

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 45
ZESZYT 6
1994

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
Wiceprezesa:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr LUCJAN ZEMŁO
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER Prof. dr STEFAN POKORSKI Dr EDMUND ŚNIADEK Doc. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

Redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – <i>Postępy Fizyki</i>
Prof. dr JERZY PROCHOROW – <i>Acta Physica Polonica A</i>
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – <i>Acta Physica Polonica B</i>
Prof. dr JAN KALINOWSKI – <i>Delta</i>
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – <i>Reports on Mathematical Physics</i>

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA (Bydgoszcz)	Prof. dr TADEUSZ GÓRECKI (Opole)
Dr hab. ZYGMUNT BĄK (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr KRYSZTYN KOZŁOWSKI (Gdańsk)	Prof. dr RYSZARD KĘPA (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr ANDRZEJ SZYTUŁA (Kraków)	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel./fax 621 26 68
adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 45, ZESZYT 6
1994

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa 1994

Tadeusz Paszkiewicz

*Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław*

Wiązki kwazicząstek w jednorodnych przestrzeniach anizotropowych i fononowe obrazy kryształów*

**Ballistic beams of quasiparticles
in spatially homogeneous anisotropic spaces:
phonon images of crystals**

Abstract: The time-of-flight experiments with Maxwellian ballistic beams of helium particles performed by Narayanamurti's group are discussed. A Monte Carlo computer experiment with such beams is used to obtain the map of the energy density. This map shows that the space in which we exist is isotropic. The energy density map is related to the local geometrical characteristics of the surfaces of constant energy (SCE) for free particles. Using this relation, we generalize the discussion to the case of the propagation of ballistic beams of quasiparticles with generally nonspherical surfaces of constant energy. Such nonspherical surfaces of constant energy are characteristic for anisotropic crystalline media. As an example of the physical phenomenon related to the nonsphericity of the SCE, the focusing of ballistic beams of long wavelength acoustic phonons is discussed. The energy and quasimomentum density maps and experiments providing us with them are presented. Finally, we look at the application of phonon beams to study the properties of the surfaces of crystalline media.

*Referat wygłoszony na XXXII Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie we wrześniu 1993 r.

„Curved ribbons, lines or strips are suited to suggest a three-dimensionality ...”

(M.C. Escher [1])

1. Wstęp

Panuje przekonanie, że jedynym przedmiotem badań fizyki ciała stałego są własności materii. Według tych samych obiegowych sądów własnościami przestrzeni zajmuje się ogólna teoria względności i kosmologia. Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie dziedziny fizyki ciała stałego, która m.in. zajmuje się badaniem przestrzeni jednorodnej i anizotropowej. Chcemy przedstawić wyniki pewnych doświadczeń z użyciem makroskopowych, krystalicznych próbek dielektryków, nadprzewodników i półprzewodników, doświadczeń, które można interpretować jako badanie takiej przestrzeni.

Trójwymiarową przestrzeń, w której istniejemy, uważamy za jednorodną. Uważamy ją także za izotropową, czyli taką, w której nie istnieje wyróżniony kierunek. O izotropowości makroskopowych własności Wszechświata przekonują nas wyniki badań astronomicznych. Lokalnie Wszechświat nie jest izotropowy, choćby ze względu na przyciąganie Ziemi. Ponieważ interesować nas będą zjawiska mikroskopowe, w których grawitacja nie gra istotnej roli, tę anizotropię będziemy pomijać.

Chociaż w otaczającej nas przestrzeni „zawieszone” są najróżniejsze obiekty, to uważać będziemy ją za jednorodną, bo te obiekty są w niej właśnie zawieszone, tj. można je (przynajmniej w zasadzie) przemieszczać. Natomiast lokalne modyfikacje własności przestrzeni wywołane obecnością takich obiektów można na ogół pominąć albo uwzględnić wprowadzając siły.

Po tych wstępnych uwagach możemy już przedstawić proste i jednocześnie pouczające doświadczenie przeprowadzone w 1973 r. przez grupę Narayanamurtiego w Laboratorium Bella w Murray Hill [2].

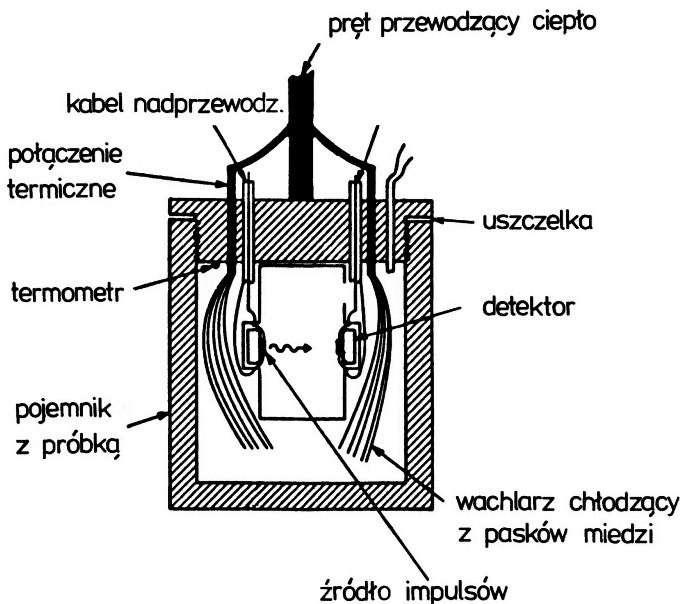
Zajmiemy się nim dlatego, że bardzo przypomina ono doświadczenie z bali stycznymi wiązkami fononów rozchodzącymi się w kryształach, a jest pojęciowo znacznie prostsze.

2. Impulsy ciepłe w ośrodkach gazowych

Zasadniczym celem wspomnianych doświadczeń grupy Narayanamurtiego było badanie własności pary nad nadpłynnym helem. Według autorów licznych prac teoretycznych własności pary nad helem w stanie nadpłynnym i normalnym

miały się różnić. Przeprowadzone następnie doświadczenia nie dały zdecydowanych argumentów potwierdzających albo obalających tę tezę i dopiero doświadczenia grupy Narayanamurtiego przekonały wszystkich, że para nad nadpłynnym helem niczym szczególnym się nie wyróżnia. Własności pary nie będą nas interesować, dlatego będziemy się starali by jej gęstość i ciśnienie były jak najmniejsze, czyli by pojemnik z parą ^4He miał jak najniższą temperaturę.

Rysunek 1 schematycznie przedstawia układ doświadczalny używany przez grupę Narayanamurtiego [2]. W zależności od celu doświadczenia zamknięty po-



Rys. 1. Schemat doświadczenia przeprowadzonego przez grupę Narayanamurtiego. Wewnątrz pojemnika znajduje się źródło i detektor impulsów cieplnych

jemnik wypełniano ^4He lub ^3He w stanach: gazowym (para), ciekłym (nadpłynnym lub normalnym) oraz stałym [3]. Pojemnik miał kształt cylindra, ale my będziemy uważali, że jest on prostopadłościanem. W tym pojemniku naprzeciw siebie, w ustalonej odległości d , którą można było zmieniać, znajdował się miniaturowy grzejnik (źródło) i miniaturowy detektor energii nazywany bolometrem. Przyjmijmy, że rozmiary liniowe charakteryzujące źródło i bolometr są znacznie mniejsze od odległości d . Zatem obydwa te elementy układu doświadczalnego można uznać za obiekty punktowe. Odległość d zmieniała się od 0.25 do 7 cm. Temperaturę kąpeli cieplnej zmieniano od 0.17 do 2.2 K.

Jak już powiedzieliśmy, interesować się będziemy rozchodzeniem się impulsów

cieplnych w parach helu. Zgodnie z warunkami, w których przeprowadzano doświadczenia, przyjmujemy, że początkowo para znajdowała się w stanie równowagi o temperaturze T .

Nadpłynny ${}^4\text{He}$ powlekał wszystko, co znajdowało się wewnątrz pojemnika, także grzejnik. Źródło nagrzewano krótkimi impulsami prądu o czasie trwania mikrosekund. W ten sposób gwałtownie zmieniano temperaturę grzejnika od T do $T_G > T$. Atomy helu znajdujące się na powierzchni grzejnika uzyskiwały energię wystarczającą na oderwanie się od niej i na poruszanie się z nieznikającą prędkością. Zakładano, że rozkład energii poruszających się atomów określa funkcja rozkładu Maxwella

$$f_M \left(\frac{\epsilon}{k_B T_G} \right) \equiv A \exp \left(- \frac{mv^2}{2k_B T_G} \right), \quad (1)$$

gdzie A jest czynnikiem normującym.

W ten sposób wytwarzano impulsowe, maxwellowskie wiązki molekularne – będziemy je nazywali impulsami cieplnymi.

Ocenimy liczbę cząstek impulsu N_{imp} . W doświadczeniach grupy Narayana-murtiego używano grzejnika o powierzchni $0.35 \text{ cm} \times 0.35 \text{ cm}$. Ponieważ średnica atomu He jest rzędu $3.5 \times 10^{-8} \text{ cm}$ (por. [4]), to zakładając, że warstwa pokrywająca powierzchnię grzejnika jest jednoatomowa, otrzymujemy N_{imp} rzędu 10^{14} .

Dociekliwy Czytelnik może zapytać: no dobrze, ale dlaczego takie właśnie wiązki? Przecież ludzkość przeprowadziła i nadal prowadzi niesłychanie wiele „doświadczeń” tego typu poczynając od użycia wiązek kamieni, poprzez wiązki strzał, kul muszkietowych, karabinowych, pocisków artyleryjskich i kończąc na wiązkach rakiet balistycznych. Jeżeli nawet z zasadniczych powodów (i istotnej roli jaką gra w nich grawitacja) wykluczmy z rozważań takie wiązki, to i tak pozostaną wiązki elektronów w telewizorach i wiązki fotonów w odtwarzaczach płyt kompaktowych.

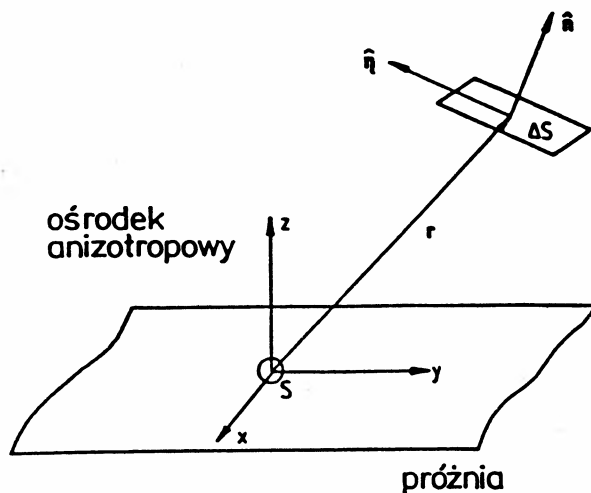
Odpowiedź jest prosta – wybieramy impulsy cieplne, bo z nimi właśnie będziemy mieli do czynienia w przypadku badania krystalicznych ciał stałych. Dodajmy, że impulsy cieplne związane są z kwazicząstkami, w których przypadku można pominąć efekty związane z grawitacją.

Zachodzące zjawiska opisywać będziemy w układzie współrzędnych, którego początek znajduje się w źródle. Jego oś z jest prostopadła do powierzchni źródła i skierowana jest w stronę detektora. Osie x i y leżą w płaszczyźnie grzejnika i są zorientowane w dowolny sposób. Wektor wodzący punktowego detektora \mathbf{r} ma długość r , jego kierunek $\hat{\mathbf{r}}$ ($\mathbf{r} = r\hat{\mathbf{r}}$) określają dwa kąty θ_r i ϕ_r .

Detektorem była struktura w postaci „meandru” zrobiona z cienkiej warstwy nadprzewodzącego indu. Gdy temperatura kąpieli cieplnej T jest bliska punktu

przejścia do stanu normalnego, najmniejsza nawet zmiana temperatury powoduje gwałtowną zmianę oporu „meandru”, którą łatwo zaobserwować. Zmiana oporu jest miarą zmiany energii wewnętrznej tej cienkiej warstwy. Nadprzewodnikowe, cienkowarstwowe bolometry są bardzo czułymi detektorami energii. Ich niedostatkim jest wrażliwość na zewnętrzne pole magnetyczne.

Jak widać detektor jest całkiem skomplikowanym układem fizycznym. Jednak będziemy jego własności określać za pomocą dwóch wielkości: ΔS – pola jego powierzchni i \hat{n} – normalnej do niej (rys. 2). Iloczyn $\hat{n}\hat{r}$ określa wielkość pola rzutu powierzchni ΔS na powierzchnię prostopadłą do \hat{r} . Jak już powiedzieliśmy, detektor będziemy dalej uważali za punktowy.



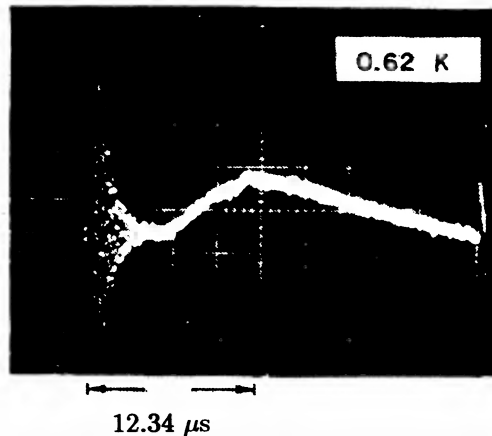
Rys. 2. Ponieważ nie uwzględniamy odbić cząstek impulsu od ścianek pojemnika (cząstki odbite mają znikome szanse trafić do detektora i tworzą „opóźnione” tło), możemy uznać, że impulsy ciepłe rozchodzą się w półprzestrzeni związanej z dodatnią częścią osi z . Początek układu współrzędnych znajduje się w źródle, oś z jest skierowana w kierunku detektora. Natomiast osie x i y leżą w płaszczyźnie detektora i są dowolnie zorientowane. Pole powierzchni detektora równe jest ΔS , jednostkowy wektor \hat{n} jest prostopadły do tej powierzchni

Założymy, że kierunki ruchu odparowanych cząstek ${}^4\text{He}$ są rozłożone jednorodnie i wypełniają kąt bryłowy 2π . W wybranym układzie współrzędnych z -owe składowe wektorów prędkości cząstek są nieujemne. Odbicie cząstek od ścianek i każdy akt ich rozproszenia na jakiegokolwiek cząstce pary spowoduje powiększenie liczby cząstek, których współrzędne v_z są ujemne. Jednak te akty rozpraszania będziemy pomijać. Rozpraszanie powiększa także amplitudę „tła” związanego z rozproszonymi, chaotycznie poruszającymi się cząstkami. Właśnie obecność tego

tła jest powodem stosowania impulsów zamiast stacjonarnych wiązek molekularnych. Z upływem czasu ciągle rosnąca amplituda tła „maskowałaby” obecność impulsów.

Cząstki impulsu cieplnego niosą energię i pęd. Ich energię mierzy bolometr nadprzewodnikowy.

Rysunek 3 przedstawia typowe wyniki otrzymane przez grupę Narayanamurtiego dla tej samej odległości d , tej samej energii impulsu nagrzewającego źródło i różnych temperatur pary ${}^4\text{He}$. Widzimy, że rzeczywiście energia dociera do detektora w postaci maksimum – „impulsów”. Kształt impulsów i prędkość ich rozchodzenia się zależy od temperatury (ciśnienia) pary i odległości d . Jednak zagadnieniem zależności kształtu impulsu od tych czynników nie będziemy się zajmować. Zakładamy będziemy, że impulsy rozchodzą się balistycznie, tj. bez zderzeń z cząstkami gazu. Inaczej mówiąc przyjmujemy, że średnia droga swobodna l (tj. średnia odległość przebywana przez cząstki impulsu między kolejnymi zderzeniami) jest znacznie większa od d ($l \gg d$). Gdy spełniona jest nierówność przeciwna ($l \ll d$), należy uwzględnić zderzenia. Można to zrobić za pomocą teorii kinetycznej.



Rys. 3. Typowy sygnał bolometru reagującego na impuls cieplny. Ma on postać rozmytego maksimum. Jego postać wynika z rozkładu Maxwella. Cząstek o małych i dużych prędkościach jest mało. Większość cząstek porusza się z prędkościami zbliżonymi do prędkości średniej $\bar{v} = \sqrt{2k_B T_G/m}$ odpowiadającej funkcji rozkładu Maxwella (1)

Badanie zależności amplitudy sygnału od czasu pozwala stwierdzić, że mamy do czynienia z rozkładami prędkości cząstek impulsu bardzo bliskimi rozkładowi Maxwella [2].

W przypadku kryształów badanie wpływu ośrodka na dynamikę rozchodzenia się impulsów ciepłych jest przedmiotem spektroskopii czasów przelotu. Zauważmy, że za pomocą współczesnej techniki pomiarowej można badać energię przenoszoną przez fonony w wybranych przedziałach czasowych oraz całkowitą energię docierającą do detektora.

Teraz przedstawimy pewną modyfikację doświadczenia z impulsami ciepłymi przeprowadzonego przez grupę Narayanamurtiego.

