insulator transition*, MIT) rzeczywiście może zachodzić w pewnych układach przy zmianie różnych ich charakterystyk, choć jej mechanizm jest dużo bardziej skomplikowany, niż sugeruje powyższy obraz heurystyczny. Niestety najciekawsze zjawiska ujmowane przez model Hubbarda zachodzą, gdy stosunek parametrów U i T jest rzędu jedności, co nie pozwala na zastosowanie jakiegos rozwinęcia perturbacyjnego. Ogólniej rzecz ujmując, to że model Hubbarda jest tak trudny do badania, łatwiej zrozumiemy, gdy uświadomimy sobie, do jak ogromnego zakresu zjawisk można go zastosować. Wydaje się nieprawdopodobne, by przewidywania modelu dotyczące takiego bogactwa różnorodnych zjawisk można było z niego wyprowadzić w prosty sposób.

7.3. Model Hubbarda i magnetyzm

Zajmijmy się teraz zastosowaniami modelu Hubbarda do zrozumienia mechanizmu powstawania uporządkowania (ferro)magnetycznego w ciałach stałych. Najpierw z istniejących (nielicznych) wyników ścisłych przypomnimy niektóre szczególnie ważne, a następnie zastanowimy się, jakie jakościowe cechy układu fizycznego powinny sprzyjać powstawaniu w nim (w niskich temperaturach) uporządkowania magnetycznego.

7.3.1. Twierdzenie Nagaoki

Pierwszym ścisłym wynikiem dotyczącym modelu Hubbarda, który opublikowano już trzy lata po sformułowaniu modelu, jest twierdzenie autorstwa Nagaoki [38, 41]: *gdy w hamiltonianie (21) $U = \infty$ i operator przeskoku (18) spełnia pewien dość naturalny warunek,²⁶ a liczba cząstek w układzie różni się o jeden od liczby węzłów sieci ($N_+ + N_- = N - 1$), to w stanie podstawowym (tj. w stanie kwantowym o najniższej energii) układu wszystkie spiny mają ten sam kierunek (albo wszystkie kierunek +, albo wszystkie -)*. Jest więc to stan uporządkowany ferromagnetycznie (i nasycony). Twierdzenie to jest trochę niefizyczne z dwóch powodów: Po pierwsze, z powodu

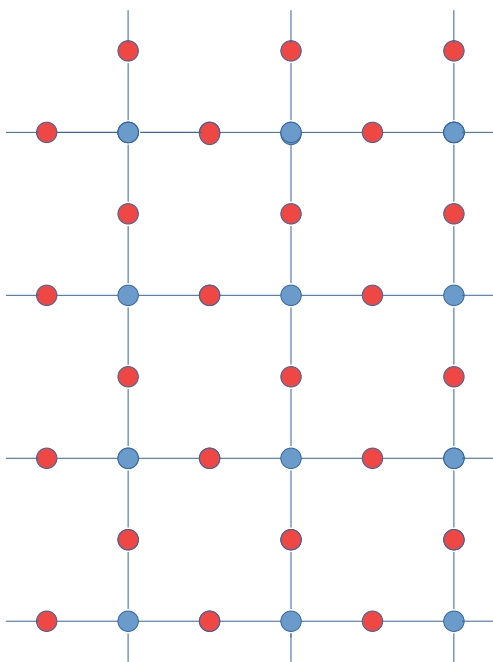
26. Ten warunek, którego nie będziemy tu szczegółowo wypisywać, zwany warunkiem połączalności (ang. *connectivity condition*), jest spełniany przez większość typowych sieci, np. sieć kwadratową, trójkątną i sześciokątną w $d = 2$, sieci bcc i fcc w $d = 3$ i sieć kubiczną w dowolnej liczbie wymiarów d .

nieskończenie silnego odpychania (niepozwalającego na obsadzanie węzłów przez dwie cząstki), w układach fizycznych bowiem U/t może być duże, ale jest skończone. Po drugie, dlatego że gdy liczba cząstek jest dokładnie taka jak liczba węzłów, energia stanu podstawowego nie zależy od spinów; tym samym żadne uporządkowanie nie jest wyróżnione. W ten sposób, zachowanie układów o wypełnieniu $N - 1$ oraz N jest odmienne dla dowolnego N , a takiego zachowania nie spotyka się w rzeczywistych układach, gdzie dodanie albo odjęcie jednej cząstki nie powinno zmieniać zachowania układu dla dużych N .

Mimo tych zastrzeżeń, twierdzenie Nagaoki jest ważnym rezultatem, ponieważ stanowi jawny dowód na to, iż układ sieciowy, którego oddziaływanie nie faworyzuje bezpośrednio zgodnego ustawiania się spinów, może mimo to być (przynajmniej w zerowej temperaturze) uporządkowany ferromagnetycznie. Twierdzenie to warto by było rozszerzyć na przypadek wypełnienia mniejszego (w granicy termodynamicznej) niż równe 1, ale ściśle (o ile nam wiadomo) nie udało się tego zrobić (udało się tylko osłabić jego założenia dopuszczając $U < \infty$ oraz występowanie innych oddziaływań).

7.3.2. Twierdzenie Lieba jako warunek konieczny ferrimagnetyzmu

Inny wynik ścisły, który należy uznać za ważne osiągnięcie, gdyż odnosi się do sytuacji realistycznej, jest autorstwa Elliotta H. Lieba ([39, 41]). Dotyczy on modelu Hubbarda *sieci dwudzielnej* (ang. *bipartite lattice*), tj. takiej, której węzły dają się rozdzielić na dwie grupy (powiedzmy A i B) i każdy węzeł typu A ma za najbliższych sąsiadów wyłącznie węzły typu B i *vice versa* (przy



Rys. 8. Sieć Lieba (zwana też siecią CuO)

czym ogólne liczby N_A i N_B węzłów typu A oraz B mogą być różne). Na przykład w dwóch wymiarach sieci: kwadratowa i sześciokątna są dwudzielne, a sieć trójkątna nie. Sieć Lieba (zwana też siecią CuO od nazwy podsieci tlenowo-miedziowej, jaka występuje w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych) jest przykładem sieci dwudzielnej o $N_A \neq N_B$.

Twierdzenie Lieba (w dowodzie którego została wykorzystana spinowa wersja dodatniości odbiciowej układu) brzmi: *stan podstawowy układu o sieci dwudzielnej ma wypadkowy spin, tzn. sumę liczby cząstek o spinie w jednym kierunku minus liczba cząstek o spinie w drugim kierunku) równy $(N_A - N_B)/2$ (tu założymy, że $N_A \geq N_B$)*. Wypadkowy spin jest więc taki, jaki by musiał być, gdyby układ był (w zerowej temperaturze) uporządkowany *ferrimagnetycznie*, tzn. gdyby spiny będące swoimi najbliższymi sąsiadami były skierowane przeciwnie (zob. rys. 4 przedstawiający takie uporządkowanie występujące np. w magnetycie Fe_3O_4 [1]).²⁷ Nie jest to jednak jedyna możliwość – można sobie wyobrazić inne zgodne z tym wynikiem rozmieszczenie spinów w sieci, dające tę samą wartość całkowitego spinu.

7.3.3. Cechy układu sprzyjające uporządkowaniu ferromagnetycznemu

Zastanówmy się teraz, jakie cechy układu cząstek na sieci mogą sprzyjać powstawaniu uporządkowania ferromagnetycznego. Oddziaływanie uwzględniane w hamiltonianie modelu Hubbarda jest czysto lokalne, nie zależy zatem od wymiaru d i geometrii sieci. Nie wyróżnia ono jakiegokolwiek uporządkowania magnetycznego (odróżnia je to wyraźnie od np. oddziaływań spinów Heisenberga (9) czy Isinga (5), które, zależnie od znaku stałej J , uprzywilejowują równoległe bądź antyrównoległe uporządkowania sąsiednich spinów). Wobec tego za ewentualne uporządkowanie magnetyczne układów, których główne cechy ma ujmować model Hubbarda, musi odpowiadać subtelne współgranie geometrii (i wymiaru) sieci, energii kinetycznej cząstek i zakazu Pauliego; oddziaływanie pełni przy tym (przypuszczalnie) tylko pomocniczą rolę.

Przypomnijmy jeszcze, że (w zerowej temperaturze – jeśli układ ma być uporządkowany w jakichś warunkach zewnętrznych, musi taką cechą odznaczać się przede wszystkim jego stan podstawowy) gdy zadana jest sieć, której wymiar i geometria determinują liczbę najbliższych sąsiadów każdego z węzłów, wolnymi parametrami modelu są (bezwymiarowy) stosunek U/t oraz wypełnie-

27. Gdy $N_A > N_B$, uporządkowanie ferrimagnetyczne (lub inne zgodne z wynikiem Lieba) jest zarazem (nienasyconym) uporządkowaniem ferromagnetycznym.

nie, czyli stosunek $(N_+ + N_-)/N$, który tu można uważać za wielkość analogiczną do gęstości $\rho = \rho_+ + \rho_-$ gazu fermionów. W całym zakresie wartości tych parametrów model Hubbarda nie może przewidywać uporządkowania ferromagnetycznego, gdyż wiadomo, że przy połowicznym wypełnieniu i $\rho_+ = \rho_-$, w reżimie $U/t \gg 1$ jego przewidywania są niemal takie same, jak modelu Heisenberga o $J < 0$, odpowiadającemu oddziaływaniu spinów, które faworyzuje uporządkowanie *antyferromagnetyczne*. Na podstawie dość przekonujących wyników numerycznych przypuszcza się, ale nie zostało to jak dotąd wykazane ściśle, że na sieciach *trójwymiarowych dwudzielnych* oba modele przewidują w tym reżimie uporządkowanie antyferromagnetyczne.

Biorąc to wszystko pod uwagę można przypuszczać, że istotnymi czynnikami sprzyjającymi powstawaniu uporządkowania ferromagnetycznego będą: sieć typu *sfrustrowanej*²⁸ (np. trójkątna) oraz wypełnienie różne od połowicznego, które to cechy razem powinny zapobiegać powstawaniu konkurencyjnego uporządkowania antyferromagnetycznego. Można również podać heurystyczne argumenty za tym, że powstawaniu uporządkowania ferromagnetycznego sprzyja *jak największa gęstość stanów w pobliżu energii Fermiego*. Warunek ten ujmuje ilościowo *kryterium Stonera* [19, 41, 43]: *układ będzie w stanie podstawowym uporządkowany ferromagnetycznie, jeśli*

$$D(\varepsilon_F)U \geq 1. \quad (22)$$

$D(\varepsilon)d\varepsilon$ jest tu liczbą stanów kwantowych pojedynczej cząstki (na danej sieci), odpowiadających jej energii w przedziale $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$, a ε_F – energią Fermiego układu cząstek (przy ustalonym wypełnieniu sieci). Gęstość stanów to wielkość silnie zależna od geometrii sieci. Jest ona ważna dla energii kinetycznej całego układu będącej wielkością addytywną ze względu na liczbę cząstek. Czynnikiem sprzyjającym uporządkowaniu ferromagnetycznemu powinna zatem być „płaskość” związku dyspersyjnego (dyspersji), czyli zależności energii ε od quasi-pędu \mathbf{k} pojedynczej cząstki w pobliżu energii Fermiego, gdyż gęstość stanów $D(\varepsilon)$ jest odwrotnie proporcjonalna do modułu pochodnej $\varepsilon(\mathbf{k})$ po \mathbf{k} .

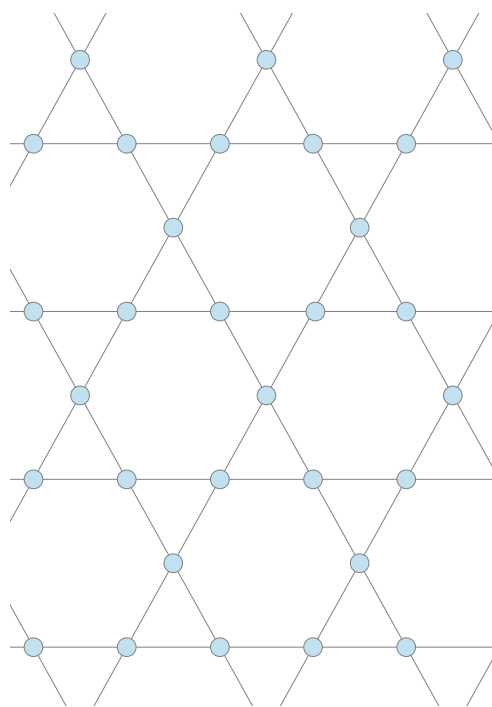
7.3.4. Ferromagnetyzm układów mających pasmo o płaskiej dyspersji

W latach 90. XX w. wykazano ściśle uporządkowanie ferromagnetyczne stanów podstawowych sporej klasy

28. Nazwa bierze się z tego, że gdy oddziaływanie uprzywilejowuje przeciwne ustawienie sąsiednich spinów, jedna połowa najbliższych sąsiadów danego spinu ma jeden kierunek, a druga połowa przeciwny, to spin ten jest „sfrustrowany” – „nie wie”, w którą stronę powinien się skierować.

modeli Hubbarda spełniających kryterium (22). Są to modele, których cechą szczególną jest właśnie istnienie płaskiej gałęzi związku dyspersyjnego, tzn. takiej, na której energia ε nie zależy od \mathbf{k} – dlatego uporządkowanie tym powodowane nazywa się *płaskopasmowym* (ang. *flat-band ferromagnetism*). Znanych jest wiele takich sieci. Jedną z nich jest dwuwymiarowa sieć, zwana siecią kagomé (rys. 9).

Stan podstawowy cząstek modelu Hubbarda na sieci kagomé dla pewnego zakresu gęstości wykazuje uporządkowanie ferromagnetyczne. Ujmuje to ściśle twierdzenie Alexandra Mielke [40]: *Jeśli $U > 0$ i wypełnienie mieści się w przedziale $[5/3, 11/6]$, to stan podstawowy modelu o hamiltonianie (21) jest uporządkowany ferromagnetycznie*. Twierdzenie to rozszerzono później także na inne sieci [41].



Rys. 9. Dwuwymiarowa sieć kagomé

7.3.5. Model Hubbarda i dynamiczna teoria pola średniego

Jednym z narzędzi teoretycznych stosowanych przy badaniu wielu różnych zagadnień fizyki materii skondensowanej i fizyki statystycznej jest *metoda dynamicznego pola średniego* (ang. *dynamical mean field theory, DMFT*) [43]. Przedstawimy ją tu pokrótce i podamy niektóre wnioski płynące z jej zastosowania (w ramach modelu Hubbarda) do badania istnienia uporządkowania ferromagnetycznego.

Jest interesujące, że jeśli wymiar przestrzenny badanego układu jest dostatecznie duży (w granicy nieskończony), to jest to okoliczność ułatwiająca, a nie utrudniająca analizę odpowiedniego modelu. Z sytuacją tego

rodzaju mamy do czynienia np. w przypadku klasycznych układów spinowych: przybliżenie pola średniego, w ramach którego każdy spin oddziałuje jak gdyby ze wszystkimi pozostałymi (ma więc jak gdyby nieskończenie wielu najbliższych sąsiadów), jest formalnie równoważne rozpatrywaniu układu na nieskończenie wymiarowej sieci ($d = \infty$). Oznacza to, że układ spinów na takiej sieci jest ściśle rozwiązywalny – można podać ściśle (w granicy $d = \infty$) wzory na interesujące wielkości termodynamiczne charakteryzujące taki układ. Metoda DMFT, która jest właśnie uogólnieniem takiego przybliżenia na układy kwantowe, została sformułowana w 1989 [44] i od tego czasu wciąż się rozwija, będąc obecnie jedną z najpotężniejszych metod stosowanych do analizy układów silnie skorelowanych fermionów. Przede wszystkim pozwala ona badać przewidywania modeli w całym zakresie wartości ich stałych sprzężenia, wykraczając tym samym poza rozwinięcia perturbacyjne (słuszne jedynie dla małych lub dużych ich wartości), w połączeniu zaś z metodą DFT,²⁹ stosowaną do wyrażania wartości parametrów modelu przez całki z funkcji falowych teorii mikroskopowej, pozwala realistycznie modelować zachowanie rzeczywistych substancji.

Metoda DMFT jest bardzo skuteczna, ale ma też swoje ograniczenia. Przede wszystkim, jako że wymiar analizowanego za jej pomocą modelu teoretycznego jest formalnie nieskończony, efekty, dla których wymiar układu jest istotny,³⁰ czyli takie jak bardziej dokładna charakterystyka uporządkowania (metodą DMFT nie można badać krótkozasięgowych korelacji przestrzennych) czy wykładniki krytyczne charakteryzujące przemianę fazową (metoda DMFT daje tu przewidywania takie same jak przybliżenie pola średniego), są poza jej zasięgiem. Zasadne jest też pytanie, czy wymiar $d = \infty$ jest „bliski czy daleki” od wymiaru $d = 3$? To znaczy, czy wyniki uzyskane przy założeniu, że $d = \infty$, są słuszne także dla $d = 3$? Wydaje się to bardzo prawdopodobne z następującego powodu: formalnym parametrem rozwinięcia w metodzie DMFT (stosowanej do analizy przewidywań modeli sieciowych) jest $1/z$, gdzie parametr z jest liczbą najbliższych sąsiadów pojedynczego węzła sieci, która nawet dla sieci o wymiarze $d = 3$ nie musi być mała.

29. DFT, ang. *density functional theory* jest wygodnym efektywnym sposobem obliczania własności (poziomy energetyczne, widma, geometria) cząsteczek chemicznych oraz ciał stałych. Wyprowadzona z równania Schrödingera, operuje ona tylko gęstością elektronów, a nie pełną funkcją falową, co pozwala na obliczenia dla znacznie większych układów, niż przy innych podejściach. Jej główny autor Walter Kohn otrzymał za nią nagrodę Nobla (z chemii) w 1998.

30. Przypomnijmy, że np. uporządkowanie układu spinów Isinga albo klasycznych spinów Heisenberga w niskich temperaturach zależy od wymiaru.

Na przykład dla trójwymiarowej sieci kubicznej $z = 6$, a w przypadku sieci ściennie centrowanej (sieci typu fcc) $z = 12$. Precyzyjnego oszacowania odstępstwa wyników uzyskiwanych metodą DMFT od ścisłych przewidywań odpowiadających $d = 3$ (na razie) jednak nie ma.

Przy użyciu metody DMFT przebadano przewidywania różnych modeli wędrownych elektronów (nośników momentów magnetycznych), takich jak Falicova-Kimballa, Hubbarda, czy periodyczny model Andersona. Wyznaczono w ten sposób funkcje termodynamiczne modelowanych układów i obliczono wiele statycznych (np. ferromagnetyzm) i dynamicznych (np. przewodnictwo) wielkości je charakteryzujących [45]. Z otrzymanych w ten sposób wniosków dotyczących ferromagnetyzmu wymienimy tu dwa:

- W osiągalnym dla stosowanych metod numerycznych zakresie parametrów U i t (tj. aż do $U/t \approx 18$) nie stwierdzono, by model Hubbarda o sieci kubicznej, dopuszczający przeskoki tylko pomiędzy najbliższymi węzłami, przewidywał uporządkowanie ferromagnetyczne.
- Modele Hubbarda cząstek na sieciach sfrustrowanych (np. fcc) przewidyują uporządkowanie ferromagnetyczne w szerokim zakresie wartości swoich parametrów (rys. 10).

7.3.6. Model Hubbarda i rozwinięcie względem gęstości

W ramach omówionego tu wcześniej modelu traktującego nośniki momentów magnetycznych jak gaz słabo oddziałujących cząstek, gęstość energii stanu podstawowego układu można było wyrazić w postaci rozwinięcia względem gęstości cząstek o spinie skierowanym do góry i w dół. Ścisłe uzasadnienie dwóch pierwszych wyrazów rozwinięcia analogicznego do (17)

$$e_{gs}(\rho_+, \rho_-) = e_0(\rho_+) + e_0(\rho_-) + 8\pi a \rho_+ \rho_- + \dots, \quad (23)$$

(w którym $e_0(\rho_{\pm})$ są mierzonymi w jednostkach stałej t energiami cząstek nieoddziałujących, wypełnienia $\rho_{\pm} \equiv N_{\pm}/N$ odgrywają rolę gęstości, a jest zaś odpowiednio zdefiniowaną wielkością analogiczną do długości rozpraszania) przypadającej na jeden węzeł sieci energii e_{gs} stanu podstawowego, słusznego w ramach najprostszego wariantu modelu Hubbarda, podał Giuliani [46].

Podobnie jak w przypadku gazu, rozwinięcie (23) dobrze przybliża prawdziwą energię $e_{gs}(\rho_+, \rho_-)$ tylko wówczas, gdy $\rho_{\pm} \ll 1$ i jedyny ścisły wniosek, jaki mógł na jego podstawie wysnuć Giuliani, to brak uporządkowania ferromagnetycznego w granicy $\rho_{\pm} \rightarrow 0$. Jednak w przypadku modeli sieciowych, do jakich należą modele Hubbarda, można, dobierając stałe przeskoku oraz odpowiednią strukturę samej sieci, otrzymać modele o związkach dyspersyjnych znacznie różniących się od

związku $\varepsilon(\mathbf{k}) \propto \mathbf{k}^2$, który obowiązuje w przypadku cząstek gazu mogących się przemieszczać w całej objętości. Ekstremalnym przykładem są omawiane już wcześniej płaskie pasma. Innymi przykładami są takie, których macierz $\partial^2 \varepsilon / \partial k_i \partial k_j$ ma zerowe wartości własne funkcji $\varepsilon(\mathbf{k})$.

Jeśli więc chodzi o wykorzystanie rozwinięcia analogicznego do (23) do ścisłego udowodnienia istnienia ferromagnetycznego uporządkowania, nasuwa się myśl, by kierując się przesłankami płynącymi z danych eksperymentalnych rozpatrzyć sieci o dyspersji zdegenerowanej (takie jak np. sieć typu fcc żelaza) licząc na to, że przynajmniej w niektórych przypadkach minimum energii, ze względu na podział całkowitego wypełnienia sieci na ρ_+ i ρ_- , wypadnie dla $\rho_+ \neq \rho_-$ i $a\rho^{1/3} \ll 1$, tj. dla wartości, dla których wzór (23) jest słuszny (można ściśle oszacować jego błąd). Realizacja tego programu jest w toku [47]. Wnioski ze wstępnych wyników są takie, że, zgodnie z tym, co wynika z analizy metodą DMFT [43], modele Hubbarda o standardowej postaci związku dyspersyjnego nie przewidują uporządkowania ferromagnetycznego dla żadnych wartości wypełnień i stosunku U/t , natomiast występuje ono w przypadku trzech z przebadanych sieci (w tym sieci typu fcc) i to już dla wypełnień rzędu 0,2, a więc na tyle małych, żeby wzór analogiczny do (23) był jeszcze uzasadniony.

7.3.7. Wielopasmowe modele Hubbarda

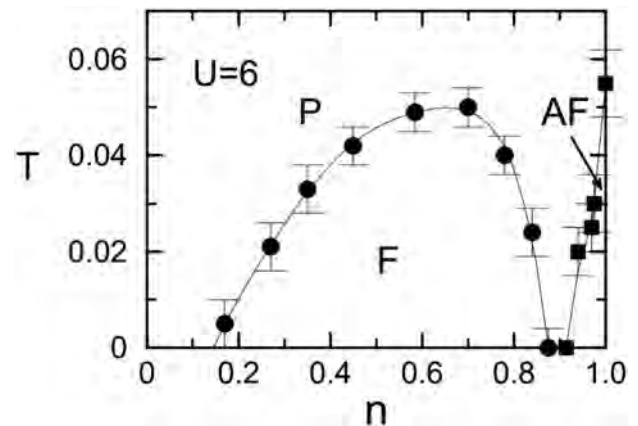
Bardzo ważnym dla zjawisk magnetycznych aspektem rzeczywistych metali jest liczba orbitali atomów tworzących ich sieć krystaliczną. Wiadomo np., że za ferromagnetyczne właściwości metali przejściowych (takich jak żelazo, nikiel czy kobalt) odpowiadają elektrony z powłok d składających się z pięciu orbitali (z których każdy, zgodnie z zakazem Pauliego, może być obsadzony przez co najwyżej dwa elektrony). Zgodnie z fenomenologiczną regułą Hunda, spiny elektronów z różnych orbitali mają tendencję do zgodnego ustawiania się, istnieje bowiem między nimi efektywne oddziaływanie analogiczne do ferromagnetycznego oddziaływania (9) spinów w (kwantowym) modelu Heisenberga. Oddziaływanie takie, jak łatwo intuicyjnie zrozumieć (jako pierwszy zauważył to John H. van Vleck [48]) powinno sprzyjać powstawaniu uporządkowania ferromagnetycznego. Jest więc jasne, że efekty te trzeba uwzględnić w bardziej realistycznych modelach zjawisk magnetycznych w metalach. Odpowiednie do tego celu są wielopasmowe modele Hubbarda, w których elektrony, należące do różnych orbitali tworzących w ciele stałym oddzielne pasma (tu numerowane indeksem a), są traktowane jak różnego rodzaju fermiony (podobnie jak kwarki o różnych kolorach

w chromodynamice kwantowej) i mogą obsadzać węzły sieci, jeśli tylko nie są one już obsadzone przez elektron z tego samego pasma (mający ten sam indeks a) i o takim samym kierunku spinu. Hamiltonian takiego modelu, uwzględniający efektywne oddziaływanie Hunda momentów magnetycznych elektronów obsadzających ten sam węzeł, ale należących do różnych pasm, ma postać

$$H = - \sum_{(ij)} \sum_{a,\sigma} t_{ij} c_{i,a,\sigma}^\dagger c_{j,a,\sigma} + U \sum_i \sum_a \hat{n}_{i,a,+} \hat{n}_{i,a,-} + U' \sum_i \sum_{a \neq a', \sigma, \sigma'} \hat{n}_{i,a,\sigma} \hat{n}_{i,a',\sigma'} + J \sum_i \sum_{a \neq a'} \hat{S}_{i,a} \cdot \hat{S}_{i,a'}. \quad (24)$$