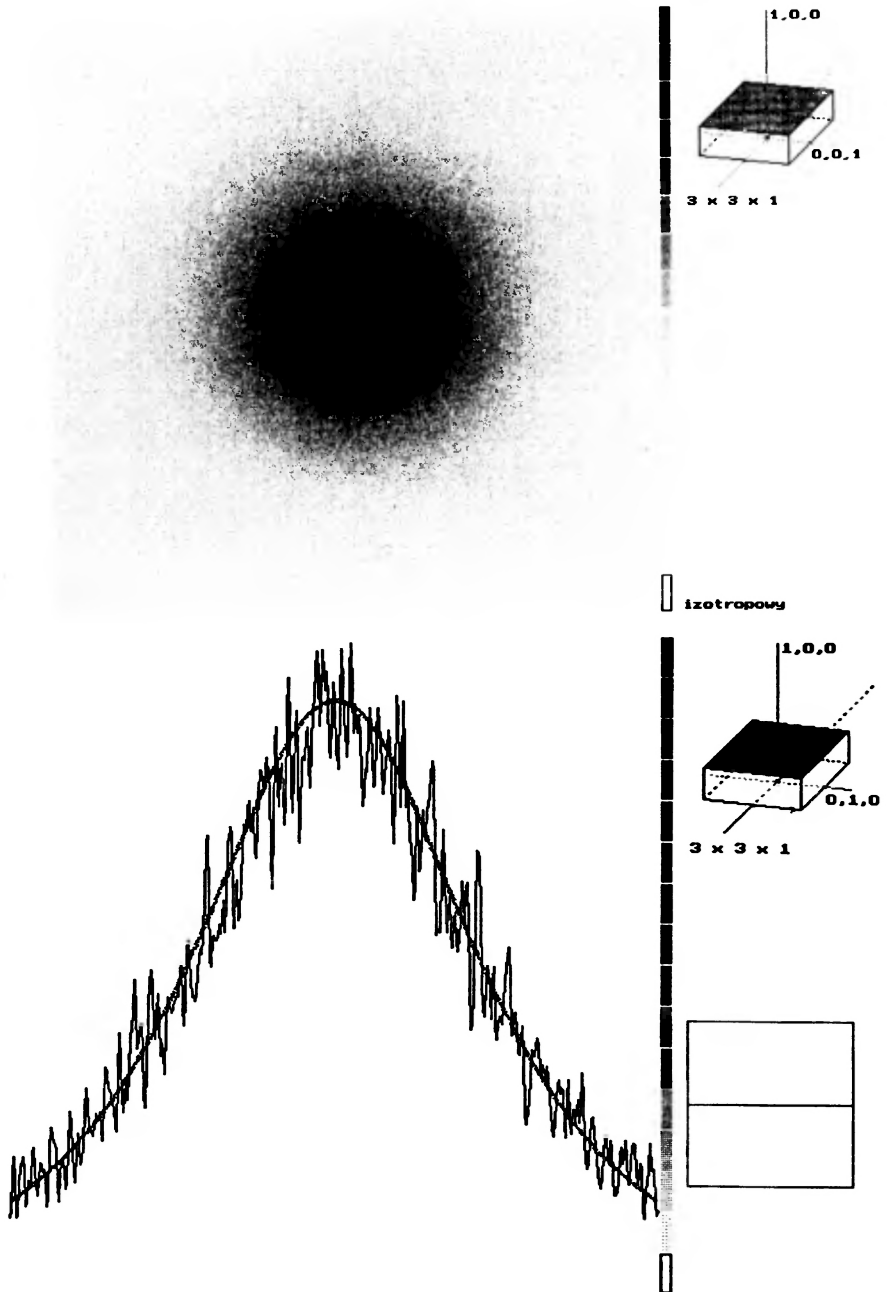
3. Doświadczenia z ruchomymi źródłami wiązek molekularnych – mapy gęstości energii

Przyjmijmy, że źródło impulsów jest ruchome. Takim ruchomym źródłem może być mały obszar na powierzchni pojemnika rozgrzany impulsową wiązką lasera. Gdy promień wiązki jest mały w porównaniu z długością d , źródło można uznać za punktowe. Detektor, który – jak wiemy – jest napyloną cienką warstwą metalu, pozostaje nieruchomy. Dodajmy, że w przypadku fononów istnieją także ruchome bolometry, mogą być nimi np. „chmury” ekscytonów tworzone w pobliżu powierzchni półprzewodnika (por. rozdz. 10) albo obszar warstwy CdS pokrywający powierzchnię próbki aktywowany przez ruchomą wiązkę lasera [5]. Niech \mathbf{r} będzie wektorem wodzącym bolometru (wychodzącym ze źródła), a $\hat{\mathbf{n}}$ – wektorem normalnym do jego powierzchni.

Gdy zmieniamy położenie źródła (a nieruchomy jest detektor) albo detektora (jeżeli nieruchome jest źródło), zmieniamy kierunek wektora wodzącego $\hat{\mathbf{r}}$ (i oczywiście jego długość r). Będziemy teraz „przechesywać” („skanować”) punkt po punkcie wiązką lasera powierzchnię pojemnika i zapisywać w pamięci komputera amplitudę sygnału bolometru I_i (która jest miarą gęstości padającej energii) wraz ze współrzędnymi x_i, y_i określającymi aktualne położenia źródła. Oczywiście każdy impuls generowany przez źródło musi nieść taką samą energię.

W ten sposób uzyskamy mapę zależności amplitudy sygnału od położenia źródła. Gdy sygnał będzie odpowiadał całkowitej energii przyniesionej przez impuls fononów, tę mapę będziemy nazywali obrazem rozkładu energii kryształu. Rysunek 4 przedstawia obraz energii otrzymany przy pomocy doświadczenia komputerowego Monte Carlo [6]. Im więcej na mały obszar – „punkt” powierzchni pada energii tym jest on ciemniejszy.

Zastanówmy się jakiego wyniku możemy oczekiwać. Jeżeli przestrzeń jest izotropowa, to gęstość $e(\mathbf{r})$ energii powinna maleć z kwadratem odległości (jest to prawo Gaussa) i zależeć od iloczynu $\hat{\mathbf{n}}\hat{\mathbf{r}}$ (prawo Lamberta), natomiast nie powinna zależeć od kierunku $\hat{\mathbf{r}}$



Rys. 4. (a – u góry) Obraz rozkładu energii otrzymany w wyniku komputerowego doświadczenia Monte-Carlo [6]. Im ciemniejszy punkt, tym więcej pada nań energii. (b – u dołu) Przekrój obrazu rozkładu energii otrzymany za pomocą dowolnej prostej przechodzącej przez jego środek: linia ciągła – zależność gęstości energii od odległości, linia przerywana odpowiada prawu Lamberta-Gausa (2)

$$\epsilon(\mathbf{r}) \propto r^{-2} |\hat{\mathbf{n}}\hat{\mathbf{r}}|. \quad (2)$$

Obraz przedstawiony na rys. 4a nie wykazuje osobliwości. Gęstość energii jest największa w środku obrazu i w miarę oddalania się od niego stopniowo maleje. Obraz ma symetrię osiową. Ponieważ oś symetrii naczynia zawierającego gaz została wybrana zupełnie dowolnie (przypomnijmy – nie uwzględniamy wpływu ciężenia) stwierdzamy, że rozkład energii padającej na detektor nie zależy od kierunku propagacji impulsu cieplnego. Rysunek 4b pokazuje, że wynik doświadczenia komputerowego jest zgodny ze wzorem (2).

Temu oczywistemu wynikowi nadamy niecodzienną interpretację (por. wzór (20)). Najpierw jednak musimy zająć się kinematyką kwantowych cząstek swobodnych. Następnie wprowadzimy przestrzeń odwrotną i rozpatrzmy geometrię powierzchni stałej częstości.

4. Kinematyka swobodnych cząstek kwantowych

Aby upodobnić opis procesu rozchodzenia się impulsów cieplnych do teorii analogicznych zjawisk zachodzących w kryształach, przyjmiemy, że w doświadczeniach z wiązkami molekularnymi mamy do czynienia z cząstkami kwantowymi. Zauważmy, że nie jest to niezbędne, bo w doświadczeniach grupy Narayanamurtiego nie obserwowano efektów kwantowych.

Jak wiemy, cząstki swobodne charakteryzuje energia ϵ i pęd \mathbf{p} . Te dwie wielkości łączy bardzo prosty związek

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m}, \quad (3)$$

gdzie w omawianych doświadczeniach m jest masą atomu ${}^4\text{He}$. Ponieważ atomy tworzące wiązkę trafiającą do detektora są zlokalizowane w przestrzeni, należy myśleć o nich jako o paczkach falowych. Dlatego użyjemy relacji de Broglie'a dla średniego pędu $\bar{\mathbf{p}}$ i średniej energii $\bar{\epsilon}$ charakteryzujących paczkę

$$\bar{\mathbf{p}} = \hbar\mathbf{k}, \quad \bar{\epsilon} = \epsilon(\bar{\mathbf{p}}) = \hbar\omega(\mathbf{k}). \quad (4)$$

Stwierdzamy zatem, że cząstkę – paczkę falową charakteryzują pęd $\bar{\mathbf{p}}$ i energia $\bar{\epsilon}$ albo wektor falowy \mathbf{k} i częstość $\bar{\omega}$. Wielkości charakteryzujące jej rozmycie (por. [7.8]) będziemy pomijać. Dlatego odtąd będziemy pomijali znak uśredniania.

Paczki falowe poruszają się z prędkością grupową \mathbf{v}_g będącą gradientem energii. Obliczymy ten wektor dla prawa dyspersji (3)

$$\mathbf{v}_g(\mathbf{p}) \equiv \frac{\partial \epsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial \omega(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{k}} = \frac{\mathbf{p}}{m} \equiv \mathbf{v}. \quad (5)$$

W naszym prostym przypadku jest on równy po prostu wektorowi prędkości cząstki.

W przypadku cząstek swobodnych długość wektora prędkości grupowej nie zależy od kierunku propagacji jak również od energii cząstek. Jego składowe są proporcjonalne do odpowiednich składowych pędu (albo wektora falowego). O wektorach, które mają te własności będziemy mówili, że są izotropowe. Zatem wektor prędkości grupowej cząstek swobodnych jest izotropowy. Całkiem inaczej jest w przypadku kwazicząstek (por. wzór (26)).

Niech $\hat{\mathbf{v}}_g$ będzie kierunkiem prędkości grupowej. Zatem prędkość grupową charakteryzuje długość v_g i dwa kąty $-\theta_g, \phi_g$. Dla kwazicząstek w kryształach na ogół wektor prędkości grupowej nie jest równoległy do wektora pędu (por. wzór (26)).

5. Geometria powierzchni stałej częstości (PSC) w przestrzeni odwrotnej. Współczynnik skupiania i inne lokalne charakterystyki geometryczne PSC

Wprowadzimy przestrzeń odwrotną (przestrzeń pędów lub przestrzeń \mathbf{k}) oraz kartezjański układ współrzędnych z początkiem w punkcie $\mathbf{k} = 0$ (rys. 5). W tej przestrzeni wszystkie powierzchnie stałej energii układu cząstek swobodnych

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_0 = \text{const}. \quad (6)$$

są współśrodkowymi sferami ze środkami w punkcie $\mathbf{k} = 0$. Powierzchnie stałej częstości są też współśrodkowymi sferami otrzymanymi z odpowiednich powierzchni stałej energii przez zmianę skali.

Wektor prędkości grupowej, jako gradient częstości, jest prostopadły do PSC i skierowany w kierunku PSC odpowiadających większej częstości. Ze względu na bardzo szczególny kształt naszych powierzchni (rys. 5) w dowolnym punkcie $P_{\mathbf{k}}$ powierzchni kuli zadanej przez równanie

$$\frac{(\hbar \mathbf{k})^2}{2m} = \text{const}. \quad (7)$$

wektor prędkości grupowej

$$\mathbf{v}_g = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \quad (8)$$

Paczki falowe poruszają się z prędkością grupową v_g będącą gradientem energii. Obliczmy ten wektor dla prawa dyspersji (3)

$$\mathbf{v}_g(\mathbf{p}) \equiv \frac{\partial \epsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\partial \omega(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{k}} = \frac{\mathbf{p}}{m} \equiv \mathbf{v}. \quad (5)$$

W naszym prostym przypadku jest on równy po prostu wektorowi prędkości cząstki.

W przypadku cząstek swobodnych długość wektora prędkości grupowej nie zależy od kierunku propagacji jak również od energii cząstek. Jego składowe są proporcjonalne do odpowiednich składowych pędu (albo wektora falowego). O wektorach, które mają te własności będziemy mówili, że są izotropowe. Zatem wektor prędkości grupowej cząstek swobodnych jest izotropowy. Całkiem inaczej jest w przypadku kwazicząstek (por. wzór (26)).

Niech $\hat{\mathbf{v}}_g$ będzie kierunkiem prędkości grupowej. Zatem prędkość grupową charakteryzuje długość v_g i dwa kąty – θ_g, ϕ_g . Dla kwazicząstek w kryształach na ogół wektor prędkości grupowej nie jest równoległy do wektora pędu (por. wzór (26)).

5. Geometria powierzchni stałej częstości (PSC) w przestrzeni odwrotnej. Współczynnik skupiania i inne lokalne charakterystyki geometryczne PSC

Wprowadzimy przestrzeń odwrotną (przestrzeń pędów lub przestrzeń \mathbf{k}) oraz kartezyjański układ współrzędnych z początkiem w punkcie $\mathbf{k} = 0$ (rys. 5). W tej przestrzeni wszystkie powierzchnie stałej energii układu cząstek swobodnych

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_0 = \text{const}. \quad (6)$$

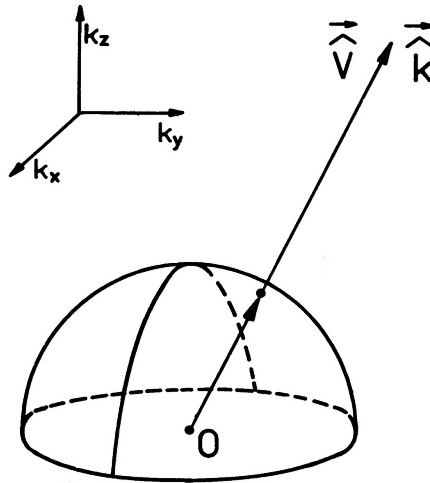
są współśrodkowymi sferami ze środkami w punkcie $\mathbf{k} = 0$. Powierzchnie stałej częstości są też współśrodkowymi sferami otrzymanymi z odpowiednich powierzchni stałej energii przez zmianę skali.

Wektor prędkości grupowej, jako gradient częstości, jest prostopadły do PSC i skierowany w kierunku PSC odpowiadających większej częstości. Ze względu na bardzo szczególny kształt naszych powierzchni (rys. 5) w dowolnym punkcie P_k powierzchni kuli zadanej przez równanie

$$\frac{(\hbar \mathbf{k})^2}{2m} = \text{const}. \quad (7)$$

wektor prędkości grupowej

$$\mathbf{v}_g = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \quad (8)$$



Rys. 5. W przestrzeni odwrotnej powierzchnie stałej częstości (PSC) są sferami ze środkami w początku układu. Wektory prędkości cząstek impulsu mają dodatnie składowe $v_g^{(z)}$, a więc „zasiedlają” część PSC odpowiadającą $k_z \geq 0$

jest równoległy do wektora wodzącego \mathbf{k} tego punktu. Zatem dla kuli

$$\hat{v}_g \hat{\mathbf{k}} = 1. \quad (9)$$

Podgrzewając promieniem lasera mały obszar powierzchni ścianki naczynia zawierającego pary helu „zasiedlamy” (z wagami odpowiadającymi funkcji Maxwella (1)) zbiór półsfery, które określa warunek

$$\hat{v}_z \geq 0, \quad (10)$$

albo (por. (8) i rys. 5)

$$\hat{k}_z \geq 0. \quad (11)$$

Założymy, że obszary PSC określone przez warunek (11) są obsadzone izotropowo, tzn. stopień ich obsadzenia nie zależy od kątów θ_k i ϕ_k . Oznacza to, że $N_{\text{imp}} \approx 10^{14}$ cząstek równomiernie „obsadza” górne połowy sfer.

Wszystkie te kule różnią się tylko promieniami i niczym innym się nie wyróżniają, więc ograniczymy się tylko do jednej z nich np. określonej przez warunek $\omega(\mathbf{k}) = 1$. Równanie tej wyróżnionej przez nas powierzchni ma postać

$$k = \sqrt{2m/\hbar}. \quad (12)$$

Ponieważ dla zadanej liczby falowej k prędkość cząstek jest odwrotnie proporcjonalna do masy, możemy tę powierzchnię nazwać powierzchnią „powolności”. Zauważmy, że w przypadku fononów (por. rozdz. 7) wyróżnioną PSC też będziemy nazywać powierzchnią powolności, choć z innych powodów.

Ograniczenie się do cząstek o ustalonej energii równoważne jest rozpatrzeniu wiązki monochromatycznej, którą z wiązek maxwellowskich można otrzymać przy pomocy filtrów (monochromatorów). Także w przypadku fononów znane są sposoby wytwarzania wiązek monochromatycznych.

Te z cząstek wiązki, których prędkości spełniają oczywiste warunki geometryczne

$$\hat{v}_g = \hat{r}, \quad v_g^{(z)}(\mathbf{k}) \geq 0, \quad (13)$$

trafią do detektora i zostaną zarejestrowane. Odpowiadający im sygnał wraz ze współrzędnymi x, y wektora wodzącego \mathbf{r} zostanie zapisany w pamięci komputera.