Dwa pierwsze jego człony mają taką samą interpretację, jak analogiczne człony hamiltonianu (21). Trzeci człon reprezentuje oddziaływanie coulombowskie elektronów należących do różnych pasm. Ostatni człon, w którym występują operatory spinów (zbudowane z wprowadzonych tu już wcześniej operatorów kreacji i anihilacji $\hat{S}_{i,a} = c_{i,a,\alpha}^\dagger \sigma_{\alpha\beta} c_{i,a,\beta}$) elektronów z różnych pasm reprezentuje właśnie oddziaływanie Hunda (które sprzyja, gdy $J > 0$, równoległemu ustawianiu się spinów).

Badanie przewidywań takich modeli Hubbarda jest o wiele bardziej złożone niż rozpatrywanych tu wcześniej (i tak już *notoriously difficult*) modeli jednopasmowych – zależą one od większej liczby parametrów, których różne zakresy wartości mogą odpowiadać różnym fazom (różnym typom uporządkowania lub jego braku) i zazwyczaj bada się je przyjmując wartości parametrów sugerowane przez teorię mikroskopową lub dane eksperymentalne. Zastosowanie metody DMFT do badania modeli o hamiltonianach typu (24) potwierdza jednak intuicję van Vleeka. Ilustruje to otrzymany tą metodą diagram fazowy (rys. 10).



Rys. 10. Diagram fazowy modelu Hubbarda na płaszczyźnie n, T otrzymany metodą DMFT, odpowiadający sieci fcc; F – obszar występowania fazy ferromagnetycznej [43]

Ogólnie, przewidywania obszernej rodziny wielopasmowych modeli Hubbarda są (z racji o wiele większego ich skomplikowania) znacznie mniej przebadane niż modeli jednopasmowych. Bada się tu m.in. (powiązane z ferromagnetycznym) *uporządkowanie orbitalne*, przy którym nieodzowne jest wzięcie pod uwagę *efektu Jahn–Tellera*. Z kolei dla zrozumienia magnetyzmu w metalach (i związkach) ziem rzadkich adekwatny jest *periodyczny model Andersona*, ponieważ trzeba uwzględnić *hybrydyzację*, tj. mieszanie orbitali typu s oraz f [49]; jest to teren aktywnych badań.

8. Podsumowanie i perspektywy

Wydaje się, że zjawisko ferromagnetyzmu jest proste. Ale to jedynie pozory – nie można w tej chwili powiedzieć, że mechanizmy za nie odpowiedzialne zostały wyjaśnione definitywnie i we wszystkich szczegółach.

Do budowania realistycznych modeli ferromagnetyzmu konieczna jest mechanika kwantowa wielu ciał, choć w pewnych przypadkach granicznych, gdy chodzi o magnetyzm izolatorów, można się zadowolić modelami klasycznymi (takimi jak model Isinga bądź klasyczny model Heisenberga), jednak do zrozumienia zjawiska magnetyzmu wędrownego mechanika kwantowa jest już nieodzowna. Zrozumienie zachowań układów fizycznych i zjawiska ferromagnetyzmu na gruncie tych modeli można podzielić (nieostro) na dwa poziomy. Pierwszy to jakościowe zrozumienie mechanizmu fizycznego, który stoi za zjawiskiem, wyodrębnienie zasadniczych dla jego funkcjonowania cech rzeczywistego układu fizycznego, zbudowanie modelu matematycznego oraz wstępna jego analiza metodami przybliżonymi. Drugi to przekształcenie intuicji fizycznych i wskazówek uzyskanych metodami przybliżonymi w ścisłe dowody matematyczne dotyczące przewidywań skonstruowanego modelu. Między osiągnięciem pierwszego i drugiego poziomu potrafi minąć sporo czasu, nawet pół wieku. (Na przykład wzór (17) Lee, Huang i Yang otrzymali już w 1957, a ściśle uzasadnili go Lieb, Seiringer i Solovej dopiero w 2004.)

Zrozumienie magnetyzmu izolatorów na gruncie odpowiednich modeli: Isinga i Heisenberga zarówno klasycznego, jak i kwantowego jest dziś, na obu wspomnianych poziomach, dobre. (Irytującym wyjątkiem pozostaje tylko ferromagnetyczna wersja kwantowego modelu Heisenberga – rozumiemy jego „działanie” od strony fizycznej, ale ścisłych dowodów przewidywań tego modelu wciąż nie udało się podać.) Jeśli chodzi o wędrowny ferromagnetyzm, to tu sytuacja jest gorsza: na gruncie modelu traktującego nośniki momentów magnetycznych jak gaz i modelu Hubbarda mamy niezłe rozeznanie w działających mechanizmach fizycznych, ale ścisłe dowody mate-

matyczne dotyczą tylko nielicznych i dość szczególnych sytuacji.

Nie próbowaliśmy tu przedstawić obrazu kompletnego. Omówiliśmy aspekty ferromagnetyzmu najbardziej (naszym zdaniem) istotne, ale wiele zagadnień (i modeli) zostawiliśmy na boku. I tak, pominęliśmy model t - J , będący granicznym przypadkiem modelu Hubbarda w sytuacji, gdy $U/t \gg 1$. Model t - J jest nieco łatwiejszy do analizy (choć dalej trudny) niż model wyjściowy; stosuje się go m.in., by zrozumieć mechanizm niszczenia uporządkowania antyferromagnetycznego, gdy wypełnienie coraz mocniej odbiega od połowicznego (ang. *half-filling*). (Taka sytuacja ma miejsce m.in. w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych przy zwiększaniu domieszkowania.) Nie omówiliśmy charakteru wzbudzeń w modelach Heisenberga i Hubbarda (m.in. jest on istotnie różny w przypadkach: ferro- i antyferromagnetycznym), które są mierzalne i fundamentalne dla wyjaśniania eksperymentów, ale trudniej poddają się ścisłej analizie [41]. Poczyniliśmy jedynie krótką wzmiankę na temat modeli wieloorbitalnych i ich zastosowań do opisu mnogości konkretnych substancji, fizyka których jest niezmiernie interesująca.

Spróbujmy jeszcze przedstawić (zawsze ryzykowne) prognozy: zapewne odnotujemy w badaniach magnetyzmu postęp, gdy idzie o wielką rodzinę modeli wielopasmowych Hubbarda i pokrewnych im modeli Andersona. Nastąpi dalszy rozwój modelowania zachowań konkretnych układów eksperymentalnych, wspomagany rachunkami wykorzystującymi dynamiczną teorię pola średniego oraz teorię funkcjonału gęstości [50]. Na szerszą skalę będą też zapewne stosowane techniki kwantowej teorii pola i funkcjonalnej grupy renormalizacji wspomagane, oczywiście, rozwijającymi się (i sprzętowo i algorytmowo) metodami numerycznymi.

A co z wykorzystaniem zjawisk magnetycznych? Tu też na pewno będzie postęp. Istnieje wielkie zapotrzebowanie na silne magnesy trwałe (do budowy silników elektrycznych i prądnic oraz wspomnianych we wstępie pojazdów na poduszce magnetycznej). Najsilniejsze stosowane obecnie magnesy zawierają metale ziem rzadkich które, jak sama ich nazwa wskazuje, nie są pierwiastkami najbardziej rozpowszechnionymi. Czy uda się skonstruować magnesy ich niezawierające, a porównywalne pod względem natężenia wytwarzanego przez nie pola magnetycznego? Nie wiadomo, ale próbować warto.

Warto też kontynuować badania nad *magnesami molekularnymi* oraz *półprzewodnikami magnetycznymi*, mogącymi zrewolucjonizować elektronikę. Mamy w Polsce

osiągnięcia na tym ostatnim polu, związane zwłaszcza z działalnością naukową Tomasza Dietla [51].

Jednego można być pewnym: W zakresie badania magnetyzmu „będzie się działo”.