Wyberzemy na PSC $\omega(\mathbf{k}) = \omega_0$ punkt P_0 o wektorze wodzącym \mathbf{k}_0 i wiązkę otaczających go wektorów falowych tworzących kąt bryłowy $\Delta\Omega_k$. Niech $\Delta\Omega_v$ będzie kątem bryłowym utworzonym przez odpowiadające tej wiązce wektory prędkości grupowej. Oczywiście wiązka ta otacza wektor prędkości grupowej $\mathbf{v}_0^{(g)}$ odpowiadający wektorowi \mathbf{k}_0 . Granica ilorazu $(\Delta\Omega_k/\Delta\Omega_v)$ dla $\Delta\Omega_k \rightarrow 0$ nazywana jest współczynnikiem skupienia PSC w punkcie \mathbf{k}_0 . Dla jej oznaczenia będziemy używać litery \mathcal{A}

$$\mathcal{A}_0 = \mathcal{A}(\omega_0, \mathbf{k}_0) \equiv \lim_{\Delta\Omega_k \rightarrow 0} \frac{\Delta\Omega_k}{\Delta\Omega_v} \Big|_{\omega_0, \mathbf{k}_0}. \quad (14)$$

Łatwo sprawdzić, że jeżeli PSC jest sferą, to współczynnik skupienia nie zależy od częstości i położenia punktu na niej. Zatem dla wszystkich wektorów wodzących oraz dla wszystkich częstości

$$\mathcal{A}(\mathbf{k}) = 1. \quad (15)$$

Przejdziemy teraz do PSC o dowolnym kształcie. Definicja (14) współczynnika skupienia wyróżnia punkty spłaszczenia. Niech \mathbf{k}_s będzie wektorem wodzącym punktu spłaszczenia PSC. W jego otoczeniu małym, lecz skończonemu kątowi bryłowemu $\Delta\Omega_s$ odpowiada nieskończenie mały kąt $\Delta\Omega_v^{(s)}$, gdyż rozbieżnej wiązce wektorów falowych odpowiada niemal równoległa wiązka wektorów prędkości grupowej. Można powiedzieć, że punkty spłaszczenia PSC „skupiają” rozbieżne wiązki wektorów falowych. Jednak zjawiska skupienia można zaobserwować tylko wtedy, gdy uda się nam „zasiedlić” pewien obszar PSC w otoczeniu punktu spłaszczenia. Gdybyśmy dysponowali monochromatyczną wiązką, która

wyszła z kolimatora (wtedy wektory pędu cząstek wiązki byłyby równoległe) zasiedlalibyśmy tylko jeden punkt PSC, obydwie kąty bryłowe $\Delta\Omega_k$ i $\Delta\Omega_v$ znikalyby i w ogóle nie moglibyśmy określić współczynnika skupiania.

Dodajmy, że monochromatyczne molekularne wiązki atomów helu służą do badania struktury powierzchni kryształów i badania drgań atomów powierzchniowych.

Zauważymy, że gdybyśmy zaobserwowali odchylenie wartości \mathcal{A} od jedności znaczyłoby to, że nasza przestrzeń \mathbf{R}^3 nie jest izotropowa. Jednorodność tej przestrzeni badamy umieszczając pojemnik z parą helu w różnych punktach przestrzeni (co sprowadza się do przeprowadzania opisywanego przez nas doświadczenia w laboratoriach znajdujących się w różnych punktach kuli ziemskiej lub, co mało prawdopodobne, w laboratorium orbitalnym) i porównując wyniki.

Wyrazimy współczynnik skupiania przez lokalne geometryczne charakterystyki PSC. Wybierzemy na PSC dowolny punkt P_k o wektorze wodzącym \mathbf{k} . Lokalnymi geometrycznymi charakterystykami PSC w dowolnie wybranym punkcie P_k są (por. [9]):

– krzywizna Gaussa $\Gamma(\mathbf{k})$, lub dwa główne promienie krzywizny $\mathcal{R}_1(\mathbf{k})$, $\mathcal{R}_2(\mathbf{k})$

$$\Gamma(\mathbf{k}) \equiv \mathcal{R}_1^{-1}(\mathbf{k})\mathcal{R}_2^{-1}(\mathbf{k}), \quad (16)$$

– długość k wektora wodzącego \mathbf{k} ,

– kąt Λ , jaki tworzą wektory \mathbf{k} i \mathbf{v}_g (czyli wektor wodzący i wektor prostopadły do PSC w punkcie P_k)

$$\cos \Lambda(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{v}}_g. \quad (17)$$

Punkty, w których co najmniej jeden z promieni głównych jest nieskończony będziemy nazywali parabolicznymi. W otoczeniu punktu parabolicznego powierzchni przypomina paraboloidę. Linie punktów parabolicznych nazywają się liniami parabolicznymi. Zauważymy, że płaszczyzna składa się tylko z punktów parabolicznych.

Dla sfery

$$\Gamma(\mathbf{k}) = k^{-2}, \quad \mathcal{R}_1(\mathbf{k}) = \mathcal{R}_2(\mathbf{k}) = k, \quad k = k_0 = \sqrt{2m\omega_0/\hbar}, \quad (18)$$

oraz $\Lambda(\mathbf{k}) = 0$, bo

$$\cos \Lambda(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{v}}_g = 1. \quad (19)$$

Za pomocą wzorów (18) i (19) dla sfery można współczynnik skupiania (15) zapisać w wyszukanej postaci

$$\mathcal{A}(\omega_0, \mathbf{k}) = \frac{|\hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{v}}_g|}{\Gamma(\mathbf{k})k^2}. \quad (20)$$

Ten bardzo ważny wzór został po raz pierwszy podany przez H.J. Marisa (por. także [10-12]). Jego najbardziej ogólne wyprowadzenie podali M. Lax i V. Narayanamurti [13]. Jak widać, współczynnik skupiania można uznać za jedną z geometrycznych charakterystyk powierzchni. Dyskusję prostego modelu wykazującego własność skupiania można znaleźć w pracy autora [14].

Rozpatrzmy dowolną powierzchnię w trójwymiarowej przestrzeni odwrotnej \mathbf{R}_k^3 . Niech jej element $\Delta\Sigma_p$ zawiera punkt paraboliczny $P_p \equiv P_{\mathbf{k}_p}$ o wektorze wodzącym \mathbf{k}_p . Dla niego $\Gamma(\omega_0, \mathbf{k}_p) = 0$ i zgodnie ze wzorem (20)

$$\mathcal{A}(\omega_0, \mathbf{k}_p) = \infty. \quad (21)$$

Ponieważ będziemy rozpatrywać rodziny podobnych powierzchni (tj. zbiory PSC różniących się tylko skalą), wszystkie rozpatrywane przez nas PSC będą miały takie same lokalne charakterystyki geometryczne. Dlatego odtąd będziemy pomijali parametr ω_0 .

Ze wzoru (21) wynika, że gdy na PSC obecne są punkty paraboliczne, współczynnik skupienia \mathcal{A} ma osobliwości. Można pokazać, że całkowita energia (niesiona przez impuls poruszający się w kierunku detektora) i padająca na powierzchnię bolometru związana jest ze współczynnikiem skupienia \mathcal{A} [15]. Zatem gdy PSC mają punkty paraboliczne, w doświadczeniach dających mapy gęstości energii powinniśmy zaobserwować punkty, w których gęstość energii jest teoretycznie nieskończona.

6. Osobliwości map rozkładu energii – kaustyki

Jak dotąd Czytelnik może uznać, że jedynie w skomplikowany sposób zapisaaliśmy proste wyniki. Pokażemy teraz, że nasz zapis wzoru (20) dla współczynnika skupiania pozwala bardzo szybko uogólnić dyskusję i wyciągnąć z niej interesujące wnioski.

Rozważania rozpoczniemy od prostego spostrzeżenia. Każda, nawet najmniejsza modyfikacja kształtu PSC nieuchronnie powoduje zmianę jej lokalnych, geometrycznych charakterystyk. Dlatego na ogół wszystkie trzy relacje (15), (18) i (19) przestają być słuszne.

Podajmy prosty przykład. Rozciągniemy sferę wzdłuż jednej osi tak by w wyniku otrzymać elipsoidę obrotową dla której na ogół $\mathcal{R}_1(\mathbf{k}) \neq \mathcal{R}_2(\mathbf{k})$ i $\Lambda(\mathbf{k}) \neq 0$. Jednak w dalszym ciągu równanie (13) będzie miało tylko jedno rozwiązanie, a więc do detektora docierać będą cząstki z otoczenia jednego punktu PSC. Tym razem, w przeciwieństwie do sferycznej PSC, dla elipsoid mapa gęstości tworzona na dowolnie zorientowanej płaszczyźnie nie będzie miała symetrii osiowej. Za

wyjątkiem kuli wszystkie wypukłe, zamknięte powierzchnie stałej częstości będą miały te własności. Takie powierzchnie składają się tylko z punktów eliptycznych. W małym otoczeniu każdego ich punktu powierzchnie wypukłe przypominają elipsoidę. Dla powierzchni, które mają obszary wklęsłe i wypukłe istnieje więcej niż jedno rozwiązanie równania (13). Zatem do detektora docierać będą cząstki zasiedlające otoczenia kilku różnych punktów PSC. Linie paraboliczne oddzielają obszary wypukłe powierzchni od obszarów wklęsłych. Oprócz punktów eliptycznych i parabolicznych powierzchnie mogą mieć jeszcze punkty siodłowe (hiperboliczne).

Dodajmy, że w przypadku kwazicząstek powierzchnie stałej częstości nie muszą być zamknięte (por. [16,17]). Jednak ta uwaga dotyczy tylko kwazicząstek o dużych energiach.

Powróćmy do punktów parabolicznych. Niech \mathbf{k}_p będzie wektorem wodzącym jednego z nich. W małym otoczeniu $\Delta\Sigma_p$ punktu $P_{\mathbf{k}_p}$ istnieją punkty (o wektorach wodzących różnych od \mathbf{k}_p) takie, że odpowiadające im wektory prędkości grupowej są równoległe do $\mathbf{v}_p \equiv \mathbf{v}_g(\mathbf{k}_p)$

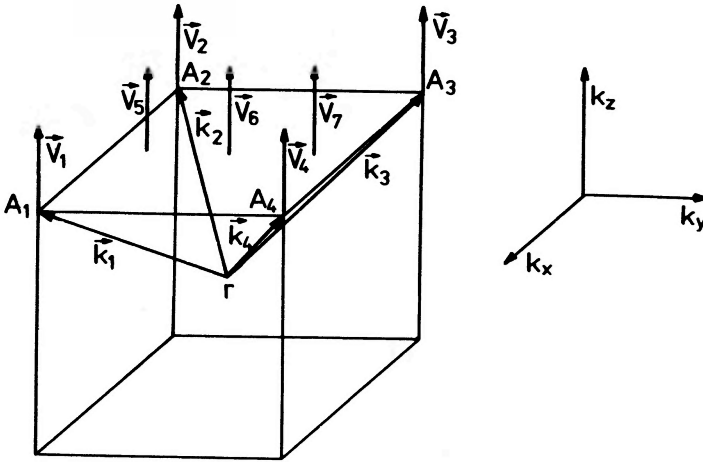
$$\hat{\mathbf{v}}_g(\mathbf{k}) \parallel \hat{\mathbf{v}}_p, \quad (\mathbf{k} \in \Delta\Sigma_p). \quad (22)$$

Zauważymy, że nawet wtedy, gdy pole obszaru $\Delta\Sigma_p$ jest małe, choć skończone, $\Delta\Sigma_p$ zawiera kontinuum punktów, tj. odpowiednia wiązka wektorów prędkości grupowej jest nieskończenie liczna (jest zbiorem mocy kontinuum). Zatem gdy obsadzimy obszar PSC zawierający punkty paraboliczne, to najsilniejszy wkład do sygnału bolometru da otoczenie takich punktów. Możemy powiedzieć, że w takiej hipotetycznej przestrzeni (dla której PSC ma punkty paraboliczne) strumień kwazicząstek wysyłany ze źródła punktowego w półprzestrzeń \mathbf{R}_+^3 byłby w pewnych kierunkach (dla których $\hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{v}}_p$) nieporównanie silniejszy niż w tych, które spełniają warunek $\hat{\mathbf{r}} \neq \hat{\mathbf{v}}_p$. Oczywiście, nawet w przypadku PSC w postaci elipsoidy widoczne by było odchylenie od prawa Gaussa i prawa Lamberta (2), lecz nieobecne by były punkty, w których gęstość energii ma osobliwość.

Łatwo podać powierzchnię zamkniętą składającą się tylko z punktów parabolicznych – jest to sześcian (punkty leżące na jego krawędziach pominiemy) (rys. 6). Dla przestrzeni, w której PSC są sześcianami ułożonymi jeden w drugim jak „matrioszki”, sygnał bolometru znika dla wszystkich kierunków wektora wodzącego \mathbf{r} za wyjątkiem \mathbf{r} równoległego do kierunku normalnej do tej PSC, a więc każda mapa energii składa się z jednego punktu.

Powierzchnia sześcianu to wyjątek. Na ogół realne PSC mają co najwyżej odosobnione punkty spłaszczenia albo linie punktów parabolicznych.

Jeżeli PSC ma linie paraboliczne, to na mapie gęstości energii obecne są linie punktów, w których ma ona osobliwości. Te linie (a także odpowiadające im



Rys. 6. Powierzchnie stałej energii w kształcie sześcianu składają się tylko z punktów spłaszczenia (punkty należące do krawędzi pomijamy). Cząstki impulsów rozchodzących się w takiej hipotetycznej przestrzeni trafiają do bolometru tylko wtedy, gdy wektor łączący źródło z bolometrem jest równoległy do wektora prostopadłego do powierzchni sześcianu. Zatem mapa rozkładu energii jest zupełnie biała z wyjątkiem jednego czarnego punktu

kierunki w przestrzeni) nazywane są kaustykami. Kaustyki są najbardziej widocznymi charakterystykami map gęstości energii.

7. Fononowe obrazy kryształów

Pokażemy teraz, że istnieją obiekty równoważne makroskopowym obszarom jednorodnej przestrzeni anizotropowej. Co więcej, w tych obszarach można obserwować rozchodzenie się wiązek balistycznych. Tymi obiektami są makroskopowe próbki monokryształów.

Jednym z triumfów kwantowej teorii ciała stałego było stwierdzenie, że słabo wzbudzone stany kryształów metali, dielektryków i półprzewodników można opisać w języku teorii rozrzedzonych, prawie idealnych gazów kwazicząstek (por. [16,17]). W ten sposób słabo wzbudzona makroskopowa próbka krystaliczna jest obszarem przestrzeni anizotropowej wypełnionym rozrzedzonym gazem kwazicząstek. Charakter anizotropii tej przestrzeni zależy od własności symetrii badanego materiału. Stopień wzbudzenia, tzn. gęstość gazu kwazicząstek, zazwyczaj określa temperatura próbki T . Jak widać, naturalnym narzędziem opisu słabo wzbudzonych kryształów jest kinetyczna teoria gazów rozrzedzonych, a więc jedna z najlepiej rozwiniętych gałęzi fizyki. Podkreślimy: do opisu zjawisk przenoszenia

używać należy kwazicząstek – paczek falowych. Natomiast do opisu równowagowych własności termodynamicznych kryształów wygodniejsze są kwazicząstki niezlokalizowane, opisywane przy pomocy fal płaskich.

W niskich temperaturach gęstość kwazicząstek jest bardzo mała. Dlatego takie próbki możemy uznać za „puste” przestrzenie anizotropowe. Oczywiście w realnych, nawet najlepszych próbkach, znajduje się wiele defektów struktury – punktowych (np. domieszek izotopowych, atomów w międzywęzłach czy luk), liniowych (np. dyslokacji) czy płaskich (np. granic kryształitów) [18]. Defekty te „zawieszono” są w przestrzeni i kwazicząstki rozpraszają się na nich. Lecz my będziemy to rozpraszanie pomijać. Oprócz tego ograniczymy się do makroskopowych, idealnych próbek niemetali.

Kwazicząstką jest elektron, dziura, fonon, magnon, polaron itd. Liczba kwazicząstek nie jest zachowana, bo przecież zadaje ją tylko stopień wzbudzenia układu (oznacza to, że potencjał chemiczny kwazicząstek znika). Wszystkie kwazicząstki charakteryzuje kwazipęd \mathbf{p} (wektor falowy \mathbf{k}), energia ϵ (częstość ω), oprócz tego kwazicząstki mogą mieć inne specyficzne charakterystyki, np. spin.

W przeciwieństwie do cząstek swobodnych prawo dyspersji kwazicząstek

$$\epsilon = \epsilon(\mathbf{k}), \quad (\omega = \omega(\mathbf{k})) \quad (23)$$

nie musi być kwadratowe, a nawet gdy ma ono taki charakter (jak np. dla elektronów i dziur), to związane może być z dość ogólną formą kwadratową. Nas interesować będą kwazicząstki o liniowym prawie dyspersji.

Wśród takich kwazicząstek są długofalowe fonony akustyczne (DFA). Długofalowe fonony akustyczne odpowiadają kwantom dźwięku.