Literatura

- [1] D. C. Mattis: *Theory of magnetism made simple*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore 2006.
- [2] Yu-Quing Yang. In: *Proceedings of 3-rd International Conference on Physics of Magnetic Materials*, Szczyrk-Biła 1986. Eds.: W. Gorzkowski, H. Lachowicz, H. Szymczak, World Scientific, Singapore-New Jersey- London-Hong Kong 1987.
- [3] P. Curie: *Ann. Phys. Chim* 5 (7), 289 (1895); *Œuvres*, Paris 1908.
- [4] P. Weiss: *J. Physique* 6 (4), 661 (1907).
- [5] P. Chankowski: *Postępy Fizyki* 74 (3), 5 (2023); 74 (4), 5 (2023); 75 (1), 2 (2024).
- [6] E. Ising: *Z. Phys.* 31, 253 (1925).
- [7] R. E. Peierls: *Proc. Camb. Phil. Soc.* 32, 477 (1936).
- [8] R. B. Griffiths: *Phys. Rev.* 136 A437 (1964).
- [9] L. Onsager: *Phys. Rev.* 65, 117 (1944).
- [10] J. Frenkel: *Z. Phys.* 49, 31 (1928); W. Heisenberg: *Z. Phys.* 49, 619 (1928).
- [11] F. Bloch: *Z. Phys.* 57, 545 (1929).
- [12] L. Néel, *Ann. Physique* 17, 64 (1932); F. Bitter, *Phys. Rev.* 54, 79 (1937); J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys.* 9, 85 (1941).
- [13] H. Bizette, C. Squire et B. Tsai: *Comptes Rendus Acad. Sci.* 207, 449 (1938); C. G. Schull, J. S. Smart: *Phys. Rev.* 76, 1256 (1949).
- [14] H. A. Bethe: *Z. Phys.* 71, 205 (1931).
- [15] N. D. Mermin and R. Wagner: *Phys. Rev. Lett.* 17, 1133 (1966); P. Hohenberg, *Phys. Rev.* 158, 383 (1967).
- [16] J. Fröhlich, B. Simon and T. Spencer: *Comm. Math. Phys.* 50, 79 (1976).
- [17] F. J. Dyson, E. H. Lieb, and B. Simon: *J. Stat. Phys.* 18, 335 (1978).
- [18] W. Lenz: *Z. Phys.* 56, 778 (1929); F. Bloch: *Z. Phys.* 61, 206 (1930).
- [19] E. Stoner, *Lond. Edinb. Dublin Philos. Mag. J. Sci.* 15, 1018 (1933); *Magnetism and Matter*, Methuen, London 1934.
- [20] K. Huang: *Mechanika statystyczna*, PWN 1978.
- [21] K. Huang, C.N. Yang: *Phys. Rev.* 105, 767 (1957); T. D. Lee, C. N. Yang: *Phys. Rev.* 105, 1119 (1957).
- [22] A. K. Wróblewski: *Historia fizyki*, PWN 2006.
- [23] A. A. Abrikosov, Gorkov, Dzialoshinski: *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physic*, Dover Publication, New York 1975.
- [24] A. L. Fetter and J. D. Walecka: *Quantum Theory of Many Particle Systems*, McGraw Hill, New York, 1971.
- [25] S. Kanno: *Prog. Theor. Phys.* 44, 813 (1970).
- [26] P. H. Chankowski, J. Wojtkiewicz: *Phys. Rev. B* 104, 144425 (2021); P. H. Chankowski, J. Wojtkiewicz and R. Bakhshizada: *Acta Phys. Polon. B* 53, 9 A-4 (2022); P. H. Chankowski, J. Wojtkiewicz and S. Augustynowicz: *Phys. Rev. A* 107, 063311 (2023).
- [27] E. L. Giacomelli, Ch. Hainzl, P. T. Nam and R. Seiringer: arXiv 2409.17914 [math-ph].
- [28] J. Wojtkiewicz: *Postępy Fizyki* 73, z. 3, s. 2 (2022).
- [29] S. Pilati, G. Bertaina, S. Giorgini, and M. Troyer: *Phys. Rev. Lett.* 105, 030405 (2010); S. Pilati, I. Zintchenko, and M. Troyer: *Phys. Rev. Lett.* 112, 015301 (2014).
- [30] L. He: *Phys. Rev. A* 90, 053633 (2014); L. He and X.-G. Huang, Nonperturbative effects on the ferromagnetic transition in repulsive Fermi gases, *Phys. Rev. A* 85, 043624 (2012); J. Pera, J. Boronat and J. Casulleras: *SciPost Phys.* 17, 030 (2024)
- [31] G.-B. Jo, Y.-R. Lee and J.-H. Choi, C. A. Christensen, T. H. Kim, J. H. Thywissen, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, *Science* 325, 1521 (2009); Y.-R. Lee, M.-S. Heo, J.-H. Choi, T. T. Wang, C. A. Christensen, T. M. Rvachov, and W. Ketterle, *Phys. Rev. A* 85, 063615 (2012); C. Sanner, E. J. Su, W. Huang, A. Keshet, J. Gillen and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* 108, 240404 (2012).
- [32] E. H. Lieb, R. Seiringer and J. P. Solovej: *Phys. Rev. A* 71, 053605 (2005); M. Falconi, E.L. Giacomelli, C. Hainzl and M. Porta: *Ann. Inst. Henri Poincaré* 22, 2283 (2021).
- [33] Hubbard, J.: *Proc. Roy. Soc. London A* 276, 238 (1963); A 277, 237 (1964); A 281, 401 (1964).
- [34] Gutzwiller, M. C.: *Phys. Rev. Lett.* 10, 159 (1963); *Phys. Rev. A* 137, 1726 (1965).
- [35] Kanamori, J.: *Prog. Theor. Phys.* 30, 275 (1963).
- [36] Lieb, E. H. In: *Advances in dynamical systems and quantum physics*, Proc. of the May 1993 Conference in honour of G. F. Dell'Antonio World Scientific.
- [37] J. Wojtkiewicz: *Postępy Fizyki* 58, 66 (2007).
- [38] Nagaoka: *Phys. Rev.* 147, 392 (1966).
- [39] E. H. Lieb: *Phys. Rev. Lett.* 62, 1201 (1989)
- [40] A. Mielke: *J. Phys. A: Math. Gen.* 25, 4335 (1992).
- [41] H. Tasaki: *Physics and Mathematics of Quantum Many Body Systems*, Springer 2020.
- [42] E. H. Lieb and D. C. Mattis: *J. Math. Phys.* 3, 749 (1962).
- [43] D. Vollhardt, N. Blümer, K. Held and M. Kollar: in: *Proceedings of the Workshop on "Ground-State and Finite-Temperature Bandferromagnetism"*, Ber-

- lin/Wandlitz, 4-6 October 2000. Lecture Notes in Physics, Springer Verlag; cond-mat/0012203.
- [44] D. Vollhardt: *Physica B: Condensed Matter* **169**, 277 (1991).
- [45] G. Kotliar, D. Vollhardt: *Physics Today* **57**, 53 (2004).
- [46] A. Giuliani: *J. Math. Phys.* **48**, 023302 (2007).
- [47] J. Wojtkiewicz, P. Chankowski i W. Niedziółka (w przygotowaniu).
- [48] J. H. van Vleck: *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*, Oxford 1932.
- [49] D. I. Khomskii: *Transition Metal Compounds*, Cambridge University Press 2014.
- [50] E. Pavarini, E. Koch, A. Lichtenstein, and D. Vollhardt (eds.) *DMFT: From Infinite Dimensions to Real Materials Modeling and Simulation* Vol. 8 Forschungszentrum Julich, 2018.
- [51] T. Dietl: *Nature Materials* **9**, 965 (2010); H. Kalita, M. Bhushan, L. R. Singh: *Materials Science and Engineering B* **288**, 116201 (2023).

Pragnąłem, aby wydział powstał w dobrej atmosferze¹

Rozmowa z prof. dr. hab. Franciszkiem Krokiem² (FK), pierwszym dziekanem Wydziału Fizyki PW, o wyzwaniach i działaniach związanych z utworzeniem tego wydziału w 1999 roku.

I wanted the faculty to be established in a good atmosphere

Interview with Prof. Franciszek Krok, first dean of the Faculty of Physics at Warsaw University of Technology, about the challenges and activities related to the establishment of this department in 1999.

Abstrakt. Mija 25 lat od podjęcia uchwały Senatu Politechniki Warszawskiej o utworzeniu Wydziału Fizyki. W rozmowie wracamy do czasu, gdy prof. Krok był dyrektorem Instytutu Fizyki na Wydziale Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, następnie pierwszym dziekanem nowego wydziału. Rozmowa dotyczyła trudności, szans i ryzyk, z którymi społeczność wydziału i jego władze musiały się zmierzyć, a także wspomniano osoby, które okazały szczególne wsparcie i pomoc w tym okresie.

Słowa kluczowe: Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, organizacja szkolnictwa wyższego, wspomnienia, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej PW

Abstract. It has been 25 years since the resolution of the Senate of the Warsaw University of Technology to establish the Faculty of Physics. In the interview, we go back to the time when Prof. Krok was the director of the Institute of Physics at the Faculty of Technical Physics and Applied Mathematics, then the first dean of the new faculty. The interview touched on the difficulties, opportunities and risks that the community of the faculty and its authorities had to face, and mentioned people who were given special support and help during this period.

Keywords: Faculty of Physics, Warsaw University of Technology, organization of higher education, memories, Faculty of Technical Physics and Applied Mathematics, Warsaw University of Technology

Grzegorz Siudem³ (GS): Kiedy Pan Profesor wszedł do władz Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej?

FK: W 1991, po powrocie z długoterminowego stażu naukowego w Szkocji, pełniłem funkcję zastępcy dyrektora do spraw dydaktyki. W roku 1996 zostałem dyrektorem Instytutu, a w roku 1999 dziekanem nowo utworzonego Wydziału Fizyki PW.

Krzysztof Petelczyc⁴ (KP): Jakie było wówczas usytuowanie Instytutu w ramach uczelni?

FK: Międzywydziałowy Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej powstał w 1965 z połączenia czterech istniejących wcześniej katedr fizyki. W roku 1975 utworzony został Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej (FTiMS), w skład którego wchodził Instytut Fizyki oraz z Instytut Matematyki.

1. Jest to fragment wywiadu przygotowywanego do opublikowania w przyszłości w postaci książki.

2. ORCID: 0000-0003-4278-5670

3. ORCID: 0000-0002-9391-6477

4. ORCID: 0000-0002-0138-1613

GS: Na Wydziale FTiMS więcej było studentów fizyki czy matematyki?

FK: Studenci byli rekrutowani na Wydział FTiMS na matematykę lub fizykę. Matematyka zwykle była dla kandydatów bardziej atrakcyjna, więc ci, którzy nie dostali się na matematykę, otrzymywali ofertę studiowania fizyki i w dużym stopniu korzystali z tej oferty. To było dla Instytutu Fizyki bardzo istotne, gdyż zwykle mieliśmy duże niedobory kandydatów na fizykę. Później, przy tworzeniu Wydziału Fizyki PW stanowiło to problem, gdyż sceptycy uważali, że nie poradzimy sobie bez tych studentów, którzy przychodzili do nas, ponieważ nie dostali się na matematykę. Warto podkreślić, iż doświadczenia wielu lat pokazały, że prawie wszyscy ci studenci kontynuowali studia na fizyce i nie próbowali już zmieniać kierunku studiów.

KP: Siedzibą Instytutu Fizyki był Gmach Fizyki, jeden z najstarszych budynków Politechniki Warszawskiej?

FK: Tak, Instytut Fizyki miał swoje centrum w Gmachu Fizyki. Choć większość tego gmachu zajmowali fizycy, to jednak dwa pomieszczenia pracownicze i duże laboratorium zajmujące całą aulę gmachu użytkował Wydział Elektryczny. Z kolei Obserwatorium Astronomiczne w wieży astronomicznej, sala dydaktyczna pod nim oraz pomieszczenie pracownicze należały do Wydziału Geodezji i Kartografii.

GS: Opowie nam Pan Profesor, jak wówczas wyglądało wnętrze Gmachu Fizyki?

FK: Gdy pierwszy raz przyszedłem do Instytutu Fizyki PW, kiedy składałem podanie o przyjęcie do pracy w Instytucie Fizyki (studia kończyłem na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego), to najpierw rzucił mi się w oczy niezbyt atrakcyjny, mówiąc ogólnie, wygląd auli Gmachu Fizyki, która, podobnie jak aula Gmachu Głównego, jest zwieńczona szklanym świetlikiem. Pewnie dziś już niewiele osób pamięta ówczesny wygląd pięknej obecnie auli. Była ona zajęta przez laboratorium maszyn elektrycznych dużej mocy należące do Wydziału Elektrycznego PW i całkowicie wypełniały ją potężne urządzenia. W arkadach auli oddzielonych pilastrami wmontowane były kraty, a miejscami zwykła siatka ogrodzeniowa. Drugim problemem był fatalny stan techniczny świetlika – dwupowłokowego szklanego dachu. Obydwie powłoki wypełnione były płytkami szklanymi. Pomiędzy dwiema powierzchniami świetlika znajduje się imponująca konstrukcja nośna utworzona z belek i metalowych prętów. Silne i długotrwałe drgania, wywoływane pracą silników znajdujących się w auli, powodowały uszkodzenia konstrukcji świetlika i jego szklane elementy spadały na dół, co groziło wypadkami. Aby tego uniknąć roz-

pięto prowizoryczną siatkę, która miała wylapywać spadające kawałki szkła. Robiło to bardzo przykre wrażenie. Uciążliwe laboratorium w auli, problemy ze świetlikiem, a dodatkowo problemy z fundamentami Gmachu Fizyki, w których pojawiały się duże pęknięcia – wszystko to dla osoby, która kierowała Instytutem stanowiło poważne wyzwanie.

GS: To rzeczywiście bardzo smutny obraz. Dziś Wydział Fizyki mieści się w pięknym zabytkowym gmachu, który stoi w otoczeniu wiekowych drzew kampusu centralnego Politechniki Warszawskiej. Czuje Pan Profesor, że to Pańska zasługa?

FK: Muszę powiedzieć, że w swojej działalności jako dyrektor Instytutu Fizyki, a później dziekan Wydziału Fizyki, miałem szczęście spotkać wielu ludzi bardzo kompetentnych, a przy tym niezwykle życzliwych i przyjaznych. Były to osoby zarówno z wewnątrz, jak i spoza Instytutu, a później Wydziału Fizyki. Wiele im zawdzięczam. Właściwie już w pierwszych tygodniach pracy jako dyrektor Instytutu (kadencja zaczynała się 1 września 1996 roku) dostałem niespodziewane wsparcie. Jeden z pracowników Instytutu zaproponował, że odwiedzi mnie z burmistrzem gminy Warszawa-Centrum. To była znakomita wizyta. Przedstawiłem mojemu gościowi nasze problemy związane z fatalnym stanem zabytkowego Gmachu Fizyki. Burmistrz od razu bardzo się tym zainteresował. Obiecał pomoc – za kilka dni planowana była sesja budżetowa, na której miała być podjęta decyzja o rozdystrybucji środków na następny rok. Poprosił, abym szybko napisał podanie o uwzględnienie w tym budżecie środków na renowację świetlika i remont (osuszenie i izolację) fundamentów Gmachu Fizyki PW. Natychmiast się tym zająłem. Oczywiście potrzebowałem do tego służb uczelnianych. Wtedy uświadomiono mi, że przecież to nie jest moja kompetencja, i ja w ogóle nie powinienem występować z takimi sprawami na zewnątrz. Jest to kompetencja rektora. Rektor zadziałał, uczelnia wystąpiła z wnioskiem o dofinansowanie tych remontów. W rezultacie zostały przyznane znaczne środki na renowację Gmachu Fizyki PW.