W temperaturach znacznie niższych od temperatury Debye’a

$$T_D \equiv \frac{\hbar}{k_B a} c_D, \quad (24)$$

gdzie a jest stałą sieci, a c_D jest prędkością Debye’a (tzn. średnią prędkością dźwięku), fononów jest bardzo mało. Na przykład gdy $T_D \approx 100$ K, a temperatura kąpieli – $T \approx 1$ K, to jeden fonon – paczka falowa przypada na milion komórek elementarnych kryształu.

Oprócz kwazipędu i energii DFA charakteryzuje polaryzacja określana przy pomocy wskaźnika j . Fononom podłużnym (L) przypisujemy $j = 0$, dwóm rodzajom fononów poprzecznych (T) odpowiada $j = 1$ (szybkie, FT) i $j = 2$ (powolne, ST). Prawo dyspersji długofalowych fononów akustycznych ma postać

$$\omega(\mathbf{k}, j) = c(\hat{\mathbf{k}}, j)k, \quad (j = 0, 1, 2). \quad (25)$$

Posługując się definicją wektora prędkości grupowej (5) nietrudno znaleźć prędkość grupową DFA. W porównaniu z przypadkiem kwadratowego prawa dyspersji otrzymany wzór jest dość skomplikowany

$$v_{\alpha}^{(g)}(\hat{\mathbf{k}}, j) = \frac{\partial c(\hat{\mathbf{k}}, j)}{\partial \hat{k}_{\gamma}} (\delta_{\alpha, \gamma} - \hat{k}_{\alpha} \hat{k}_{\gamma}) + c(\hat{\mathbf{k}}) \hat{k}_{\alpha}. \quad (26)$$

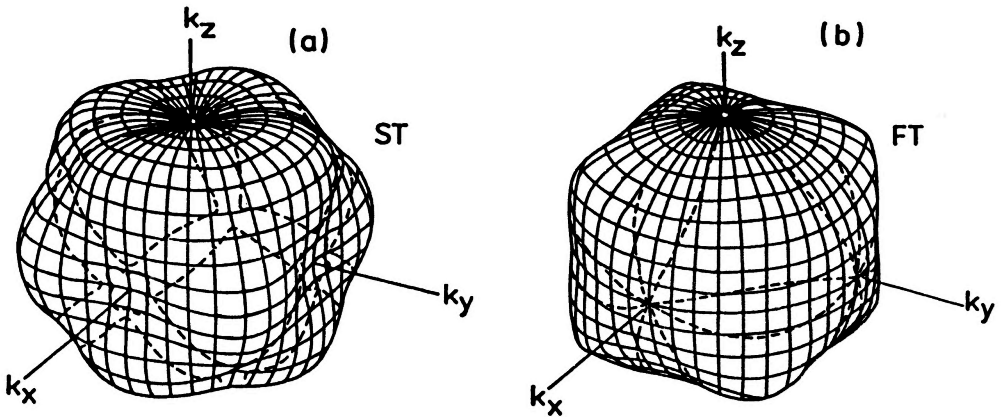
Pierwszy wyraz tego wyrażenia odpowiada składowej v_g prostopadłej, natomiast drugi – składowej równoległej, do wektora falowego \mathbf{k} . Przypomnijmy, że w przypadku ośrodków izotropowych składowa wektora prędkości grupowej prostopadła do \mathbf{k} znikala (por. (5)).

Współczynnik $c(\hat{\mathbf{k}})$ jest prędkością (fazową) dźwięku. Zależy on od kierunku wektora falowego, a więc jest wielkością anizotropową. Ponieważ $\hat{\mathbf{k}}v(\hat{\mathbf{k}}, j) = c(\hat{\mathbf{k}}, j)$ prędkość grupowa DFA jest większa lub równa prędkości fazowej.

W przypadku fononów powierzchni powolności są miejscem geometrycznym punktów o wektorach wodzących

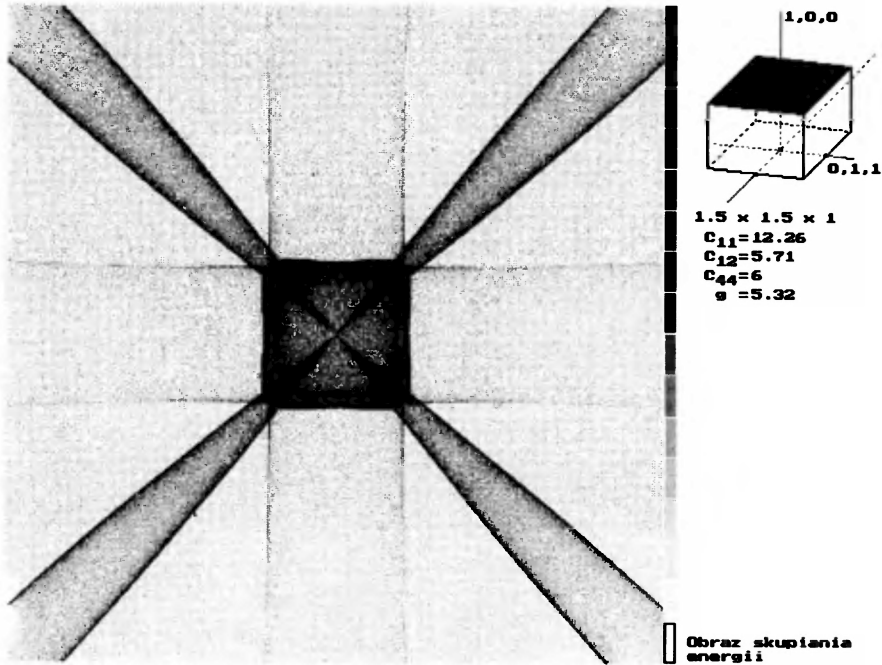
$$\mathbf{k} = c^{-1}(\hat{\mathbf{k}}, j)\hat{\mathbf{k}}, \quad (j = 0, 1, 2). \quad (27)$$

Wszystkie inne powierzchnie stałej częstości DFA są podobne do odpowiednich powierzchni powolności, tj. różnią się tylko skalą. Powierzchnie powolności długofalowych, podłużnych fononów akustycznych są z reguły wypukłe, tzn. odpowiadające im mapy gęstości energii nie zawierają kaustyk. Na PSC poprzecznych DFA znajdują się linie punktów parabolicznych (rys. 7).



Rys. 7. Powierzchnie powolności długofalowych akustycznych fononów poprzecznych w kryształach arsenku galu. Linie przerywane łączą punkty o znikającej krzywiznie Gaussa (punkty paraboliczne). Oddzielają one obszary wypukłe, siodłowe i wklęsłe. W punktach, przez które przechodzą 4-krotne osie symetrii, krzywizna Gaussa jest nieokreślona

Obecność linii parabolicznych powoduje pojawienie się kaustyków na mapach gęstości energii dla GaAs (rys. 8). Ponieważ takie mapy charakteryzują własności kryształów, będziemy je nazywali fononowymi obrazami kryształów. Obrazy fononowe uzupełniają informację zawartą w obrazach kryształów innych rodzajów, np. w rentgenogramach czy neutronogramach.

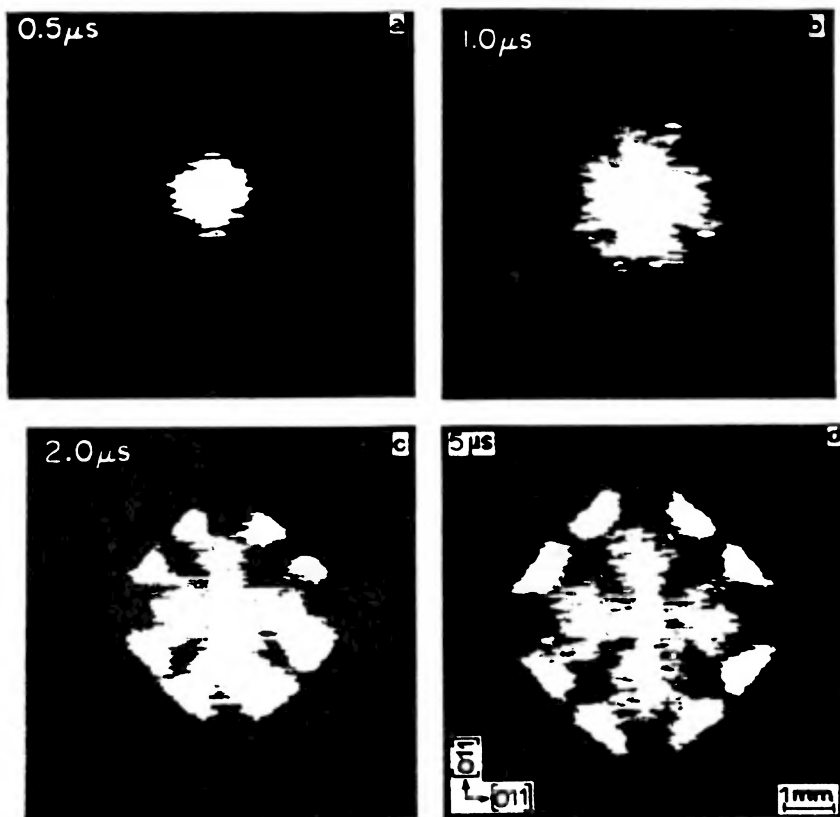


Rys. 8. Fononowy obraz kryształu – mapa gęstości energii dla arsenku galu. Otrzymano ją w doświadczeniu komputerowym Monte-Carlo [6]. Niejednorodność rozkładu energii wskazuje na to że PSC fononów poprzecznych różnią się od powierzchni kuli. Im punkt jest ciemniejszy tym więcej pada nań energii. Ciemne linie – kaustyki związane są z liniami parabolicznymi leżącymi na PSC tych fononów

8. Wiatr fononowy „dmucha” na krople ekscytonowe wiszące w jednorodnej przestrzeni anizotropowej

W półprzewodnikach elektron i dziura (czyli pusty stan w pasmie walencyjnym) mogą utworzyć stan związany. Taka para jest też kwazicząstką i nazywana jest ekscytonem Wanniera-Motta. Jeżeli elektron zapełni dziurę, to ekscyton znika wypromieniowując fotony. Ekscytony mogą tworzyć „krople”. Fotony wypromie-

niowane przez ekscytony kropli można obserwować otrzymując w ten sposób jej zarys. Rysunek 9 przedstawia fotografię kropli ekscytonowej „wiszącej” w kryształ germanu – w makroskopowym obszarze jednorodnej przestrzeni anizotropowej. Fotografie wykonali Wolfe i współpracownicy [19]. Jak widać, kropla ma kształt sferyczny.



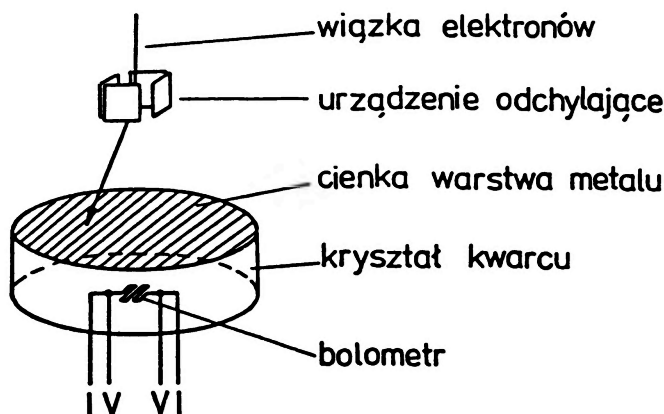
Rys. 9. (a) Początkowo, gdy źródło nie wysyła impulsów ciepłych, kropla ekscytonowa ma kształt kuli o średnicy $d \approx 100 \mu\text{m}$. (b,c) Po włączeniu źródła kropla ulega deformacji. (d) Po upływie dostatecznie długiego czasu kształt kropli upodabnia się do mapy gęstości energii

Następnie włączono źródło impulsów ciepłych. Gdyby „wiatr” fononów wiał z siłą niezależną od kierunku, to kropla zachowywałaby kształt kulisty. Rysunki 9 b-d pokazują zmianę kształtu kropli z upływem czasu. Kształt ten coraz mniej przypomina sferę, a coraz bardziej podobny jest do obrazu skupiania fononów (por. rys. 8). Zatem uzyskaliśmy dowód na istnienie anizotropii przestrzeni związanej z jednym z kryształów należących do krystalograficznego układu regular-

nego – przynajmniej jedna jej charakterystyka jest wielkością anizotropową.

9. Spektroskopia czasów przelotu i obrazów fononowych

Aby nie ograniczać się do przedstawiania idei, omówimy jedno z najdoskońszych doświadczeń (rys. 10). Przeprowadziła je grupa kierowana przez R.P. Hübenera [20] na próbce krystalicznego kwarcu w fazie α . Była ona dyskiem o promieniu 20 mm i grubości 2 mm. Na jedną z podstaw napyłono ciekłą warstwę aluminium. Na nią padała sterowana wiązka elektronów, bo próbka wraz z kriostatem znajdowała się wewnątrz skaningowego mikroskopu elektronowego. Rozgrzana „kropka” (o promieniu ok. $20 \mu\text{m}$) była źródłem impulsów cieplnych. Na przeciwległej podstawie znajdował się detektor (o rozmiarach $43 \times 41 \mu\text{m}$ i grubości 32 nm). Współrzędne punktu, na który padała pulsująca wiązka elektronów oraz odpowiadający mu sygnał bolometru były zapamiętywane przez komputer sterujący doświadczeniem. Pełny cykl „przechesywania” powierzchni próbki trwał 40 s. Z oszacowań wynika, że promień „kropki” wynosi około $20 \mu\text{m}$.



Rys. 10. Schemat doświadczenia R.P. Hübenera i współpracowników

Fonony wychodzące ze źródła unoszą nie tylko energię, ale także i kwazipęd. Możemy powiedzieć, że ze źródła „wieje” wiatr fononowy. Podobnie jak w doświadczeniach z przewodnictwem cieplnym, wprowadzenie impulsu powodując zmianę kwazipędu układu nie zmienia jego pędu, a więc nie wywołuje ruchu środka masy próbki.

Kwazicząstki albo pochłaniają albo rozpraszają fonony wiązki. Przyjmijmy, że te kwazicząstki są elektronami. Jeżeli większość fononów wiązki się porusza

w określonym kierunku, to elektrony także się będą poruszały w sposób uporządkowany w kierunku równoległym do ruchu strumienia fononów. Siłę wiatru fononowego można ustalić, mierząc natężenie prądu (jeżeli przewodnik jest elementem zamkniętego obwodu elektrycznego) lub różnicę potencjału (jeżeli obwód elektryczny jest otwarty). Zatem te dwie wielkości są miarą gęstości kwazipędu.

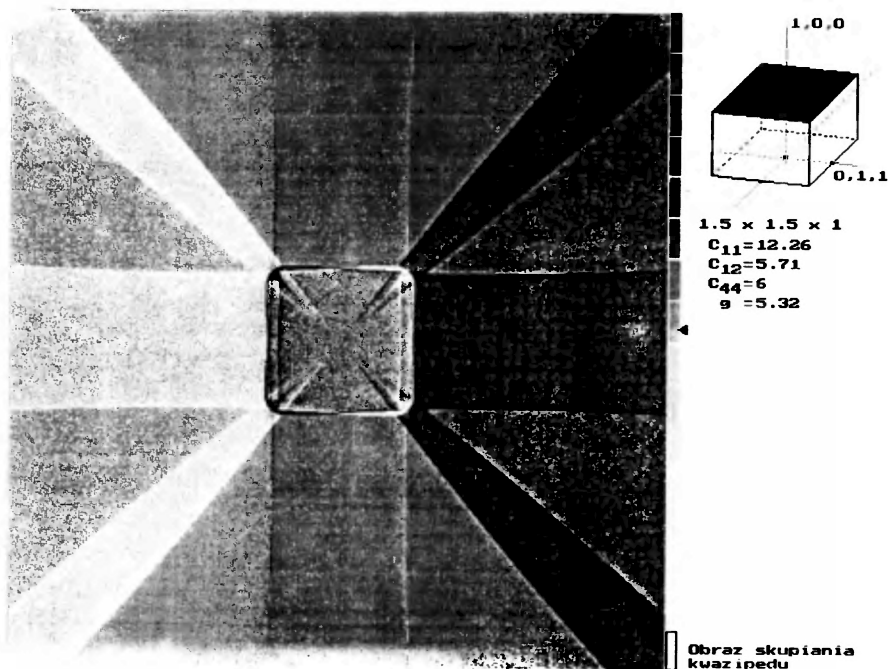
Jak wiemy (rozdz. 8), po raz pierwszy wiatr fononowy w warunkach skupiania fononów badała grupa J.P. Wolfego [21]. Członkowie tej grupy obserwowali ruch i deformację „kropli” ekscytonów w półprzewodnikach. Podobnie, w doświadczeniach przeprowadzonych przez grupę D.L. Goodsteina obserwowano „zdmuchiwanie” atomów z powierzchni kryształów przez wiązki fononów [22].

Doświadczenia z obwodami elektrycznymi zostały przeprowadzone znacznie później przez Dietschego i współpracowników [23]. W tych doświadczeniach wiatr fononowy „dmuchał” na dwuwymiarowy (2D) gaz elektronów umieszczony w arsenku galu. Mały obszar wypełniony tym gazem był detektorem kwazipędu. Za pomocą takiego detektora otrzymano w zasadzie mapę gęstości kwazipędu, która istotnie różni się od mapy gęstości energii. Można pokazać, że taka mapa zawiera inną informację niż mapa gęstości energii [15]. Rysunek 11 przedstawia mapę gęstości kwazipędu dla GaAs otrzymaną na płaszczyźnie prostopadłej do jednej z czterokrotnych osi symetrii. Jest to mapa gęstości składowej kwazipędu równoległej do „paska” wypełnionego gazem elektronowym, skierowanego w kierunku $\hat{\eta} = \langle 110 \rangle$.

Dodajmy, że powyższe mapy otrzymane w wyniku obliczeń są zgodne z mapami otrzymanymi doświadczalnie.

Jednak rzeczywistym celem doświadczenia Dietschego i kolegów było badanie własności egzotycznego obiektu jakim jest dwuwymiarowy gaz elektronów. Ten gaz (będący elementem tranzystora polowego) znalazł wiele praktycznych zastosowań w nowoczesnej technologii elektronowej. Oddziaływanie 2D elektronów z fononami istotnie wpływa na własności tych tranzystorów w temperaturach pokojowych. Jest to jeden z powodów prowadzenia badań 2D gazów nośników ładunku z użyciem wiązek fononów.

Podane przykłady pokazują jak niespójne wiązki fononów służą do badania własności krystalicznych ciał stałych. Natomiast spójne wiązki fononów emitowane przez źródła mikroskopowe pozwalają badać także niekrystaliczne ciała stałe, np. materiały budowlane, kompozyty i minerały. Te ostatnie wiązki są ostatnio intensywnie badane [24].



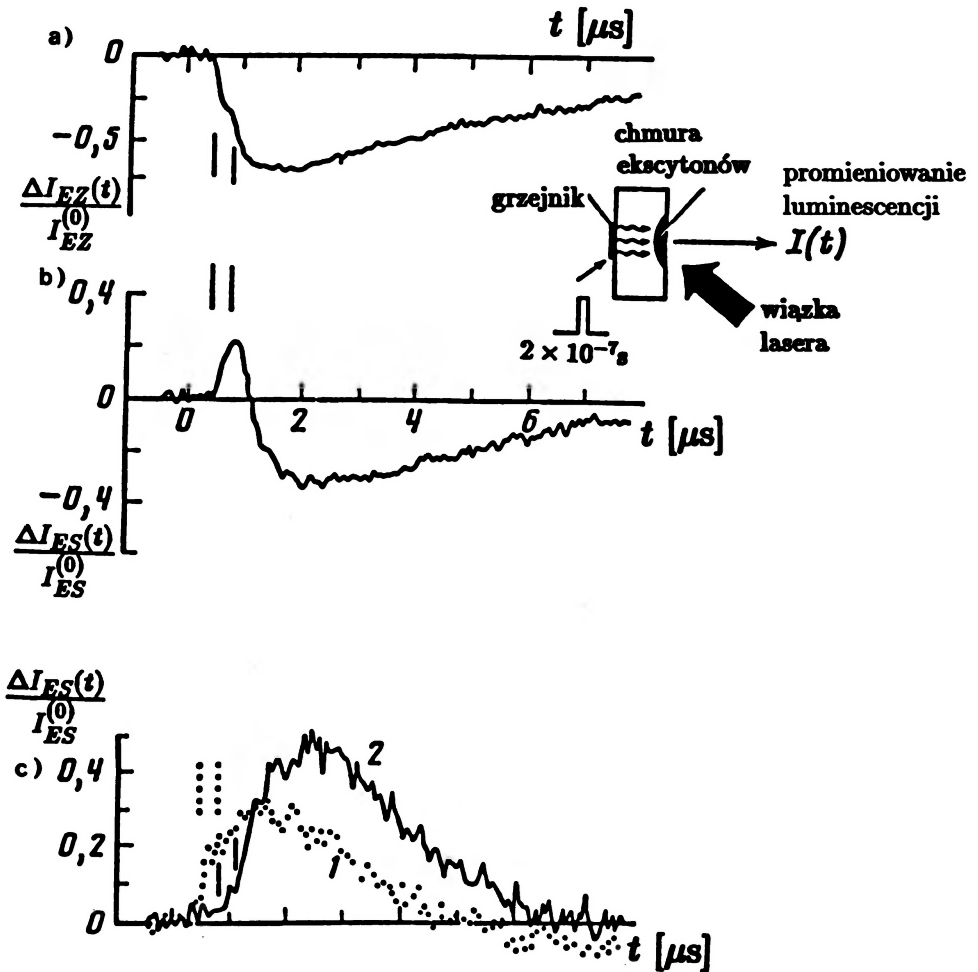
Rys. 11. Fononowy obraz krysztalu GaAs – mapa gęstości kwazipędu. Otrzymano ją w doświadczeniu komputerowym Monte-Carlo. Zauważmy, że mapa gęstości kwazipędu ma niższą symetrię niż mapa gęstości energii. Punkty jasne odpowiadają dodatniemu, a ciemne – ujemnemu potencjałowi indukowanemu. Tak jak na mapie gęstości energii tu też widoczne są kaustyki

10. Wiązki fononów służą do badania powierzchni

Jak dotąd interesowaliśmy się wiązkami fononów rozchodzących się wyłącznie w nieograniczonych przestrzeniach anizotropowych. Z tego powodu unikaliśmy rozpatrywania fononów odbitych od powierzchni ograniczających próbki, tj. unikaliśmy badania oddziaływania fononów z tymi powierzchniami. Jednak wiązki fononów mogą także służyć do badania powierzchni.

Opiszemy teraz doświadczenia tego rodzaju przeprowadzone przez grupę A.A. Kaplanskiego z Petersburga [25]. W tych doświadczeniach (rys. 12) użyto makroskopowej próbki czystego, krystalicznego krzemu w kształcie prostokątnego sześcianu o długości krawędzi ok. 1 cm. Próbkę zanurzano w ciekłym helu o temperaturze 1.7 K. Na jedną z podstaw napyłono cienką warstwę konstantanu o rozmiarach 1×1 mm, przez którą przepuszczano impuls prądu o czasie trwania 2×10^{-7} s. Temperatura grzejnika T_G zależy od mocy impulsu. Zatem w

próbce generowano wiązki fononów z rozkładem energii zadany przez funkcję Plancka z temperaturą grzejnika T_G . To oznacza, że większość fononów wiązki miała częstości $\omega_m \approx 2.8 \times \hbar^{-1} k_B T_G$.



Rys. 12. Zależność od czasu $\Delta I_{EZ}(t)/I_{EZ}^{(0)}$ i $\Delta I_{ES}(t)/I_{ES}^{(0)}$ dla chmury ekscytonów w krzemie znajdującej się w pobliżu powierzchni (111): (a) ekscytony związane; (b) i (c) ekscytony swobodne: (b) powierzchnia utleniona, (c) powierzchnia chemicznie czysta. Krzywa ciągła – wiązka fononów rozchodzi się w kierunku $\langle 001 \rangle$, krzywa przerywana – w kierunku $\langle 111 \rangle$. Wielkości pól powierzchni ograniczonych przez te krzywe są miarą skupiania kwazipędu. Schemat doświadczenia przeprowadzonego przez grupę Kaplanskiego został pokazany na wstawce

Na przeciwległą podstawę padała wiązka promieniowania lasera argonowego (o przekroju 0.5–1 mm), która wzbudzała kryształ do głębokości ok. 1 μ m. Pa-

dające promieniowanie generowało ekscytony, które dyfundowały w głąb kryształu tworząc w pobliżu jego powierzchni chmurę ekscytonową (ChE). Niektóre z ekscytonów tej chmury ulegały związaniu przez defekty, zawsze obecne, nawet w kryształach najlepszej jakości. Jak widać mamy tu do czynienia z ekscytonami swobodnymi (ES), które mogą poruszać się ruchem dyfuzyjnym i ekscytonami nieruchomymi – związanymi (EZ).

Przesuwając wiązkę lasera można było zmieniać położenie chmury ekscytonów. Jak widać, w tych doświadczeniach położenie źródła było ustalone, natomiast detektor był ruchomy.

Działanie detektora wiązek fononowych oparte było na wpływie fononów na luminescencję ekscytonów. Obydwa rodzaje ekscytonów ulegają rekombinacji wypromieniowując fotony, które tworzą kilka linii luminescencji. Obserwowano dwie z nich – po jednej dla każdego rodzaju ekscytonów.

Jeżeli energia fononów wiązki wystarcza do uwolnienia (dysocjacji) ekscytonów związanych ($\hbar\omega_m \geq 3.8 \text{ meV}$) to liczba EZ będzie malała, a liczba ekscytonów swobodnych będzie rosła. Zatem odpowiednia linia luminescencji EZ ulegnie osłabieniu, zaś natężenie linii luminescencji ES powinno wzrosnąć.

„Wiatr fononowy” powinien dodatkowo popychać ekscytony swobodne w stronę powierzchni próbki. Gdy ekscyton znajdzie się w jej pobliżu może zajść rekombinacja bezpromienista. Zatem osłabienie natężenia linii luminescencji ES jest miarą „siły” wiatru fononowego. Ponieważ ekscytony poruszają się ruchem Browna, to tylko te z nich, które poruszają się w kierunku prostopadłym do powierzchni mają szansę ulec zagładzie bez wypromieniowania fotonu.

Wprowadzimy odchylenia intensywności luminescencji od wartości stacjonarnych $I_\sigma^{(0)}$

$$\Delta I_\sigma \equiv [I_\sigma(t) - I_\sigma^{(0)}], \quad (\sigma = \text{ES}, \text{EZ}).$$

Zależność odchyłeń unormowanych do jedności przedstawia rys. 12. Przebieg zależności odchyłeń od czasu widoczny na tym rysunku świadczy o balistycznym charakterze propagacji większości fononów wiązki.

Dodajmy, że w doświadczeniach z wiązkami odbitymi od powierzchni droga przebyta wydłużyła się w takim stopniu, że rozproszenie na domieszkach izotopowych stało się istotne, obserwowano zależność od czasu nadwyżki liczby ES i niedoboru liczby EZ odpowiadającą dyfuzyjnemu (a nie balistycznemu) sposobowi propagacji wiązki fononów [25].

W jednym z doświadczeń użyto próbki o powierzchni poddanej działaniu powietrza (przez ok. 20 godz.) (rys. 12). Jak widać po upływie czasu t_L potrzebnego fononom podłużnym na dotarcie do ChE natężenie linii luminescencji EZ gwałtownie maleje (rys. 12a). Z upływem czasu liczba fononów w wiązce maleje,

dlatego niedobór liczby EZ stopniowo zanika. Natomiast po upływie czasu t_L natężenie linii luminescencji ES gwałtownie rośnie (bo z pułapek „wydmuchiwane” są ekscytony związane), a następnie natężenie tej linii maleje (bo ES docierają do powierzchni), by stopniowo dążyć do wartości stacjonarnej $I_{ES}^{(0)}$ (rys. 12b).

Przeprowadzono także doświadczenie z próbką, której powierzchnia była chemicznie czysta (kryształ łupano i trzymano w helu). Wynik doświadczenia był zaskakujący! Nadwyżka ΔI_{SE} była zawsze dodatnia (rys. 12c). Oznacza to, że jakiś czynnik uniemożliwiał ekscytonom dotarcie do powierzchni. Autorzy pracy [25] podali proste wyjaśnienie: fonony wiązki odbijają się od chemicznie czystej powierzchni kryształu, tworząc „wiatr” kwazicząstek odbitych. Ten „wsteczny” wiatr nie pozwala ES zbliżyć się do powierzchni. Gdy powierzchnia kryształu jest utleniona fonony podłużne mogą przejść do nadpłynnego helu i rozchodzić się w tym ośrodku. Fonony poprzeczne nie mogą rozchodzić się w nim, ale częściowo ulegają przemianie (konwersji) w fonony podłużne na powierzchni rozdziału cieczy i kryształu.

Łatwo zrozumieć, że otrzymano zupełnie nowe narzędzie do badania powierzchni. Rzecz jasna Kaplanski z kolegami przeprowadzili cały cykl odpowiednich doświadczeń.

Fonony nieuchronnie towarzyszą kryształom. Badania ich własności i oddziaływań, ich zastosowania stworzyły nową dziedzinę fizyki ciała stałego – fizykę fononów. Ostatnio fizyka fononów została wzbogacona nowymi ideami. Eksperymentatorzy i teoretycy uczą się fizyki wiązek fononów. Już teraz osiągnięto wiele ciekawych wyników. Niektóre przedstawiliśmy tutaj. Jednak bez wątplenia czeka nas jeszcze wiele zadziwiających odkryć.

Praca została napisana w ramach realizacji projektu badań nr P/04/273/90-2 finansowanego przez Komitet Badań Naukowych. Uprzejmości Wojtka Gańczy autor zawdzięcza rysunki 4, 8 i 11.

Literatura

- [1] M.C. Escher, *Escher on Escher, Exploring the Infinite* (Harry N. Abrams, Inc., Publishers, New York 1992).
- [2] K. Andres, R.C. Dynes, V. Narayanamurti, *Phys. Rev. A* **5**, 2501 (1973).
- [3] V. Narayanamurti, R.C. Dynes, K. Andres, *Phys. Rev. B* **11**, 2500 (1975).
- [4] R. Guyer, *Solid State Physics*, t. 23, red. F. Seitz, D. Turnbull, H. Ehrenreich (Academic Press, New York 1969), s. 413.
- [5] L.J. Challis, A.J. Kent, *Die Kunst of Phonons*, Lectures from Winter School of Theoretical Physics, red. T. Paszkiewicz, K. Rapcewicz (Plenum Press, New York 1994), s. 159.

- [6] W.M. Gańcza, T. Paszkiewicz, *Die Kunst of Phonons*, Lectures from Winter School of Theoretical Physics, red. T. Paszkiewicz, K. Rapcewicz (Plenum Press, New York 1994), s. 87.
- [7] M. Elices, F. Garcia-Moliner, *Physical Acoustics*, t. 5, red. W.P. Mason (Academic Press, New York 1968), rozdz. 4.
- [8] J.D. Jackson, *Elektrodynamika klasyczna* (PWN, Warszawa 1982), rozdz. 7.
- [9] A. Goetz, *Geometria różniczkowa* (PWN, Warszawa 1965), rozdz. 5.
- [10] H.J. Maris, *Nonequilibrium Phonons in Nometallic Crystals*, red. W. Eisenmenger, A.A. Kaplanski (North-Holland, Amsterdam 1986), s. 52.
- [11] G.A. Northrop, J.P. Wolfe, *Nonequilibrium Phonons*, red. W.E. Bron (Plenum Press, New York 1985), s. 165.
- [12] A.G. Every, *Die Kunst of Phonons*, Lectures from Winter School of Theoretical Physics, red. T. Paszkiewicz, K. Rapcewicz (Plenum Press, New York 1994), s. 73.
- [13] M. Lax, V. Narayanamurti, *Phys. Rev. B* **22**, 4876 (1980).
- [14] T. Paszkiewicz, *Ordering phenomena in condensed matter*, red. Z.M. Galasiewicz, A. Pękański (World Scientific, Singapore 1991), s. 419.
- [15] Cz. Jasiukiewicz, D. Lehmann, T. Paszkiewicz, *Z. Phys. B* **84**, 73 (1991).
- [16] M.I. Kaganow, *Elektry, fonony, magnony...* (PWN, Warszawa 1978).
- [17] M.I. Kaganow, *Etiudy o fizyce ciała stałego*, red. T. Paszkiewicz (Wydawnictwo Uniwersytetu Wrocławskiego, Wrocław 1993).
- [18] A.M. Kosiewicz, *Teorya kristallicheskoj reshetki (fizicheskaya mekhanika kristallov)* (Wishcha Shkola, Charków 1988).
- [19] M.A. Tamor, M. Greenstein, J.P. Wolfe, *Phys. Rev. B* **27**, 7353 (1983).
- [20] R. Eichele, R.P. Hübener, H. Seifert, *Z. Phys. B* **48**, 89 (1982).
- [21] J.P. Wolfe, *Phys. Today*, March 1982, s. 46.
- [22] D.L. Goodstein, *La Recherche* **183**, 1508 (1968).
- [23] H. Karl, W. Dietsche, A. Fischer, K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2360 (1988).
- [24] A.G. Every, K.Y. Kim, W. Sachse, *Die Kunst of Phonons*, Lectures from Winter School of Theoretical Physics, red. T. Paszkiewicz, K. Rapcewicz (Plenum Press, New York 1994), s. 55.
- [25] A.V. Akimov, A.A. Kaplyanskii, E.S. Moskalenko, R.A. Titov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **94**, 307 (1988).

Scott Tremaine

Canadian Institute for Theoretical Astrophysics

i

University of Toronto

Canada

Dynamiczne przejawy istnienia ciemnej materii*

The dynamical evidence for dark matter

Abstract: Studies of the dynamics of galaxies show that at least 90% of the mass in the universe is in some invisible, unknown form.

Prawie wszystkie informacje z przestrzeni pozaziemskej dochodzą do nas za pośrednictwem fotonów – fotonów promieniowania widzialnego gwiazd, fotonów promieniowania rentgenowskiego gorącej plazmy, fotonów promieniowania radiowego odpowiadającego przejściu nadsubtelnemu w wodorze o długości fali 21 cm, fotonów kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła itd.