KP: No tak, ale jednak jest to przestrzeń zabytkowa, gmach zbudowany 1901 roku. Renowacja musiała się pewnie odbywać pod ścisłą kontrolą konserwatora zabytków?

FK: I tu znowu w moim życiu pojawił się wspaniały człowiek, znany architekt. Był nim prof. Lech Kłosiewicz – znakomita postać, artysta, kierownik Zakładu Architektury i Sztuki Współczesnej Wydziału Architektury PW, konserwator zabytków, architekt wnętrz. Jako naukowiec wypromował ponad 20 doktorów. Ja jednak głównie chcę wspomnieć, jako wielkiego mojego przyjaciela, który uczestniczył we wszystkich kolejnych przedsięwzięciach

renowacyjnych i konserwatorskich w naszym gmachu. Spędziliśmy razem wiele godzin na dyskusjach dotyczących najdrobniejszych detali związanych z renowacją Gmachu Fizyki zarówno na etapie projektowania, jak i realizacji. Po otrzymaniu dodatkowej dotacji ze środków własnych uczelni, w ciągu mniej więcej półtora roku udało się wykonać remont fundamentów Gmachu Fizyki i bardziej widoczną renowację jego świetlika, którego piękna kolorowa powierzchnia widoczna od wewnątrz auli robi duże wrażenie na wchodzących do środka gmachu. Według projektu prof. Kłosiewicza sufit został zabarwiony tak, by symbolizować niebo. Pastelowe barwy szklanych tafli wypełniają obecnie wnętrze auli lekko różową poświatą i nadają jej ciepły nastrój. To był bardzo dobry start mojej kadencji.

GS: Po tym remoncie było już łatwiej i spokojniej?

FK: Drugim, po złym stanie Gmachu Fizyki, problemem Instytutu i pierwszych lat istnienia Wydziału Fizyki był chroniczny deficyt budżetowy. Instytut borykał się z ogromnymi problemami finansowymi, które były związane głównie ze słabymi wynikami rekrutacji na fizykę na PW, a liczba studentów silnie wpływała na dotację dydaktyczną.

KP: Tylko jak namówić uczniów do studiowania fizyki, która zawsze w szkole uchodziła za przedmiot bardzo trudny?

FK: Aby zwiększyć zainteresowanie uczniów szkół średnich fizyką, pełniąc funkcję zastępcy dyrektora Instytutu w 1994 zainicjowałem Konkurs Fizyczny dla szkół średnich, odpowiednik Olimpiady z Fizyki w zawężeniu do Warszawy, a później do całego województwa Mazowieckiego. Laureaci konkursu byli przyjmowani bez egzaminu wstępnego na Wydział Fizyki. Konkurs ten jest nadal, corocznie organizowany. Obecnie nie ma egzaminów wstępnych, więc laureaci konkursu są uprawnieni do przyjęcia bez postępowania kwalifikacyjnego na studia prowadzone na Wydziale Fizyki albo do uzyskania w procedurze kwalifikacyjnej na kierunku studiów prowadzone przez inne wydziały Politechniki Warszawskiej maksymalnej liczby punktów z fizyki, bez względu na ocenę maturalną z tego przedmiotu.

KP: Zadziałało i pomogło skutecznie zmniejszyć deficyt budżetowy?

FK: Problemem było również to, że otrzymywaliśmy za mało środków z budżetu uczelni na kształcenie usługowe z fizyki dla innych wydziałów PW. Wiele starań podjąłem, aby dotacja na prowadzone przez nas zajęcia usługowe na innych wydziałach PW była określana przez zrównoważenie kosztów w przeliczeniu na jednego studenta kształconego na własnym wydziale. W końcu udało się to

osiągnąć. Senat PW przyjął stanowisko dotyczące kształcenia usługowego z fizyki i z matematyki. W przyjętych standardach kształcenia określono, ile godzin fizyki i matematyki powinno znaleźć się w programie studiów na PW i to była znacznie większa liczba godzin od realizowanych wcześniej na wielu wydziałach. Ponadto borykali się również z tym, że niektórzy nasi wykładowcy dostawali bezpośrednie zlecenia z wydziału zlecającego, które omijały administrację naszego Instytutu. To było wygodne i dla wydziału zlecającego i dla wykładowcy, ale cierpiał na tym budżet Instytutu. To zostało zabronione w tym stanowisku Senatu, w którym zawarte też było stwierdzenie, że za całe kształcenie w zakresie fizyki na uczelni odpowiada wyłącznie Instytut Fizyki, a za kształcenie w zakresie matematyki – Instytut Matematyki. Takie stanowisko i przyjęte standardy zajęć usługowych z fizyki na PW spotkały się z dużym zainteresowaniem przedstawicieli wydziałów fizyki innych politechnik uczestniczących w Forum Dziekanów Wydziałów Fizyki i Dyrektorów Instytutów Fizyki w Polsce (FORUM). Mieli oni podobne problemy do tych, z którymi wcześniej myśmy się zmagali. Powoływali się potem w swoich uczelniach na nasze rozwiązania.

KP: Nie oznacza to jednak, że pracownicy musieli w całości poświęcić się dydaktyce i ucierpiały na tym badania naukowe?

FK: Oczywiście zbyt duża liczba godzin dydaktycznych wykonywanych przez pracownika też jest niekorzystna, gdyż realizacja tych godzin odbywa się w pewnym stopniu kosztem pracy naukowej, jednak było to niezwykle ważne dla finansów Instytutu, na własnych studentów bowiem otrzymywaliśmy środki stanowiące mniej niż połowę całego budżetu dydaktycznego Instytutu, a pozostałą część na zajęcia usługowe.

GS: Inne wydziały Politechniki Warszawskiej ze zrozumieniem przyjęły te regulacje?

*FK: Dziekani wydziałów, na których prowadziliśmy kształcenie studentów w zakresie fizyki, nie zawsze rozumieli potrzebę tych zajęć. Starałem się ich do tego przekonywać. Jako dyrektor Instytutu Fizyki odwiedziłem dziekanów wszystkich wydziałów PW, prezentując ofertę dydaktyczną z fizyki w zakresie wykładów, ćwiczeń rachunkowych i laboratoryjnych. Oferta dotyczyła zarówno pierwszych lat studiów, jak i lat wyższych, co odpowiadało późniejszemu podziałowi na studia inżynierskie i magisterskie. Zapraszałem też dziekanów z przedstawicielami wydziałowych komisji programowych na rozmowy do Gmachu Fizyki, gdzie mogliśmy się pochwalić zmodernizowanymi laboratoriami, głównie Centralnym Laboratorium Fizycznym. W ten sposób korygowaliśmy *in plus* obraz tego laboratorium, który dziekani pamię-*

tali jeszcze ze swoich lat studenckich. Te spotkania miały bardzo pozytywny skutek. Zawiązały się dobre relacje, wzajemne zrozumienie i docenienie potrzeby udziału fizyki w kształceniu studentów wydziałów PW. Finalnym efektem tego było stanowisko senatu PW, o czym wcześniej mówiłem.

GS: Dziś nie wyobrażamy sobie studiów technicznych bez porządnego kursu matematyki i fizyki na pierwszym roku. Z pewnością ma to też związek ze stale ograniczaną podstawą programową w szkołach średnich. Czy jednak te zajęcia usługowe wystarczyły, żeby Instytut, a później Wydział wyszły finansowo na prostą?

FK: W roku 1997 pojawiła się możliwość poprawy sytuacji finansowej Instytutu za pomocą tak zwanego grantu restrukturyzacyjnego. Podobnie jak Instytut Fizyki, także kilka innych jednostek uczelnianych cierpiało na deficyt finansowy. W celu rozwiązania tych problemów Uczelnia stworzyła możliwość poprawy sytuacji finansowej tych jednostek poprzez granty restrukturyzacyjne. Aby uzyskać taki grant, należało złożyć odpowiedni wniosek przedstawiający powody złej sytuacji finansowej i plan naprawczy. Nie wchodząc w szczegóły, w sposób oczywisty możliwość uzyskania grantu uwarunkowana była złożeniem planu znacznego ograniczenia kosztów działania jednostki, co przy już wdrożonej dotychczasowej bardzo oszczędnej gospodarce Instytutu było sporym wyzwaniem. Udało się i dostaliśmy dość duży grant restrukturyzacyjny. To nam dało trochę oddechu.

GS: Te sukcesy zapewne przyczyniły się do decyzji o utworzeniu samodzielnego Wydziału?

FK: Myślę, że działania, o których wspominałem, czyli porządnie sobie częściowo z finansami, dobre rozliczenie grantu restrukturyzacyjnego, jak również aktywność w poprawianiu stanu Gmachu Fizyki, stanowiły osiągnięcia, które z pewnością były wzięte pod uwagę, kiedy zaczęto się zastanawiać nad przyszłością Instytutu. Wspomnę tylko, że pojawiały się nawet sugestie rozproszenia Instytutu w postaci zakładów i grup nauczycieli akademickich na poszczególne wydziały Politechniki Warszawskiej. Na szczęście prof. Stanisław Janeczko, ówczesny dziekan Wydziału FTiMS, zaproponował inną możliwość, a mianowicie usamodzielnienie obydwu instytutów wchodzących w skład Wydziału FTiMS i przekształcenie ich w nowe wydziały. To jemu w szczególności zawdzięczamy powstanie obydwu wydziałów: Wydziału Fizyki oraz Wydziału Matematyki i Nauk Informatycznych.

GS: Jak to się odbyło?

FK: Należało przygotować wniosek o utworzenie Wydziału Fizyki. Rada Naukowa Instytutu Fizyki powołała komisję do przygotowania takiego wniosku, a ja zostałem

jej przewodniczącym. Trzeba było też uzyskać akceptację tego wniosku zarówno wewnątrz Instytutu Fizyki i Wydziału FTiMS, jak i na poziomie Uczelni. To nie było łatwe. Wśród części pracowników Instytutu panował pewien sceptycyzm, który dotyczył głównie małego zainteresowania absolwentów szkół średnich studiowaniem fizyki na PW, a co za tym idzie małą liczbą kandydatów na studia z fizyki. Jak już wspominałem, dotychczas w dużym stopniu korzystaliśmy z tego, że kandydaci, którzy nie dostali się na matematykę na Wydziale FTiMS, przyjmowali ofertę studiowania fizyki. Przy samodzielnej rekrutacji tracilibyśmy możliwość pozyskiwania studentów w ten sposób. A przecież rekrutacja była i jest podstawą działania każdego wydziału i jego stabilności. „Opamiętajcie się, bo instytut rozleci się za chwilę i będzie tylko kilka zakładów porzrzucanych po wydziałach” – również i takiej treści listy otrzymywałem od pracowników naszego Instytutu. Jednak ja sam, jak i większość pracowników Instytutu Fizyki, byliśmy zdecydowani, by rozpocząć samodzielne funkcjonowanie na PW jako wydział. W końcu udało się przekonać społeczność Instytutu i wniosek został zaakceptowany.

KP: Jak to wydarzenie przyjęły inne ośrodki fizyki w Warszawie, takie jak Wydział Fizyki Uniwersytetu czy Instytut Fizyki PAN?

FK: Pragnąłem, aby wydział powstał w dobrej atmosferze, aby jego powstanie cieszyło się aprobatą środowiska fizyków warszawskich. Rozmawiałem o tym z prof. Henrykiem Szymczakiem ówczesnym dyrektorem Instytutu Fizyki PAN w Warszawie i z prof. Katarzyną Chałasińską-Macukow ówczesną dziekan Wydziału Fizyki UW. Inicjatywa nasza spotkała się z ich pełnym poparciem. W rozmowie z panią dziekan uczestniczył też prof. Andrzej K. Wróblewski, doktor *honoris causa* PW, który popierając nasze działania przestrzegał tylko, abyśmy tworzyli wydział jednolity, bez podziału na instytuty doświadczalny i teoretyczny, co zwykle jest źródłem pewnych konfliktów, np. przy podziale środków budżetowych. Zapewniłem go, że nasz wydział będzie miał strukturę jednolitą.

GS: Od początku było wiadomo, że będzie to Wydział Fizyki? Czy też nazwa wydziału była przedmiotem sporów?