Byłoby nierozsądnie przypuszczać, że wszelkie rodzaje materii we Wszechświecie emitują fotony, a zatem nie powinno nikogo dziwić, jeżeli masa jakiejś galaktyki lub innego układu astronomicznego wyznaczona na podstawie ich pola grawitacyjnego przewyższa sumę mas tych składników, które są na tyle jasne, by mogły być przez nas obserwowane. Różnicę między „masą świecąca” a masą całkowitą przypisuje się „materii ciemnej” – materii, o której istnieniu wnioskujemy wyłącznie na podstawie jej oddziaływania grawitacyjnego [1].

Idea ta została zastosowana w praktyce już w 1846 r., kiedy to przewidziano i wyznaczono pozycję nowej planety, Neptuna, na podstawie niewytłumaczonych nierównomierności ruchu Urana. Kolejnym przykładem w obrębie Układu Sł-

* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 45, nr 2, 28 (1992), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1992 by American Institute of Physics] (przyp. Red.).

necznego było zjawisko anomalnego ruchu precesyjnego peryhelium Merkurego, które próbowano zrazu tłumaczyć istnieniem hipotetycznej planety („Wulkana”) lub pierścienia materii zawartego wewnątrz orbity Merkurego, podczas gdy, co wykazał Albert Einstein w 1916 r., ruch ten był konsekwencją ogólnej teorii względności, a nie skutkiem oddziaływania niewidocznej masy. Świadczy to o tym, że w niektórych przypadkach możliwe jest wytłumaczenie zjawisk przypisywanych ciemnej materii poprzez modyfikację uznawanych dotychczas praw fizyki.

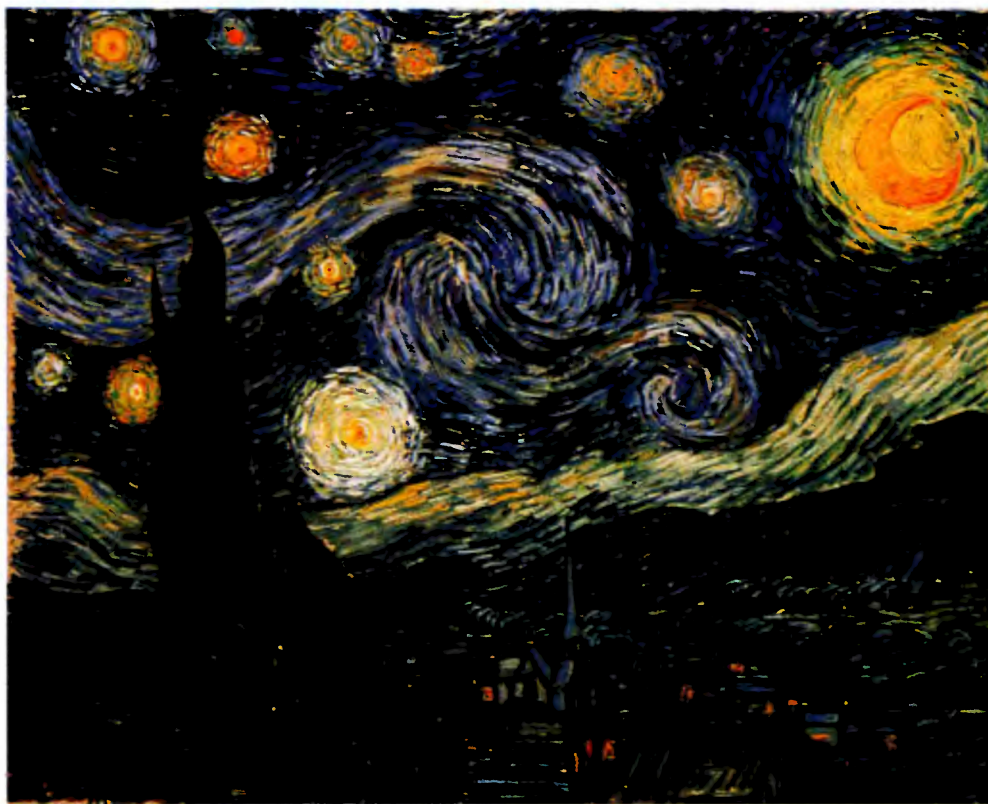
Obecnie nie obserwujemy żadnych efektów dynamicznych, które mogłyby świadczyć o występowaniu ciemnej materii w obrębie Układu Słonecznego. Natomiast w dużej skali rzecz ma się całkiem inaczej – istnieją przekonujące dowody, że ciemna materia nie tylko istnieje, ale jest wręcz dominującym składnikiem galaktyk. Świejące obszary galaktyk, złożone głównie z gwiazd, zanurzone są w rozległych otoczkach ciemnej materii, których masa i rozmiary są niekiedy ponad trzydziestokrotnie większe. Znany obraz Van Gogha „Gwiaździsta noc” (rys. 1) przedstawia zaskakująco dokładną wizję, jak mogłoby wyglądać nocne niebo, gdyby owe otoczki wokół galaktyk składały się z materii świecącej. Wszystko wskazuje na to, że średnia gęstość ciemnej materii przewyższa gęstość krytyczną, wymaganą do tego, by Wszechświat był zamknięty.

Z kolei teoria nukleosyntezy prowadzi do równie niezwykłego wniosku, że ciemna materia, a tym samym i cały Wszechświat, zasadniczo nie składa się z protonów i neutronów. Zatem materia, z której zbudowane są gwiazdy, które widzimy, i cały znany nam świat, stanowi jedynie znikomą domieszkę w oceanie niewidocznej materii nieznanego dotąd rodzaju.

Otoczenie Słońca

Gdy wyjdziemy poza Układ Słoneczny, naturalnym miejscem poszukiwania ciemnej materii jest otoczenie Słońca – wymaginiona kula, której środkiem jest Słońce, na tyle duża, by zawierać liczbę gwiazd pozwalającą na stosowanie metod statystycznych, lecz na tyle mała w porównaniu z rozmiarami Galaktyki, by globalne parametry rozmieszczenia gwiazd w jej wnętrzu były stałe.

Odległość Słońca od najbliższej gwiazdy wynosi 1.3 parseka (1 parsek, pc, odpowiada odległości 3.086×10^{13} km). Najmniejszym obszarem zawierającym istotną statystycznie liczbę gwiazd mogłaby być kula o promieniu 10 parseków o środku pokrywającym się ze Słońcem, zawierająca 300 znanych gwiazd [2]. Do ciekawych wniosków prowadzi podzielenie tej kuli na część „wewnętrzzną” o promieniu 5 parseków, zawierającą 61 gwiazd, i część „zewnątrzną”, zawierającą 239 gwiazd odległych od Słońca o 5 do 10 parseków. Odpowiednie wartości gęstości



Rys. 1. „Gwiaździsta noc”, obraz olejny namalowany przez Vincenta van Gogha w 1889 r. [w zbiorach Museum of Modern Art w Nowym Jorku] pokazuje, jak wyglądałoby nocne niebo, gdyby cała materia we Wszechświecie była materią świecąca. Z badań nad dynamiką galaktyk i współczesnych teorii powstawania galaktyk wynika, że ze świecącymi składowymi galaktyk, w których skład wchodzi przede wszystkim gwiazdy, związane są rozległe otoczki materii ciemnej o rozmiarach niekiedy ponad trzydziestokrotnie przekraczających rozmiary obszarów świecących. W większości modeli powstawania galaktyk rozmiary otoczki są rzędu odległości międzygalaktycznych. Otoczki te powstają w wyniku niestabilności grawitacyjnej drobnych fluktuacji gęstości obecnych we wczesnym Wszechświecie, a chmury gazowe, z których powstają gwiazdy gromadzą się w minimach studni potencjału grawitacyjnego otoczki. Procesy wychwytywania materii zewnętrznej przez ukształtowaną już otoczkę i zlewania się mniejszych otoczek z większymi trwają nadal. Gdyby otoczki wokół pobliskich galaktyk były widoczne gołym okiem, na niebie widzielibyśmy ponad 1000 jasnych obiektów o średnicach przekraczających rozmiary Księżyca w pełni

wynoszą 0.12 i 0.065 gwiazd na parsek sześcienny. Ponieważ gęstość nie powinna się znacząco zmieniać na tak niewielkich odległościach, skok gęstości przy przejściu od części „wewnętrznej” do „zewnętrznej” świadczy o tym, że próbka ta jest

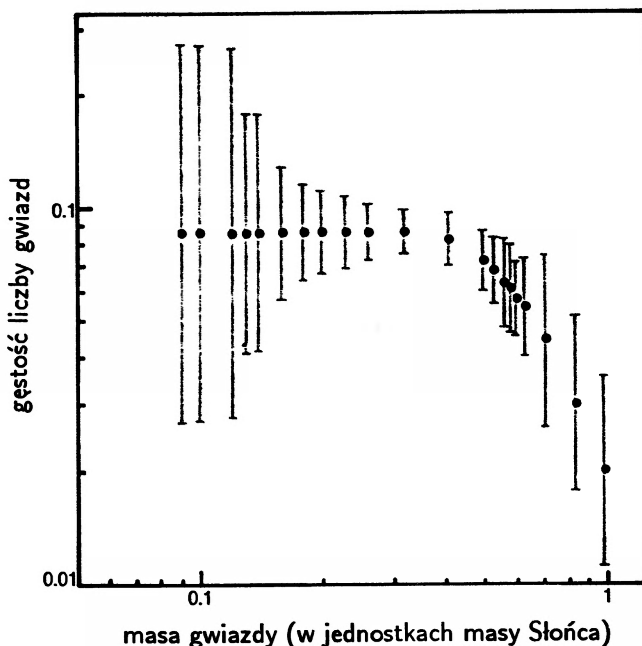
wysocze niepełna. Zatem nawet w skali odległości międzygwiazdowych mamy do czynienia z mnogością gwiazd tak słabych, że nie zostały dotąd zaobserwowane, co jest wskazówką, iż znaczną część niewidocznej materii mogą stanowić gwiazdy o niskiej jasności.

W normalnych warunkach gwiazdy znajdują się w stanie równowagi termodynamicznej, co oznacza, że energia powstająca w procesie łączenia jąder wodoru równoważy się z energią ciepłą traconą przez promieniowanie. Jednakże poniżej masy krytycznej M_c , wynoszącej 0.08 masy Słońca M_\odot , synteza helu nie zachodzi, gdyż gaz elektronowy ulega degeneracji, zanim stanie się na tyle gęsty i gorący, by mógł być zainicjowany proces termojądrowy. Gwiazdy o masach $M < M_c$, zwane „brązowymi karłami”, świecą kosztem energii zapadania się grawitacyjnego a nie reakcji syntezy [3], stąd ich jasność jest o wiele niższa niż w przypadku gwiazd, których energia pochodzi ze spalania wodoru (w miarę przechodzenia od $0.10 M_\odot$ do $0.07 M_\odot$ jasność gwiazd spada o ponad dwa rzędy wielkości). Brązowe karły świecą tak słabo, że byłyby bardzo trudne do zaobserwowania nawet gdyby ich liczba była większa niż liczba jasnych gwiazd spalających wodór, a zatem mogłyby stanowić potencjalny składnik ciemnej materii.

Możemy próbować oszacować gęstość brązowych karłów przez ekstrapolację gęstości jasnych gwiazd. Sensownie jest przy tym założyć, że masa krytyczna M_c nie odgrywa większej roli w procesach fizycznych związanych z powstawaniem gwiazd. Ponieważ procesy gwiazdotwórcze, w przeciwieństwie do masy krytycznej, nie są uwarunkowane fizyką jądrową, tempo powstawania gwiazd powyżej i poniżej M_c powinno być zbliżone. Jasność $L(M)$ gwiazdy o masie M wyznaczona na podstawie teorii wewnątrz gwiazdowych może być zweryfikowana poprzez obserwacje orbit układów podwójnych. Niech $\phi(L)dL$ będzie liczbą gwiazd o jasnościach w przedziale $[L, L + dL]$, ustaloną na podstawie katalogów gwiazdowych; gwiazdy te mają masy w przedziale $[M, M + dM]$, czyli ich liczba jest równa $n(M)dM$. Zatem gęstość liczby gwiazd jako funkcja masy wyraża się przez gęstość liczby gwiazd jako funkcję jasności wzorem

$$n(M) = \phi(L(M)) \frac{dL(M)}{dM}.$$

Otrzymana w ten sposób gęstość przedstawiona jest na rys. 2. W miarę zbliżania się do masy krytycznej M_c , staje się ona coraz bardziej nieokreślona, ponieważ stosunek dL/dM rośnie nieograniczenie, a pomiar $\phi(L)$ dla niskich jasności staje się coraz trudniejszy. Jak wynika z rysunku, dla mas poniżej M_c , gęstość $n(M)$ ma przebieg względnie płaski, co oznaczałoby, że brązowe karły stanowią znikomą małą część masy w otoczeniu Słońca. Dane obserwacyjne nie są w stanie wykluczyć, że $n(M)$ gwałtownie wzrasta dla wartości masy poniżej $0.15 M_\odot$, jakkolwiek nie ma na razie przesłanek, by taki wzrost postulować.



Rys. 2. Gęstość liczby gwiazd w otoczeniu Słońca jako funkcja masy. Czarne kropki oznaczają gładkie dopasowanie danych obserwacyjnych; krzywe mieszczące się wewnątrz oznaczonych granic błędów są również zgodne z danymi obserwacyjnymi. Jednostką miary jest liczba gwiazd na parsek sześcienny na masę Słońca [4]

Na szczęście istnieje metoda wyznaczenia całkowitej gęstości masy w tym obszarze oparta na dynamice. Gwiazdy w otoczeniu Słońca należą do dysku naszej Galaktyki, którego promień wynosi około 10 kiloparseków przy grubości zaledwie kilkuset parseków. Tak cienki dysk można traktować w przybliżeniu jako cieką, nieskończoną i jednorodną płytę. Potencjał grawitacyjny takiej płyty wynosi $U(z)$, gdzie z jest odległością (w pionie) od środkowej płaszczyzny płyty. Funkcja rozkładu gwiazd danego typu w przestrzeni fazowej $f(x, v, t)$ spełnia równanie Boltzmanna dla cząstek nie zderzających się, które wyraża zachowanie liczby cząstek oddziałujących grawitacyjnie [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_x f - \nabla_x U \cdot \nabla_v f = 0, \quad (1)$$

gdzie ∇_x i ∇_v oznaczają odpowiednio gradienty względem położenia i prędkości. Przy założeniu symetrii płyty i stacjonarności rozkładu (tzn. jego niezależności od zmiennych x , y i t), możemy obie strony równania pomnożyć przez v_z i wykonać całkowanie po prędkości, w wyniku czego otrzymamy

$$\frac{d}{dz} \nu \sigma_z^2 = -\nu \frac{dU}{dz}, \quad (2)$$

gdzie $\nu(z) = \int f(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v}$ jest gęstością liczby gwiazd, a $\sigma_z^2(z)$ ich średnią prędkością kwadratową w kierunku z , $\sigma_z^2(z) = \int v_z^2 f(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v} / \nu(z)$. Zatem na podstawie pomiarów gęstości i rozkładu prędkości gwiazd danego typu jako funkcji odległości od płaszczyzny symetrii Galaktyki można wyznaczyć potencjał $U(z)$ z równania (2) i gęstość masy $\rho(z)$ z równania Poissona. Metoda ta jest trudna do stosowania w praktyce, ponieważ błędy losowe wielkości ν i σ ulegają zwielokrotnieniu podczas dwukrotnego różniczkowania niezbędnego do obliczenia gęstości.

Rozumowanie to zostało zastosowane po raz pierwszy w 1922 r. przez Jacobusa C. Kapteyna, który doszedł do wniosku, że całkowita gęstość masy w otoczeniu Słońca przekracza nie więcej niż dwukrotnie gęstość masy jasných gwiazd. Zasadniczo oszacowanie to pozostaje słuszne do chwili obecnej. Dwa najnowsze opracowania [6] podają, że stosunek gęstości całkowitej do gęstości masy znanych nam obiektów (gwiazd i gazu międzygwiazdowego) wynosi 1.0 ± 0.3 oraz $2.6_{-1.2}^{+1.9}$ (granice 1σ). Zatem ani ekstrapolacja gęstości gwiazd na jednostkę masy $n(M)$ ani dynamika nie dostarczają przekonujących dowodów na występowanie w otoczeniu Słońca znaczących ilości ciemnej materii, jakkolwiek nie da się wykluczyć jej obecności, o ile jej gęstość byłaby zbliżona do gęstości materii zawartej w znanych obiektach.

Prostym parametrem opisującym stosunek materii ciemnej do świecącej jest stosunek masy do jasności Υ , zwykle podawany w jednostkach słonecznych: $\Upsilon_{\odot} = 1$ masa Słońca / 1 jasność Słońca, czyli ok. 0.5 w jednostkach cgs. Przez „jasność” rozumie się zazwyczaj jasność w widzialnej części widma, co jest zrozumiałe, gdyż gwiazdy, największy znany składnik masy galaktyk, obserwowane są na ogół w świetle widzialnym. Gdyby w otoczeniu Słońca nie było w ogóle ciemnej materii, stosunek masy do jasności byłby bliski jedności i wynosił ok. $1.5 \Upsilon_{\odot}$, co wynika z tego, iż Słońce należy do przeciętnych gwiazd, natomiast dla wyższej z wyznaczonych ostatnio wartości wynosi on do $7 \Upsilon_{\odot}$.