FK: Proponowano, aby dodać do nazwy wydziału coś, co wskazywałoby na jego usytuowanie na politechnice, np. Wydział Fizyki Technicznej lub Wydział Fizyki Stosowanej, co być może uczyniłoby ten wydział bardziej atrakcyjnym dla kandydatów na studia. Ówczesny rektor PW prof. Jerzy Woźnicki uważał jednak, że najlepiej zostawić nazwę bez żadnego dodatkowego określenia. Wszystkie wydziały na politechnice mające charakter techniczny, to przecież w gruncie rzeczy wydziały fizyki technicznej czy też stosowanej, bo przecież podstawą

każdej dyscypliny nauk technicznych jest jakiś dział fizyki. Sugerował żeby ten nowo utworzony wydział był po prostu wydziałem fizyki bez dodatkowych określeń w nazwie. Ta argumentacja przeważyła i zostaliśmy przy nazwie Wydział Fizyki.

GS: Kiedy dokładnie wydział został utworzony?

FK: 16 grudnia 1998 roku została podjęta przez Senat PW uchwała o utworzeniu Wydziału Fizyki oraz Wydziału Matematyki i Nauk informacyjnych na bazie istniejących dwóch instytutów. Zgodnie z poprzedzającą tę uchwałę decyzją rektora PW, Instytut Fizyki otrzymał na własność cały Gmach Fizyki, przy czym Wydział Elektryczny oraz Wydział Geodezji i Kartografii opuściły zajmowane w nim dotychczas pomieszczenia, a Instytut Fizyki wyprowadził się z kilku pomieszczeń znajdujących się na Wydziale Chemicznym. Wydział Fizyki PW rozpoczął swoją działalność 1 września 1999 roku.

GS: Czyli rok akademicki 1999/2000 rozpoczynał Pan Profesor już jako pierwszy w historii dziekan Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej. Jaki był nastrój w społeczności wydziału?

FK: Utworzenie wydziału stanowiło wielki przełom w dziejach fizyki na Politechnice Warszawskiej. To był wiatr w żagle, czy też nowy duch, który wstąpił w społeczność pracowników Wydziału. Dość powszechnie panował entuzjazm. Było też sporo sukcesów. Nie sprawdziły się np. obawy sceptyków – wyniki rekrutacji były z roku na rok coraz lepsze. Również sprawy finansowe bardzo się poprawiły. Udało się wyremontować większość pomieszczeń Gmachu Fizyki, który stał się naszą wizytówką. W remontach tych duży udział miały granty inwestycyjne KBN⁵. Dostaliśmy dwa takie granty: pierwszy na utworzenie Centrum Fotoniki i Nowych Materiałów, drugi na utworzenie Laboratorium Nowych Technologii Materiałowych na Wydziale Fizyki PW. Granty te realizowaliśmy w latach 2000-2005. Przyniosły one nie tylko korzyści w sferze materialnej, tj. remontu Gmachu i budowy w nim nowych pomieszczeń, ale także zgodnie ze swoją nazwą granty te umożliwiły utworzenie nowoczesnych zintegrowanych laboratoriów naukowych. Powstałe laboratoria były systematycznie wyposażane w odpowiednią aparaturę badawczą uzyskiwaną w ramach grantów ministerialnych. Brak dobrze wyposażonych laboratoriów badawczych był wcześniej bardzo dużym problemem. Poza tymi dwoma grantami Wydział otrzymał w ramach 5. Programu Ramowego UE grant na realizację programu centrum doskonałości CEPHOMA (Centre of Photonics and Materials for Prospective Applications),

realizowanego w latach 2002–2006. Działania te spowodowały poprawę poziomu prac badawczych i w efekcie polepszenie pozycji Wydziału w kategoryzacji jednostek naukowych w kraju.

KP: Najbardziej widocznym atutem Wydziału Fizyki PW jest piękna, zabytkowa aula. Od początku istnienia Gmachu Fizyki, nazywanego ówczesnie Gmachem Fizyki i Elektrotechniki, była ona pomyślana jako Laboratorium Wielkich Maszyn. Faktycznie czasem przykrywano maszyny i organizowano w tej przestrzeni uroczystości, jak na przykład inaugurację roku akademickiego 1916/1917 Politechniki Warszawskiej. Tymczasem, po 100 latach od oddania gmachu do użytku, udało się zamienić ją w reprezentacyjną przestrzeń, w której mogą odbywać się ważne wydarzenia dla świata nauki, polityki i gospodarki. Chętnie są tu organizowane także bale studniówkowe i karnawałowe. Jak do tego doszło?

FK: Rok 2001 był ogłoszony rokiem jubileuszowym 175-lecia Politechniki Warszawskiej. W ten sposób zaznaczono więc obecnej Politechniki ze Szkołą Przygotowawczą do Instytutu Politechnicznego powstałą w 1826. Było to zarazem 100-lecie działalności Uczelni w jej pierwszych budynkach. To właśnie w latach 1899-1901 zbudowane zostały pierwsze gmachy naszej Uczelni, w tym Gmach Fizyki. Jako dziekan Wydziału Fizyki zaproponowałem, że moglibyśmy obchodzić stulecie fizyki na Politechnice Warszawskiej, gdyż od początku kształcimy w zakresie fizyki studentów wydziałów PW. Rektor zgodził się i zaproponowaliśmy, że punktem centralnym naszych obchodów będzie duża ogólnopolska konferencja „Fizyka i technika”. Chcieliśmy pokazać, jak fizyka i technika wzajemnie się inspirują i jaka stąd wynika rola fizyki w uczelni technicznej. Konferencja była wyznaczona na jesień 2001 roku, kiedy miały odbywać się główne obchody jubileuszu PW. Problemem był ówczesny wygląd auli. Władze Uczelni nam pomogły – sfinansowały renowację auli, przy dużym współudziale środków pochodzących od sponsorów jubileuszu Politechniki Warszawskiej. Tymi sponsorami byli: Orlen, Telekomunikacja Polska, Bank Pekao SA. Aula została odnowiona na czas, a jej otwarcie połączone z otwarciem umieszczonej w tejże auli jubileuszowej wystawy 175-lecia PW.

KP: Pamięta Pan Profesor Zjazd Fizyków Polskich w 2005 roku w odnowionej auli?

FK: XXXVIII Zjazd Fizyków Polskich odbył się w jubileuszowym roku 2005, ogłoszonym przez ONZ światowym Rokiem Fizyki w 100-lecie ogłoszenia przez Alberta Einsteina słynnych pięciu prac. Zjazd był organizowany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, a współorganizatorami były: Wydział Fizyki PW, Wydział Fizyki UW i Instytut Fizyki PAN w Warszawie. Główne wydarzenia

5. Komitet Badań Naukowych

związane ze Zjazdem odbywały się w auli naszego Gmachu Fizyki. Wspaniałym muzycznym wydarzeniem towarzyszącym Zjazdowi była premiera *Sinfonii De Motu* Wojciecha Kilara w Filharmonii Narodowej, pod dyrekcją Antoniego Wita. Kompozytor napisał tę symfonię, jako swój specjalny dar dla fizyków. W jej partyturze umieścił motto muzyczne: motyw złożony z pięciu dźwięków: G e c h A. Są tu „zaszyfrowane” stałe fizyczne: stała grawitacji, ładunek elektronu, prędkość światła, stała Plancka oraz atom. Ta struktura muzyczna stała się motywem całej symfonii.

KP: Piękna historia. Jak do tego doszło?

FK: Gdy wracałem z posiedzenia FORUM w Poznaniu razem z ówczesnym prezesem PTF prof. Maciejem Kolwasem (moim kolegą ze studiów na UW) zastanawialiśmy się, jak promować szerzej ten Światowy Rok Fizyki i Zjazd Fizyków Polskich. Myśleliśmy o krótkim motywie muzycznym, który mógłby towarzyszyć informacjom radiowym na temat tego Roku i Zjazdu. Trzeba było znaleźć kogoś, kto mógłby taki utwór skomponować. Zaproponowałem, że skontaktuję się w tej sprawie z prof. Jerzym Warczewskim, fizykiem z Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach, którego znałem również z jego miłości do muzyki. Profesor Warczewski wkrótce poinformował mnie, że rozmawiał o tym z Wojciechem Kilarem, który wyraził zainteresowanie skomponowaniem czegoś znacznie większego niż krótki kawałek muzyczny. Po kilku dniach dostaliśmy razem z Maciejem Kolwasem zaproszenie na spotkanie w hotelu Victoria w Warszawie z Wojciechem Kilarem i towarzyszącym mu prof. Warczewskim. Kompozytor wykazywał żywe zainteresowanie fizyką. Chciał się dowiedzieć co jest szczególnie charakterystyczne dla fizyki. Przekonywaliśmy go, że najpowszechniejszym zjawiskiem w przyrodzie jest ruch. I ruch jest podstawą wielu zjawisk fizycznych. Kompozytor zdecydował, że napisze symfonię na temat ruchu, podał od razu propozycję tytułu i powiedział, że będzie to jego dar dla fizyków polskich.

GS: Na koniec proszę powiedzieć, jak z perspektywy tych 25 lat ocenia Pan Profesor wpływ tych wszystkich działań

na pozycję i jakość Wydziału? Czy Pan Profesor uważa to za swój największy sukces?

FK: Myślę, że utworzenie Wydziału Fizyki PW i stworzenie temu Wydziałowi fundamentów materialnych w sensie renowacji Gmachu Fizyki, w szczególności jego auli oraz utworzenie w nim pracowni naukowych i sal dydaktycznych, a także stworzenie temu Wydziałowi podstaw do intensywnego rozwoju naukowego było potrzebą, a nawet koniecznością. A w moim życiu było może nie największym sukcesem, bo bez ludzi, o których opowiadałem, niczego bym nie dokonał, ale z pewnością najpoważniejszym wyzwaniem. Mówiłem o roli jaką odegrał w powstaniu Wydziału Fizyki ostatni dziekan Wydziału FTiMS, prof. S. Janeczko. Ja osobiście jestem mu bardzo wdzięczny za wsparcie, na które zawsze mogłem liczyć. Ten czas tworzenia Wydziału Fizyki PW był zarazem czasem dużej integracji zespołu. Dziękuję całej społeczności naszego Wydziału: nauczycielom akademickim, pracownikom administracyjnym i technicznym, a także studentom i doktorantom za okazywane mi zaufanie i wsparcie. W szczególności chciałbym wyrazić ogromną wdzięczność wszystkim moim zastępcom za harmonijną współpracę. Wkład nieżyjącej już pani prodziekana ds. ogólnych Wydziału Fizyki Army Śledzińskiej w cały proces renowacji auli i późniejszych innych remontów był nieoceniony. Zaangażowała się w tę pracę całym sercem, codziennie od rana do wieczora była „na budowie”. Dzięki prof. Jerzemu Garbarczykowi zrealizowane zostały wspomniane dwa granty oraz projekt CEPHOMA. Dzięki prof. Rajmundowi Bacewiczowi cały proces rekrutacji i kształcenia studentów na Wydziale Fizyki PW przebiegał bez najmniejszych problemów. Nieoceniony był również wkład prof. Mirosława Karpierza w rozwój laboratoriów studenckich i nadzór nad dydaktyczną działalnością usługową Wydziału. Tworzyliśmy dobrze zgrany, rozumiejący się zespół, na co dowodem niech będzie fakt, że po mnie dziekanami Wydziału Fizyki zostali kolejno moi zastępcy, profesorowie Bacewicz i Karpierz. Obecnie dziekanem Wydziału jest mój współpracownik naukowy i były doktorant prof. Wojciech Wróbel. Kontynuują oni dzieło zapoczątkowane w momencie utworzenia Wydziału Fizyki PW.

Jerzy Lewandowski (1959-2024)

Edward Malec

WFAiIS UJ



(fot. Katarzyna Jarnuszkiewicz)

Profesor Jerzy Lewandowski zmarł 08.10.2024. Jego choroba, o której dowiedziałem się od niego samego 18.09.2024, była dla mnie ogromnym zaskoczeniem. Byłem wtedy na konferencji Polskiego Towarzystwa Relatywistycznego w Kazimierzu Dolnym, korespondowaliśmy z Jurkiem w sprawie wyboru nowych władz. Był świeżo po operacji, ale nie chciał o tym mówić. Jeszcze dwa dni później pisał do mnie, że czuje się dobrze...