Krzywe rotacji galaktyk

Gwiazdy w galaktykach spiralnych rozmieszczone są przede wszystkim wewnątrz cienkiego dysku i krążą po prawie kołowych orbitach wokół środka galaktyki. Prędkość orbitalna v_c przy danym promieniu R może być wyznaczona z przesunięcia dopplerowskiego linii widmowych w skumulowanym świetle gwiazd bądź też gazu międzygwiazdowego, który porusza się wraz z gwiazdami.

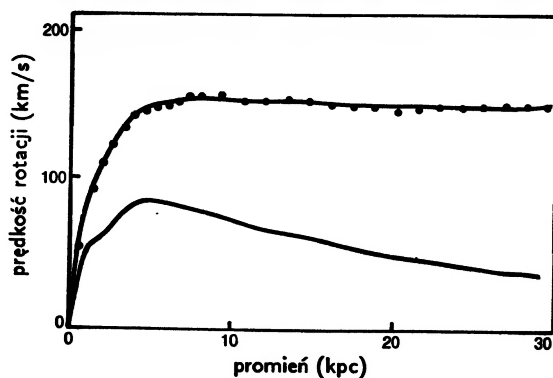
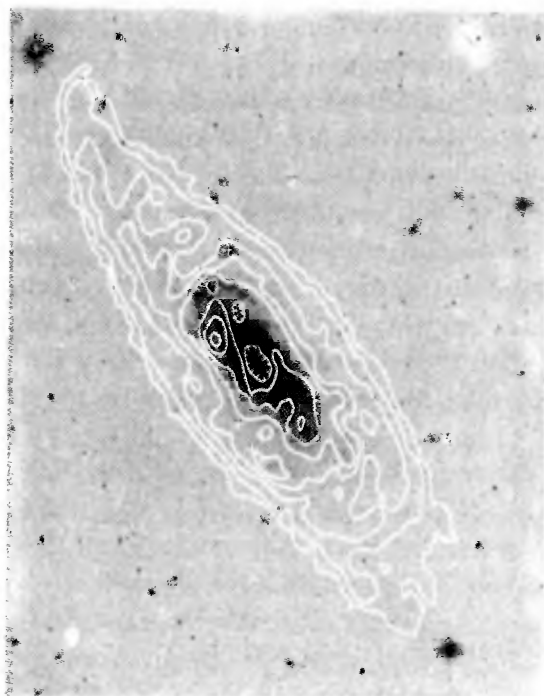
Aby wykryć obecność ciemnej materii w jakiejś galaktyce, porównujemy przyspieszenie dośrodkowe v_c^2/R wyznaczone na podstawie obserwacji tych ruchów z obliczonym przyspieszeniem grawitacyjnym wywoływanym przez materię świe-

całą, złożoną głównie z gwiazd. Rysunek 3 pokazuje obserwacyjną krzywą rotacji $v_c(R)$ w galaktyce spiralnej NGC 3198 oraz prędkość orbitalną wyznaczoną przy założeniu, że jasność powierzchniowa dysku jest proporcjonalna do gęstości powierzchniowej, a ciemnej materii nie ma w ogóle. W tym konkretnym przypadku przyjęto dla dysku największy możliwy stosunek masy do jasności (przy większym stosunku prędkość wyznaczona dla obszarów wewnętrznych byłaby wyższa niż prędkość ustalona na podstawie obserwacji). Nawet przy tak skrajnym założeniu prędkość obliczona jest ponad trzykrotnie niższa niż prędkość obserwowana dla najdalej położonego punktu pomiarowego (dla większych wartości promienia gęstość gazu międzygwiazdowego jest zbyt niska, by możliwy był pomiar prędkości). Wynika stąd, że teoretyczna wartość pola grawitacyjnego dysku jest dziesięciokrotnie niższa niż wartość niezbędna do wyjaśnienia obserwowanej rotacji.

Ostatecznie dochodzimy do wniosku, że gwiazdy i inna materia świecąca stanowią nie więcej niż 10% całkowitej masy tej galaktyki. Pozostałe co najmniej 90% stanowi materia ciemna. Większość owej materii musi być rozmieszczona w odległościach większych niż gwiazdy, gdyż w przeciwnym przypadku prędkość rotacji w rejonach zewnętrznych zmieniłaby się zgodnie z prawami Keplera, tj. $v_c(R) = (\frac{GM}{R})^{1/2} \propto R^{-1/2}$, podczas gdy w rzeczywistości prędkość ta jest mniej więcej stała w obrębie zewnętrznych dwóch trzecich galaktyki.

Wynik ten można również uważać za dolną granicę stosunku masy do jasności. Granica ta zależy od odległości d do galaktyki, którą można wyznaczyć z jej prędkości radialnej v i zależności $v = H_0 d$, gdzie H_0 jest stałą Hubble'a (ściślej, $v = H_0 + v_p$, gdzie v_p jest prędkością swoistą galaktyki, która zwykle wynosi poniżej 500 km/s; prędkość swoista galaktyki występująca w tym równaniu określona jest jako różnica pomiędzy jej prędkością rzeczywistą a prędkością wyznaczoną na podstawie prawa Hubble'a). Będziemy się posługiwać wartością $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, jakkolwiek poważne oszacowania wartości H_0 uzyskane różnymi metodami [9] wahają się od poniżej 50 do ponad 100. Przy tej wartości stałej Hubble'a, odległość NGC 3198 wynosi 9.2 Mpc, a stosunek masy do jasności Υ – co najmniej $40 \Upsilon_{\odot}$, co przewyższa ponad dwudziestokrotnie wartość tego stosunku w otoczeniu Słońca. Podobne wartości stosunku masy do jasności i płaski przebieg krzywych rotacji są charakterystyczne dla większości galaktyk spiralnych, w tym i naszej Galaktyki [10].

Z kształtu krzywych rotacji można wnosić, że ciemna materia rozmieszczona jest w postaci rozległych otoczek wokół jasnych gwiazd. Prosty model empirycznym opisującym rozkład gęstości w takiej otoczce jest rozkład sferyczny $\rho(r) = \rho_0 / (1 + r^2/r_c^2)$, gdzie promień jądra r_c i gęstość centralna ρ_0 są parametrami dopasowania. Jak widać z rys. 3, krzywe rotacji uzyskane przy zastosowaniu



Rys. 3. Galaktyka spiralna i jej krzywa rotacji. U góry: Obraz optyczny galaktyki spiralnej NGC 3198, na który nałożono mapę konturową rozkładu gęstości kolumnowej wodoru. Wodór, obserwowany w o wiele większych odległościach niż gwiazdy, stanowi lepszy wskaźnik rozkładu masy w większej skali. Zakreskowana elipsa w lewym dolnym rogu pokazuje zdolność rozdzielczą obserwacji wodoru. U dołu: Prędkość rotacji gazu jako funkcja promienia (czarne kropki) w porównaniu z prędkością kołową obliczoną przy założeniu, że cała masa galaktyki występuje w postaci jasnych gwiazd i świecącego gazu międzygwiazdowego (krzywa dolna). Krzywa górna stanowi najlepsze dopasowanie prędkości kołowej obliczonej przy założeniu, że galaktyka posiada sferyczną otoczkę, której gęstość opisana jest empirycznym wzorem $\rho \propto 1/(1 + r^2/r_c^2)$, gdzie r_c jest promieniem jądra [7,8]

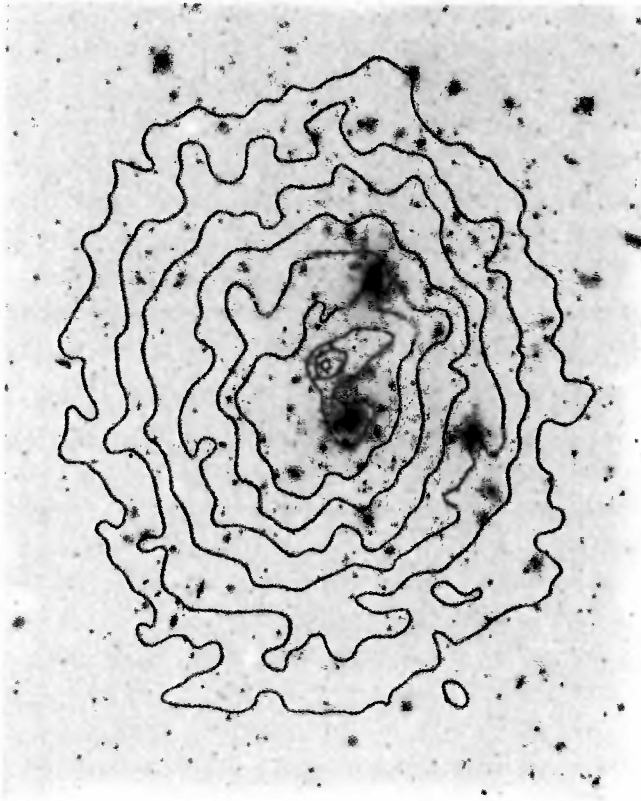
tego modelu są całkiem zadowolające. Odpowiadająca im masa ciemnej materii zawarta wewnątrz kuli o promieniu r jest proporcjonalna do r dla $r \gg r_c$. Jest oczywiste, że proporcjonalność powinna się urywać dla wystarczająco dużego promienia r_{\max} , aby masa galaktyki nie była nieskończona, lecz z krzywych rotacji wynika jedynie, że r_{\max} musi leżeć w pobliżu lub poza ostatnimi punktami pomiarowymi na krzywej rotacji. Jeśli posłużymy się metodami o dokładności mniejszej niż analiza krzywych rotacji, jak pomiar względnych prędkości par galaktyk lub kinematyka karłowatych galaktyk-satelitów [11], możemy uzyskać wartości $r_{\max} = 100$ kpc lub jeszcze większe. W ten sposób dochodzimy do dwóch istotnych wniosków, że całkowita masa i rozmiary normalnych galaktyk są praktycznie nieznane oraz że ciemna materia stanowi od 90% do 99% masy galaktyk.

Do lat siedemdziesiątych wyznaczanie krzywych rotacji wykonywano wyłącznie dla wewnętrznych obszarów galaktyk. Obserwatorzy ekstrapolowali na ogół krzywe rotacji poza ostatni punkt pomiarowy przy założeniu, że krzywe te spełniają prawa Keplera, ponieważ większość materii świecącej skupiona jest znacznie bliżej środka galaktyk. Ekstrapolacja ta pozwalała na bezpośrednie, choć niezbyt pewne, ustalenie masy galaktyki. Z dzisiejszej perspektywy wydaje się doprawdy dziwne, że nie uświadamiano sobie w większym stopniu niebezpieczeństw takiej ekstrapolacji. Na początku lat siedemdziesiątych pojawiły się przeprowadzane z dużą zdolnością rozdzielczą obserwacje gazu międzygwiazdowego. Z otrzymywanych na ich podstawie płaskich krzywych rotacji wynikało jasno, że masa galaktyk nie zawiera się wyłącznie w świecącym dysku [10]. Obecnie, na podstawie krzywych rotacji dziesiątków galaktyk możemy kategorycznie stwierdzić, że większość materii w galaktykach spiralnych jest materią ciemną.

Gromady galaktyk

Galaktyki we Wszechświecie nie są rozmieszczone równomiernie, lecz tworzą bogatą hierarchię układów, począwszy od galaktyk podwójnych, poprzez grupy składające się z kilku galaktyk, aż po gromady zawierające tysiące galaktyk. Jedną z największych bliskich gromad jest gromada w Warkoczu Bereniki (Coma), pokazana na rys. 4.

Centralne obszary gromad galaktyk stanowią najrozleglejsze obszary równowagi sił grawitacyjnych we Wszechświecie, a tym samym są właściwym miejscem, gdzie należy szukać ciemnej materii. Funkcja rozkładu w przestrzeni fazowej $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ dla gromady galaktyk spełnia równanie Boltzmanna dla cząstek nie zderzających się (równanie (1)), które może być rozwiązane przy założeniu symetrii sferycznej (znaczny stopień eliptyczności wielu gromad nie zmienia zna-



Rys. 4. Gromada galaktyk. Na optyczny obraz gromady Coma nałożono mapę konturową powierzchniowej jasności rentgenowskiej otrzymaną na podstawie pomiarów wykonanych przez satelitę *Einstein*. Dwie najjaśniejsze z widocznych galaktyk oddalone są od siebie o 7 minut łuku, czyli 190 kiloparseków (udostępnione przez Williama Formana i Christine Jones z Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts)

cząco otrzymanych w ten sposób wyników), niezależności od czasu i izotropowego rozkładu prędkości. Mnożąc równanie (1) przez prędkość radialną v_r i całkując po przestrzeni prędkości, otrzymujemy równanie równowagi hydrostatycznej

$$\frac{d(\nu\sigma^2)}{dr} = -\nu\frac{dU}{dr}, \quad (3)$$

gdzie $\nu(r)$, zdefiniowane jako $\int f(r, v)dv$, jest gęstością liczby galaktyk w odległości r od środka gromady; $\sigma^2(r)$, zdefiniowane jako $\frac{1}{3} \int v^2 f(r, v)dv / \nu(r)$, jest ich średnią kwadratową prędkością w jednym kierunku, a $U(r)$ jest potencjałem grawitacyjnym.

Na podstawie obserwacji otrzymujemy rozkład gęstości i rozrzut prędkości

zrzutowane wzdłuż linii widzenia, a z nich z kolei $\nu(r)$ i $\sigma(r)$. Potencjał $U(r)$ otrzymujemy z równania (3), a masę $M(r)$ zawartą wewnątrz kuli o promieniu r można obliczyć ze wzoru $GM(r)/r^2 = dU/dr$.

Z obliczeń tych wynika, że masa zawarta w kuli o promieniu $r = 1.3$ Mpc i koncentrycznej z gromadą Coma wynosi ok. $8 \times 10^{14} M_{\odot}$. Przyjęte przez nas założenie o izotropowości rozkładu prędkości jest dość dowolne, lecz dla innych możliwych założeń wyniki są podobne, przynajmniej dla tej wartości promienia [12]. Istotną zaletą założenia izotropowości jest to, że otrzymana gęstość materii jest w przybliżeniu proporcjonalna do obserwowanej gęstości liczby galaktyk, co jest naturalne, gdy w skali całej gromady nie występują zjawiska prowadzące do odseparowania ciemnej materii od galaktyk. Otrzymany stosunek masy do jasności wynosi $300 \Upsilon_{\odot}$, co jest wartością o wiele większą niż $10 \Upsilon_{\odot}$, przewidywaną dla składowej gwiazdowej typowej dla galaktyk w gromadzie. Zatem gwiazdy stanowią jedynie kilka procent całkowitej masy gromady.

Coma należy do gromad będących silnymi źródłami promieniowania rentgenowskiego [12], o jasnościach rzędu 10^{44} erg/s. Promieniowanie rentgenowskie powstaje w nich jako termiczne promieniowanie hamowania w gazie o temperaturze ok. 10^8 K. Gaz jest zatem również składnikiem materii świecącej, promieniującym w zakresie rentgenowskim. Oszacowania całkowitej masy gazu wahają się w zależności od przyjętego modelu, lecz żadne nie dają więcej niż 20% całkowitej masy zawartej w kuli o promieniu 1.3 Mpc, tak więc 80% masy tej gromady nadal stanowi materia ciemna.

Obserwacje w zakresie rentgenowskim mogą również posłużyć do sprawdzenia naszych oszacowań masy gromady. Gaz w centralnych obszarach gromady znajduje się w równowadze hydrostatycznej, co oznacza, że

$$\frac{dp}{dr} = -\rho_g \frac{dU}{dr}, \quad (4)$$

gdzie $\rho_g(r)$ i $p(r)$ są odpowiednio gęstością i ciśnieniem gazu. Mapy rentgenowskie uzyskane za pomocą satelity *Einstein* (rys. 4) i obserwacje widm wykonane za pomocą satelitów *Tenma* i *Exosat* mogą być wykorzystane do skonstruowania modeli rozkładu temperatury i gęstości gazu. W połączeniu z równaniem (4) i równaniem gazu doskonałego dają one gradient potencjału dU/dr , a tym samym i rozkład masy. Stwierdzamy, że masa zawarta w kuli o promieniu 1.3 Mpc wynosi $(5-10) \times 10^{14} M_{\odot}$, co jest bliskie wartości otrzymanej z rozważań kinematycznych [12].

Ciemna materia w gromadach nie może być związana z rozległymi otoczkami wokół galaktyk, gdyż zostałyby one rozerwane przez siły pływowe, w następstwie czego powstałby równomierny rozkład tej materii wewnątrz gromady z zanurzonymi w nim galaktykami pozbawionymi otoczek.

Fritz Zwicky w 1933 r. pierwszy zwrócił uwagę na możliwość występowania ciemnej materii w gromadach. Jego oryginalna praca opierała się na zaledwie siedmiu prędkościach radialnych galaktyk, a odległość do gromady Coma była zaniżona co najmniej pięciokrotnie. Na szczęście błędne wartości odległości w jego obliczeniach wzajemnie się znoszą i generalny wniosek pozostaje słuszny, a obecnie uważany jest wręcz za niepodważalny: prawie cała materia zawarta w gromadzie Coma jest materią ciemną. Badania innych grup i gromad galaktyk, jak również pomiary ugięcia i zwielokrotnienia obrazów odległych galaktyk w wyniku soczewkowania grawitacyjnego w polu grawitacyjnym gromad galaktyk, prowadzą do analogicznych rezultatów [13].