Jerzy Krzysztof Lewandowski urodził się w Warszawie 15.09.1959. Studiował fizykę na Uniwersytecie Warszawskim, tamże uzyskał w 1989 roku stopień doktora na podstawie dysertacji napisanej pod kierunkiem prof. Andrzeja Trautmana *Zastosowanie geometrii Cauchy-Riemanna do badania pól grawitacyjnych*. Andrzej Trautman był uczniem Infelda, który z kolei uzyskał doktorat pod pieczęcią prof. Władysława Natansona na Uniwersytecie Jagiellońskim. Jerzy Lewandowski jest zatem – był (z żalem muszę się poprawić) intelektualnym potomkiem krakowskiego uczonego Natansona, podobnie jak większość relatywistów z Uniwersytetu Warszawskiego. Odnotujmy, na marginesie, że w tym samym sensie nie-

mał wszyscy aktywni w ostatnich dwu dekadach relatywiści krakowscy są naukowymi potomkami Wojciecha Rubinowicza – fizyka czernowieckiego, lwowskiego, ale i warszawskiego. Habilitację Jurek uzyskał 28.09.1997, jego rozprawa habilitacyjna nosiła tytuł *Odwzorowanie holonomii w programie kwantyzacji*. Tytuł naukowy profesora (byłem jednym z recenzentów) został mu nadany 17.11.2005. Przez wiele lat kierował Katedrą Teorii Względności i Grawitacji w Instytucie Fizyki Teoretycznej na Uniwersytecie Warszawskim. Wypromował czternastu doktorów. Był autorem lub współautorem ponad 150 publikacji naukowych. Przeglądowy artykuł „Background independent quantum gravity: a status report” opublikowany wspólnie z Abhay Ashtekarem [*Classical and Quantum Gravity* 21 (15) (2004)] był cytowany ponad 2100 razy.

Nie pamiętam, kiedy spotkałem Jurka po raz pierwszy. Przypominam sobie jednak długą dwumiesięczną szkołę i workshop w Instytucie Erwina Schrödingera w Wiedniu, bodaj latem 1994 roku. Niall O’Murchadha, mój przyjaciel i wieloletni współpracownik, zwrócił uwagę na grupę młodych ludzi wokół Abhay Ashtekara: *Popatrz, oni zaczynają o 10 rano a kończą o 18. Zapisują wzorami wszystkie tablice na korytarzu!* Tablic było chyba ze 12, pisano na nich kredą. Wśród tych młodych ludzi był ówczesny doktor Jerzy Lewandowski, uważany za głównego eksperta od matematyki w grupie Ashtekara. Tworzyli razem pętlową grawitację kwantową – mniejszościowy, niewątpliwie, kierunek w dziedzinie grawitacji kwantowej – wedle poglądów Penrose’a wyrażonych w cyklu wykładów *Fashion, Faith and Fantasy*, około 20% prac poświęconych kwantowej grawitacji należało wtedy do nurtu pętlowego, podczas gdy na resztę składał się niemal wyłącznie nurt strunowy. Jurek Lewandowski nie porzucił jednak badania klasycznej teorii grawitacji. Na przykład w końcu lat 90. XX w. Ashtekar, Lewandowski wraz ze współpracownikami wprowadzili pojęcie izolowanych horyzontów. Wiele lat później Jurek przyjechał do Krakowa z wykładem na temat nowych wyników dotyczących tych horyzontów. Nie chcę jednak pisać tu-

taj o badaniach naukowych profesora Lewandowskiego, informacje na ten temat można bowiem znaleźć w internecie, a jego uczniowie z pewnością napiszą o tym kiedyś z większą znajomością rzeczy. Trzeba jednak podkreślić, że jego działalność naukowa była ceniona – Jerzy Lewandowski został laureatem Nagrody Humboldta w roku 2018. W trzy lata później wybrano go na członka korespondenta Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.

W 2007 roku w Warszawie odbyła się konferencja upamiętniająca Myrona Mathissona, zorganizowana głównie przez profesora Trautmana. Rozmawiałem wtedy z Jurkiem o tym, że już najwyższy czas, aby zorganizować w Polsce dużą konferencję na tematy związane z ogólną teorią względności. Doszło do tego w dniach 07-13.07.2013. Odbyła się wówczas 20th International Conference on General Relativity and Gravitation (GR20), połączona z 10th Amaldi Conference on Gravitational Waves (Amaldi10). Ponad 1500 uczestników z całego świata pojawiło się w Warszawie, w różnych obiektach Uniwersytetu Warszawskiego. Profesor Jerzy Lewandowski był oczywiście przewodniczącym Lokalnego Komitetu Organizacyjnego konferencji GR20/Amaldi10. Trzeba dodać, że organizował on później wiele konferencji i szkół naukowych.

Polskie Towarzystwo Relatywistyczne (PoToR) powstało w 2011 roku między innymi po to, aby ułatwić organizację GR20/Amaldi10. Nie brałem udziału w jego tworzeniu – byłem wtedy przewodniczącym Krajowej

Sekcji Nauki NSZZ „Solidarność” i brakło mi czasu na jakąkolwiek inną działalność społeczną. Profesor Jerzy Lewandowski został pierwszym prezesem PoToR. Nieoczekiwanym bonusem związanym ze zorganizowaniem konferencji w 2013 roku była całkiem poważna kwota pozostawiona organizatorom do dyspozycji przez International Society on General Relativity and Gravitation. Te pieniądze bardzo ułatwiły organizację kilku pierwszych konferencji PoToR. Pierwsza odbyła się w Spale w 2014 roku. Muszę tu napisać, że Jurek był wielkim patriotą Polskiego Towarzystwa Relatywistycznego i bardzo sobie cenił prezesowanie w naszym stowarzyszeniu. Trzeba to wiedzieć, aby zrozumieć, co wydarzyło się trzeciego czerwca 2016 roku; Jerzy Lewandowski nie zgodził się kandydować na funkcję prezesa PoToR podczas zwołanego właśnie wtedy walnego zebrania. W tej sytuacji to mnie powierzono funkcję prezesa PoToR, a Jurek został wiceprezesem. Nasza współpraca układała się zresztą harmonijnie. Profesor Lewandowski bywał bezpośredni, ale uprzejmy, a nawet serdeczny. Sprawy konfliktowe starał się łagodzić. Odkryliśmy, że obaj jesteśmy (w sensie mentalnym) piłsudczykami – to pewnie ułatwiało współpracę. We wrześniu 2020 roku dobiegła końca moja kadencja i Jurek Lewandowski został po raz kolejny prezesem Polskiego Towarzystwa Relatywistycznego. Zmarł parę tygodni po upływie terminu swojego prezesowania.

Drogi Jurku, na zawsze pozostaniesz w naszej pamięci.

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Warszawa. W ramach kontynuacji wspólnego projektu warszawskiej Stacji Muzeum i Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbyły się kolejne wykłady z cyklu *Materia i energia, czyli fizyka na kolei*: 21.09.2024 dr inż. Krzysztof Petelczyc (rzecznik prasowy Narodowego Centrum Badań Jądrowych w Świerku) *Atomowy Pociąg*; 27.10.2024 dr inż. Grzegorz Siudem (Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej) *Od stacji do stacji: Złożoność sieci kolejowej oczami fizyka*; 16.11.2024 dr inż. Igor Gisterek (Politechnika Wroclawska) *Czym się różni pociąg od tramwaju?*; 14.12.2024 mgr inż. Marcin Kaliszewski (Kaliszewski UIEE) *Od parowozu do Magleva*.

Gdańsk. 09.2024 odbyła się kolejna edycja Pomorskiej Nocy Naukowców. Jest to impreza popularnonaukowa odbywająca się co roku w krajach Unii Europejskiej w ostatni piątek września. Uczelnie i instytucje edukacyjne Trójmiasta wspólnie przygotowały interesujące wydarzenia popularyzujące naukę oraz przybliżające społeczeństwu pracę badaczy, w tym fizyków, astronomów czy inżynierów materiałowych. Noc Naukowców w województwie pomorskim jest koordynowana przez Gdański Uniwersytet Medyczny, a jego partnerami są pomorskie uczelnie wyższe: Uniwersytet Gdański, Politechnika Gdańska, Uniwersytet Morski w Gdyni, Akademia Marynarki Wojennej, Instytut Oceanologii Polskiej Akademii Nauk, dwa trójmiejskie centra nauki: gdyński Experiment i gdańskie Hevelianum. Na Politechnice Gdańskiej można było posłuchać o fizyce crossfitu i podnoszenia ciężarów, fizyce nurkowania, wodorze jako paliwie przyszłości, a także o druku 3D. Można też było porozmawiać przy kawie z fizykiem-naukowcem oraz samodzielnie wykonać doświadczenia z wykorzystaniem nadprzewodników i termoelektryków. Spora liczba uczestników świadczy o tym, że nawet piątkowy wieczór, to dobry czas, żeby się czegoś nauczyć.

Warszawa. 11.10.2024 Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej obchodził 25-lecie istnienia. W czasie jubi-

leuszowego sympozjum, które odbyło się tego dnia w Gmachu Fizyki PW, podsumowano historię i dokonania pracowników wydziału, a także jego poprzednika – Wydziału Fizyki Technicznej i Matematyki stosowanej oraz nadano auli Gmachu Fizyki imię Mieczysława Wolfkego. Po sympozjum w tymże Gmachu Fizyki odbył się zjazd absolwentów wydziałów FTiMS i Fizyki.

Częstochowa. 16-17.10.2024 na Politechnice Częstochowskiej odbyła się IV konferencja dydaktyczna Nauczanie Przedmiotów Ścisłych i Technicznych współorganizowana przez Uniwersytet im. Jana Długosza w Częstochowie oraz Politechnikę Łódzką. Tematyka konferencji dotyczyła doskonalenia jakości nauczania w zakresie przedmiotów ścisłych i technicznych oraz zastosowań matematyki w tych przedmiotach, miała też na celu ułatwienie dyskusji i wymiany doświadczeń dydaktycznych między nauczycielami prowadzącymi zajęcia na różnych poziomach kształcenia. Oprócz Częstochowskiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego patronat nad konferencją objęli: rektor Politechniki Częstochowskiej dr hab. inż. Marek Warzecha, rektor Politechniki Łódzkiej prof. dr hab. inż. Krzysztof Józwiak, rektor Uniwersytetu Jana Długosza w Częstochowie prof. dr hab. Janusz Kapuśniak, Łódzka Rada Federacji Stowarzyszeń Naukowo-Technicznych NOT, Polskie Towarzystwo Matematyczne Oddział Częstochowski oraz redakcja czasopisma *Matematyka i Informatyka na Uczelniach Technicznych*.

Poznań. 17.10.2024 Oddział Poznański Polskiego Towarzystwa Fizycznego (PTF) świętował stulecie swego istnienia podczas uroczystych obchodów w Poznaniu. W organizacji wydarzenia uczestniczyli fizycy z Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu (UAM), Instytutu Fizyki Molekularnej PAN (IFM PAN), Uniwersytetu Przyrodniczego (UP) oraz Politechniki Poznańskiej (PP). Obchody zgromadziły naukowców,

dydaktyków, studentów oraz miłośników fizyki z całego regionu i były okazją do podsumowania dorobku OP PTF, wymiany doświadczeń oraz spojrzenia na rozwój tej dziedziny nauki w przyszłości. Uroczystość odbyła się na Wydziale Fizyki i Astronomii UAM i obejmowała szereg wydarzeń naukowych oraz integracyjnych; uświetniła ją obecność władz poszczególnych uczelni i Prezes PTF. Wybitni fizycy z Wielkopolski wygłosili interesujące wykłady naukowe, zaprezentowano także osiągnięcia członków OP PTF na przestrzeni stu lat. W ramach obchodów zorganizowano także pokazy i warsztaty dla uczniów szkół podstawowych i liceów, które miały na celu popularyzację nauki wśród najmłodszych. Kulminacyjnym punktem programu było uroczyste wręczenie odznaczeń dla zasłużonych członków OP PTF, wystąpili przedstawiciele środowiska naukowego i władz lokalnych. Uroczystość zakończyły spotkania integracyjne, w tym wieczór wspomnień z udziałem najstarszych członków PTF. Obchody podkreśliły wagę fizyki jako dyscypliny naukowej, odgrywającej kluczową rolę w rozwoju technologii i rozumieniu świata; cieszyły się dość dużym zainteresowaniem – przyciągnęły kilkaset osób. Była to również okazja do promowania nauki w społeczeństwie oraz inspirowania młodego pokolenia do podejmowania kariery naukowej. Jubileusz stulecia Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Poznaniu był nie tylko czasem celebracji, ale również refleksji nad dotychczasowymi osiągnięciami oraz nad wyzwaniem, jakie stoją przed środowiskiem naukowym nie tylko w Poznaniu.

Zielona Góra. 21-24.10.2024 odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Zielonogórskiego 16. edycja międzynarodowej konferencji Workshop on Current Problems in Physics (WCPP'24). Konferencja organizowana jest naprzemiennie przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Zielonogórskiego oraz Katedrę Fizyki Uniwersytetu im. Iwana Franki we Lwowie. W tegorocznej edycji uczestniczyli goście z różnych ośrodków naukowych, w tym ze Lwowa, Ołomuńca, Hradca Kralove, Poznania oraz Częstochowy. Tematyka WCPP'24 obejmowała szeroki zakres zagadnień, od fizyki po astronomię zarówno w dziedzinie badań teoretycznych, jak i eksperymentalnych. Duży blok referatów poświęcony był tematyce związanej z technologiami kwantowymi i fizyce materiałów. Program konferencji obejmował kilka sesji specjalnych. Wśród nich znalazły się dwie sesje poświęcone projektowi Regionalna Inicjatywa Doskonałości (RID), który jest efektem współpracy pomiędzy instytutami Uniwersytetu Zielonogórskiego: Instytutem Astronomii, Instytutem Fizyki, Instytutem Inżynierii Mechanicznej oraz Instytutem Automatyki, Elektroniki

i Elektrotechniki. Ponadto osobna sesja była dedykowana młodym naukowcom, w której wzięli udział studenci studiów I i II stopnia.

Warszawa. 28.10.2024 reaktywowano, w nowej formule, seminarium dla nauczycieli na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Spotkania te składają się z prelekcji przedstawiających pomysły na odświeżenie sposobu realizacji szkolnej podstawy programowej fizyki oraz następujące po nich warsztaty, które mają ułatwiać wprowadzanie tych pomysłów podczas zajęć szkolnych (prelekcje będą nagrywane i udostępniane zarejestrowanym uczestnikom). Organizatorkami seminarium są Melania Deresz (Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Społeczne Liceum Ogólnokształcące nr 25 im. Marzenny Okońskiej w Warszawie), Urszula Setlak (XXVIII Liceum Ogólnokształcące im. Jana Kochanowskiego w Warszawie) i dr hab. Aneta Drabińska, prof. UW (Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego).

Gdańsk. 05.11.2024 już po raz siódmy odbyło się spotkanie pomorskich fizyków medycznych w ramach cyklu POMERANIA FIZ-MED pod patronatem rektora Politechniki Gdańskiej. Ideą spotkań jest integracja środowiska fizyków, zajmujących się diagnostyką, radioterapią i medycyną nuklearną na Pomorzu, jak również kadry ośrodków specjalizujących się w aparaturze medycznej, dozymetrii i ochronie radiologicznej, z naukowcami, nauczycielami i studentami uczelni zrzeszonych w Związku Uczelni Fahrenheita (FarU), kierunków fizyka medyczna oraz inżynieria biomedyczna. Spotkania odbywają się od roku 2022 z inicjatywy gdańskiego oddziału Polskiego Towarzystwa Fizyki Medycznej (PTFM), rotacyjnie co ok. 3 miesiące: w listopadzie na Politechnice Gdańskiej (Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej), w lutym na Gdańskim Uniwersytecie Medycznym, a w czerwcu na Uniwersytecie Gdańskim (Wydział Fizyki, Matematyki i Informatyki). Podczas ostatniego spotkania, poza ciekawymi prezentacjami: A. Sabisz (GUMed) *Spektroskopia MR* oraz M. Moliński, Ł. Kamiński (Gdyńskie Centrum Onkologii) *Radioterapia przy użyciu skanów 4D CT*, nadano tytuł Honorowego Członka Gdańskiego Oddziału PTFM prof. dr. hab. Antoniemu Nowakowskiemu.

Białystok. 07.11.2024 na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku odbyło się pierwsze otwarte seminarium z okazji Międzynarodowego Dnia Fizyki Medycznej. Wydarzenie zgromadziło specjalistów z różnych dziedzin nauki, studentów oraz inne osoby zainteresowane tą tematyką. Było to wyjątkowe spotkanie, które nie tylko umożliwiło zaprezentowanie osiągnięć naukowych, ale także stworzyło przestrzeń do wymiany doświadczeń

między praktykami a przyszłymi specjalistami. Seminarium otworzyła dr hab. Katarzyna Rećko, prof. UwB, podkreślając znaczenie fizyki medycznej w nowoczesnej onkologii i rehabilitacji. Kolejnym punktem programu była prezentacja mgr. Kamila Szczeciny z Zakładu Fizyki Medycznej Białostockiego Centrum Onkologii, który przedstawił innowacyjne zastosowanie drukarek 3D w radioterapii, pozwalające na tworzenie spersonalizowanych narzędzi terapeutycznych. Następnie dr hab. Andrzej Andrejczuk, prof. UwB, zaprezentował nowoczesne metody radioterapii hadronowej, ukazując potencjał wiązek protonowych i ciężkich jonów w zwiększaniu skuteczności leczenia przy jednoczesnym ograniczeniu uszkodzeń zdrowych tkanek. Głównym punktem seminarium była prezentacja projektu ZAIMPLANTOWANI autorstwa prof. dr. hab. Krzysztofa Szymańskiego. Przedstawiona została platforma, zaprojektowana z myślą o osobach z implantami ślimakowymi (mających znaczny lub głęboki ubytek słuchu), wspierająca zarówno rehabilitację słuchu, jak i integrację społeczną. Aplikacja, dostępna na urządzenia mobilne i komputery, oferuje narzędzia wspomagające poprawę percepcji dźwięku oraz komunikację z otoczeniem. Profesor Szymański podkreślił, że projekt stanowi istotny krok naprzód w dziedzinie rehabilitacji słuchu, zapewniając kompleksowe wsparcie techniczne, medyczne i społeczne. Platforma, z której obecnie korzysta już 200 użytkowników, jest stale rozwijana przy wykorzystaniu najnowszych osiągnięć naukowych i technologicznych, aby jak najlepiej odpowiadać na potrzeby osób z implantami ślimakowymi.

Gdańsk, Toruń, Wrocław. 15.11.2024 odbył się Náboj Fizyczny – międzynarodowe zawody w szybkim rozwiązywaniu zadań z fizyki. 24 pięcioosobowe drużyny uczniów szkół średnich z całej Polski przybyły na Politechnikę Gdańską, aby rywalizować przez 2 godziny z rywalami zgromadzonymi na Uniwersytecie im. Mikołaja Kopernika w Toruniu (24 drużyny) i na Uniwersytecie Wrocławskim (30 drużyn), a także z 298 drużynami na Węgrzech, w Czechach, Austrii, Hiszpanii i Słowacji, która jest pomysłodawcą i głównym organizatorem zawodów. Udział w imprezie wzięło łącznie ponad 1600 osób. Międzynarodowa rozgrywka w drużynowym rozwiązywaniu zadań z fizyki na czas po raz drugi zagościła w murach Politechniki Gdańskiej. Jest to impreza o ugruntowanej pozycji na mapie konkursów i olimpiad fizycznych w Europie. Biorąc w niej udział uczennice i uczniowie szkół ponadpodstawowych w pięcioosobowych drużynach, które rozwiązują na czas serię identycznych dla wszystkich zadań z fizyki. Wygrywa drużyna, która rozwiąże najwięcej zadań w ciągu 120 minut.

W tym roku także Wrocław zadebiutował w roli gospodarza zawodów, przyjmując w murach Uniwersytetu Wrocławskiego drużyny z województwa dolnośląskiego oraz Leszna, Katowic, Warszawy, Częstochowy, Gliwic, Dąbrowy Górniczej. Imprezę współorganizował Oddział Wrocławski PTF, który, poza osobowym wsparciem organizatorów podczas przygotowań i w czasie trwania imprezy, ufundował wszystkim uczestnikom gorący posiłek. W przerwie, związanej z oczekiwaniem na oficjalne wyniki, pracownicy Wydziału Fizyki i Astronomii UWwr przeprowadzili pokaz serii eksperymentów ilustrujących zastosowania równania Bernoulliego.

Każdego roku na konkurs przygotowujących jest łącznie 40 ciekawych problemów z szerokiego spektrum zagadnień fizycznych, o różnym poziomie trudności i wymagających zróżnicowanego ... sprytu. Zadania tłumaczone są wcześniej na odpowiednie języki przez nauczycieli-fizyków z ośrodków, w których organizowany będzie konkurs. W chwili startu Náboju we wszystkich organizujących konkurs ośrodkach, każda drużyna otrzymuje jednakowy zestaw pierwszych 8 zadań. Następnie, za każde prawidłowo rozwiązane zadanie drużyna pobiera kolejne do rozwiązania, aż do wyczerpania puli przygotowanych zadań lub czasu trwania konkursu. Fakt dostarczenia prawidłowo rozwiązane zadania odnotowywany jest od razu w systemie i raportowany w rankingu. Podczas zmagania uczestnikom konkursu towarzyszy do ostatniej chwili atmosfera skupienia, a obserwujący rozgrywkę nauczyciele i opiekunowie emocjonują się śledząc wyświetlane na bieżąco rankingi dla danego ośrodka, kraju oraz całej rywalizacji międzynarodowej.

Polskie podium w tej edycji zawodów podzieliły między siebie drużyny: I miejsce – I LO w Lublinie, II miejsce – II LO w Białymstoku. III miejsce – III LO w Lublinie, z wynikami odpowiednio: 23, 23 i 22 prawidłowo rozwiązane zadania, w klasyfikacji międzynarodowej zaś bezkonkurencyjni byli uczniowie z Budapesztu (38 zadań), a następnie drużyny z Koszyc i Bratysławy (27 i 26 zadań). Warto dodać, że wiosną 2025, dokładnie w Dniu Pi, rozegrany zostanie Náboj Matematyczny, na który Politechnika Gdańska, wraz z innymi ośrodkami krajowymi oraz międzynarodowymi, serdecznie zaprasza! Szczegóły na stronach obu konkursów.

Impreza okazała się ogromnym sukcesem. Uczestnicy i ich nauczyciele chwalili dobrą organizację, a organizatorzy byli zaskoczeni, zachwyceni, a może (powiedzmy to szczerze) nawet lekko wzruszeni dość niecodziennym widokiem kilkudziesięciu uczniów zapalonych do rozwiązywania bardzo trudnych zadań z fizyki, biegających po sali z rozwiązaniami w rękach i krzyczących z radości po każdym zaliczonym zadaniu.

Gdańsk. W dniach 21-23.11.2024, w formule online odbyła się międzynarodowa konferencja naukowa 19th Conference on Functional and Nanostructured Materials (FNMA) współorganizowana przez Oddział Gdański PTF. Około 40 uczestników miało okazję wysłuchać 28 niezwykle ciekawych wykładów na temat wyników najnowszych badań naukowych realizowanych w zespołach badawczych z ośmiu ośrodków akademickich z Polski, Malty, Włoch, Ukrainy i Grecji. Warto podkreślić, że część prelegentów to były osoby na bardzo wczesnym etapie kariery naukowej (w trakcie lub nawet jeszcze przed doktoratem). Mimo formuły zdalnej, konferencja była okazją do wielu inspirujących dyskusji, wymiany myśli i doświadczeń.

Warszawa. 11.12.2024 odbyła się finałowa gala 20. edycji konkursu Popularyzator Nauki. *Główna nagroda trafiła do redakcji miesięcznika Delta* – czasopisma popularnonaukowego wydawanego przez Uniwersytet

Warszawski, poświęconego matematyce, fizyce, astronomii oraz informatyce, ukazującego się od 1974 roku. *Delta* wspierają cztery towarzystwa naukowe: Polskie Towarzystwo Astronomiczne, Polskie Towarzystwo Matematyczne, Polskie Towarzystwo Fizyczne i Polskie Towarzystwo Informatyczne. Kapituła konkursu organizowanego przez serwis Nauka w Polsce (publikowany przez Fundację Polskiej Agencji Prasowej) uzasadniała swoją decyzję m.in. następująco: ★ za pół wieku popularyzacji matematyki fizyki, astronomii i informatyki na bardzo wysokim poziomie ★ za umiejętność włączania w te działania naukowców, doktorantów i nauczycieli ★ za wysoką merytoryczną i redakcyjną jakość publikacji. Miesięcznik wydawany jest w formie papierowej, ale materiały dostępne są także w wersji elektronicznej. Co więcej, niedawno redakcja udostępniła 50-letnie archiwum miesięcznika na swojej stronie internetowej. *Serdecznie gratulujemy!*

75 LAT

POSTĘPY FIZYKI

75 LAT

POSTĘPY FIZYKI