Dynamika Wszechświata

W standardowym modelu kosmologicznym Friedmanna-Robertsona-Walkera Wszechświat w dużej skali jest jednorodny i izotropowy [14]. Oczywiście, w małej skali mamy do czynienia z nieregularnościami, takimi jak gwiazdy, galaktyki i gromady galaktyk, ale aby przybliżenie FRW było słuszne, musi istnieć odległość r_* taka, że średnia gęstość $\bar{\rho}$ i inne własności lokalne są w przybliżeniu takie same w każdym sześciacie o boku r_* , umieszczonym w dowolnym miejscu Wszechświata. Z obserwacji wynika, że r_* wynosi ok. 50 Mpc, co stanowi ok. 1% rozmiarów obserwowanej części Wszechświata, które są rzędu $c/H_0 = 4000$ Mpc, a zatem przybliżenie FRW jest zasadne.

Użytecznym parametrem charakteryzującym udział ciemnej materii w modelach FRW jest parametr gęstości Ω , zdefiniowany jako stosunek średniej gęstości Wszechświata do gęstości krytycznej, $\Omega = \bar{\rho}/\rho_c$, gdzie $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G) = 1.06 \times 10^{-29}$ g/cm³. Parametr gęstości stanowi (w newtonowskim opisie ewolucji) stosunek bezwzględnej wartości potencjału grawitacyjnego do energii kinetycznej związanej z ekspansją Hubble'a, tak więc przy $\Omega < 1$ Wszechświat będzie się rozszerzał w nieskończoność, podczas gdy przy $\Omega > 1$ po okresie rozszerzania nastąpi zapaść (przy założeniu zerowej wartości stałej kosmologicznej [15]). A zatem wartość Ω określa geometrię Wszechświata: jeżeli $\Omega > 1$, mamy Wszechświat zamknięty o geometrii sferycznej, natomiast jeżeli $\Omega < 1$, Wszechświat jest otwarty i jego geometria jest hiperboliczna.

Średnia gęstość masy $\bar{\rho}$ jest iloczynem średniej gęstości jasności $\bar{\epsilon}$ i średniego stosunku masy do jasności Υ . Z przeglądów galaktyk [16] wynika, że $\bar{\epsilon} = 1.3 \times 10^8 L_\odot/\text{Mpc}^3$ z dokładnością do czynnika 2, z czego wynika, iż

$$\Omega \equiv \bar{\Upsilon}/\Upsilon_c, \quad (5)$$

gdzie $\Upsilon_c = 1200\Upsilon_\odot$. Zatem, jeśli przykładowo $\bar{\Upsilon}$ równa się stosunkowi masy do

jasności dla gromady Coma, wynoszącemu $300 \Upsilon_{\odot}$, to Ω wynosi 0.25 i Wszechświat jest otwarty.

Zdaniem wielu kosmologów, $\Omega = 1$ z dużym stopniem dokładności. Do rozpowszechnienia tego przekonania przyczyniła się hipoteza inflacji kosmologicznej [17], pozwalająca na rozwiązanie szeregu problemów pojawiających się w standardowym modelu kosmologicznym, która przewiduje $\Omega = 1$ oraz zachodzenie silnej zasady kopernikańskiej (aby zrozumieć, na czym polega ta zasada, załóżmy na przykład, że $\Omega \approx 0.25$ i Wszechświat jest otwarty; w modelu standardowym Ω jest bardzo bliskie jedności na początku ewolucji i bardzo bliskie zera w końcowych fazach; nie ma żadnych oczywistych przesłanek, by przypuszczać, że żyjemy w tym szczególnym okresie, kiedy Ω jest jeszcze bliskie jedności). Kolejną zaletą przyjęcia, że $\Omega = 1$, jest to, iż wychwytywanie materii z otoczenia protogalaktyki może stanowić naturalne wyjaśnienie tworzenia się rozległych otoczek ciemnej materii wokół galaktyk.

Istnieje kłopotliwy zarzut przeciwko założeniu, że $\Omega = 1$, polegający na porównaniu wieku Wszechświata w modelu standardowym z wiekiem gwiazd. Z modeli ewolucji gwiazd wynika, że wiek najstarszych gwiazd powinien wynosić $t_{*} = 15 \pm 3$ miliardy lat [18]. Wiek Wszechświata w modelu standardowym wynosi $t_0 = f(\Omega)/H_0$, gdzie $f(\Omega) = 1$ dla $\Omega = 0$ i $\frac{2}{3}$ dla $\Omega = 1$. Jeżeli $\Omega = 1$, to, aby uniknąć sprzeczności z warunkiem $t_{*} < t_0$, trzeba przyjąć $H_0 < 45 \pm 9 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, co jest o wiele poniżej przyjętej uprzednio przez nas wartości 75 i należy do najniższych z wartości wyznaczonych przy użyciu różnych metod [9]. Nie można jednak należycie ocenić istotności tego zarzutu bez zawężenia zakresu możliwych wartości stałej Hubble'a i nie dysponując przekonującym modelem alternatywnym dla modelu standardowego.

Ponieważ geometria Wszechświata zależy od Ω , możliwe powinno być wyznaczenie średniej gęstości $\bar{\rho}$ na podstawie pomiarów geometrycznych, takich jak zależność od odległości jasności lub gęstości galaktyk. Jednakże słabo jeszcze poznane efekty ewolucyjne – osłabienie blasku galaktyk z ich wiekiem czy też zwiększenie jasności wskutek łączenia się bliskich galaktyk – na ogół dominują nad tą zależnością od geometrii. Bardziej obiecującym, jakkolwiek równie trudnym do stosowania w praktyce, podejściem jest nałożenie ograniczeń na geometrię przy wykorzystaniu zjawiska soczewkowania grawitacyjnego [13]. W chwili obecnej żadna z metod geometrycznych nie pozwala na wiarygodne określenie wartości Ω , tak więc w dalszym ciągu skupię uwagę na wyznaczaniu tej wartości metodami dynamicznymi.

Omawiane do tej pory pomiary dotyczyły stosunku masy do jasności w skali nie przekraczającej 1 Mpc. Równanie (5) wymaga jednak znajomości średniego stosunku masa–jasność w skali znacznie przewyższającej r_{*} , tj. ok. 50 Mpc. War-

tości te mogą się znacznie od siebie różnić. Jeżeli na przykład gwiazdy i galaktyki powstają przede wszystkim w obszarach o dużej gęstości, takich jak gromady galaktyk, to średni stosunek masy do jasności może być znacznie wyższy niż analogiczny stosunek w centralnych obszarach gromad typu Comy. W jednym z prostych modeli empirycznych takiego „nierównomiernego” powstawania galaktyk [19], fluktuacje gęstości liczby galaktyk $n(\mathbf{x})$ są proporcjonalne do fluktuacji gęstości materii $\rho(\mathbf{x})$:

$$\delta_n(\mathbf{x}) = b\delta_\rho(\mathbf{x}), \quad (6)$$

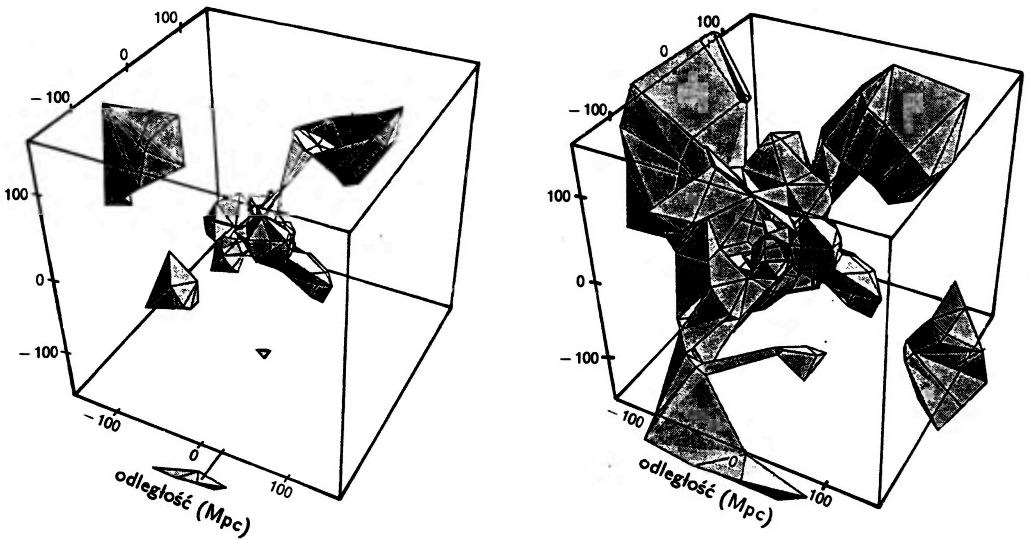
gdzie $\delta_n = n(\mathbf{x})/\bar{n} - 1$, $\delta_\rho = \rho(\mathbf{x})/\bar{\rho} - 1$ a stała $b \geq 1$ nosi nazwę współczynnika nierównomierności.

Wyznaczanie stosunku masy do jasności w skali rzędu r_* i większej wymaga użycia metod innych niż w przypadku galaktyk i gromad galaktyk. Proces zapadania grawitacyjnego w strukturach tego rzędu jest dopiero w fazie początkowej, stąd ich ewolucję można opisać przez wprowadzenie zaburzeń liniowych do modelu standardowego. Prostim wnioskiem z przybliżenia liniowego jest to, że prędkość swoista v_p powinna być wprost proporcjonalna do swoistego przyśpieszenia grawitacyjnego wywołanego przez fluktuacje gęstości $\delta\rho(\mathbf{x})$, które z kolei, jeśli stosuje się równanie (6), mogą być wyznaczone z fluktuacji $\delta n(\mathbf{x})$ gęstości liczby galaktyk [20].

Wynik ten może być zweryfikowany na przykładzie prędkości swoistej naszej Galaktyki, czy też – bardziej poprawnie – na przykładzie prędkości swoistej środka masy Grupy Lokalnej galaktyk. Grupa Lokalna obejmuje oprócz naszej Galaktyki powiązaną z nią oddziaływaniami grawitacyjnymi galaktykę M31 w odległości 0.7 Mpc. Prędkość swoista Grupy Lokalnej, wyznaczona na podstawie ruchu Słońca względem układu odniesienia związanego z kosmicznym promieniowaniem tła [20], wynosi 600 ± 27 km/s w kierunku punktu o współrzędnych galaktycznych 268° długości i 27° szerokości.

Najlepszą z dostępnych próbek statystycznych do wyznaczenia fluktuacji gęstości liczby galaktyk $\delta n(\mathbf{x})$ są galaktyki zaobserwowane przy pomocy satelity do obserwacji w podczerwieni IRAS. Ten wolny od wpływu pyłu międzygalaktycznego przegląd, obejmujący prawie całe niebo, odznacza się prawidłową kalibracją strumienia i dotyczy wystarczająco dużej objętości Wszechświata – do odległości ponad 100 Mpc. $\delta n(\mathbf{x})$ wyznaczone na podstawie danych IRAS pokazane jest na rys. 5.

Okazuje się, że prędkość swoista Grupy Lokalnej v_p i przyśpieszenie swoiste g wyznaczone na podstawie rozmieszczenia galaktyk z przeglądu IRAS mają zgodne kierunki – z dokładnością do 10° – tak jak przewiduje przybliżenie liniowe [21]. Świadczy to o tym, że prędkość swoista Grupy Lokalnej jest skutkiem przyśpieszenia grawitacyjnego pochodzącego od pobliskich (tzn. znajdujących się w



Rys. 5. Gęstość galaktyk w otoczeniu Słońca. Zaciemnione obszary oznaczają miejsca, w których przyrost względny gęstości liczby galaktyk, $\delta_n = (n(x)/\bar{n}) - 1$, przekracza +0.5 (rysunek po lewej) oraz +0.3 (rysunek po prawej). Wszystkie odległości podane są w megaparsekach [23]

odległości do ok. 100 Mpc) fluktuacji gęstości.

Po tym zachęcającym wyniku, następnym krokiem było dopasowanie pola prędkości swoistych dużej próbki pobliskich galaktyk do teorii zaburzeń liniowych. Dopasowanie to wyznacza kombinację parametrów $\lambda \equiv \Omega^{0.6}/b$. Z dwóch niezależnych przeglądów uzyskano $\lambda = 0.95 \pm 0.20$ i 0.89 ± 0.16 , co zgodne jest z hipotezą $\Omega = 1$, o ile współczynnik nierównomierności b w dużej skali jest bliski jedności [22,23].

W ten sposób analiza funkcji rozkładu pobliskich galaktyk (do 100 Mpc) w przestrzeni fazowej dostarcza uzasadnienia obserwacyjnego dla przyjętej ze względów teoretycznych wartości $\Omega = 1$, o ile profil gęstości liczby galaktyk w dużej skali odwzorowuje profil gęstości materii.

Czym jest ciemna materia?

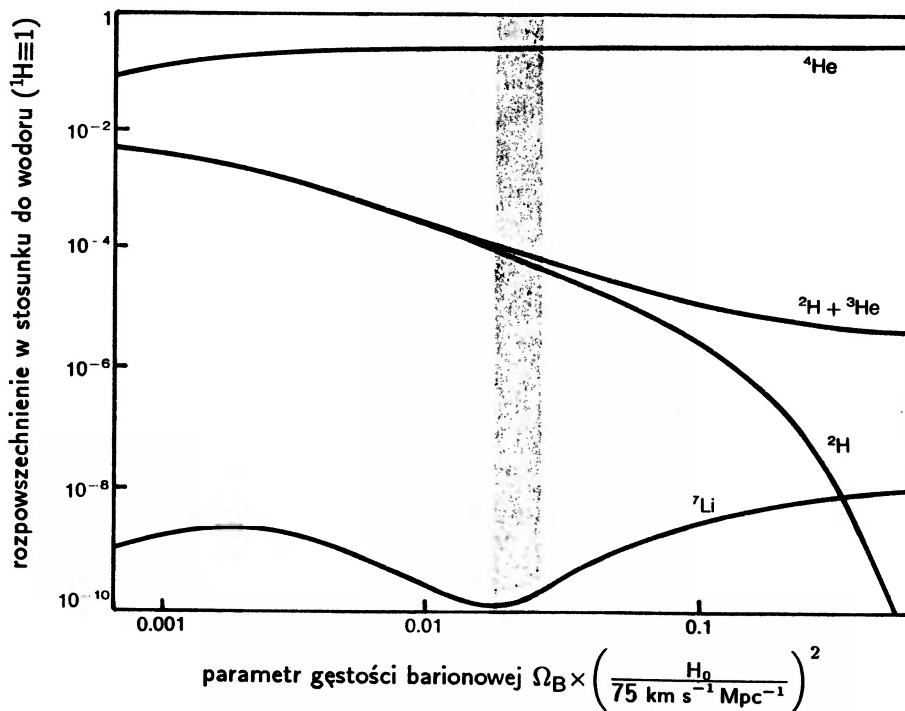
Jakkolwiek głównym celem tego artykułu jest przedstawienie argumentów na rzecz istnienia ciemnej materii, przedstawię tu również krótko, co wiemy o naturze tej materii.

Silne ograniczenie całkowitej gęstości barionów nakładane jest przez obserwowane rozpowszechnienie lekkich pierwiastków. W modelu standardowym ^2H , ^3He ,

${}^4\text{He}$ i ${}^7\text{Li}$ powstały w ciągu pierwszych 10^3 sekund po Wielkim Wybuchu, gdy temperatura przekraczała 5×10^8 K. Wartości rozpowszechnienia przewidywane przez model standardowy zależą od jednego parametru, za który można przyjąć obecną średnią gęstość barionów $\bar{\rho}_B$. Obserwowane rozpowszechnienie zgodne jest z przewidywaniami modelu standardowego [24] wtedy i tylko wtedy, gdy parametr gęstości barionów Ω_B , zdefiniowany jako $\bar{\rho}_B/\rho_c$, spełnia warunek

$$0.02 \leq \Omega_B (H_0/75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})^2 \leq 0.03. \quad (7)$$

Jak wynika z rysunku 6, jeśli Ω_B jest większe niż ograniczenie górne, ilość ${}^2\text{H}$ pochodzenia kosmologicznego jest zbyt niska. Reakcje jądrowe zachodzące w gwiazdach nie są w stanie tego zrekomensować, gdyż jeszcze bardziej zmniejszają ilość ${}^2\text{H}$. Natomiast poniżej ograniczenia dolnego, łączne rozpowszechnienie ${}^2\text{H}$ i ${}^3\text{He}$ jest zbyt wysokie (mówimy tu o łącznym rozpowszechnieniu, ponieważ przeważająca część ${}^3\text{He}$ powstaje w wyniku spalania ${}^2\text{H}$). Odchylenia w obu kierunkach prowadzą do wytworzenia zbyt wielkich ilości ${}^7\text{Li}$.



Rys. 6. Teoretyczne rozpowszechnienie lekkich pierwiastków jako produktów kosmologicznej nukleosyntezy w funkcji Ω_B (stosunek gęstości materii barionowej do gęstości krytycznej) oraz stałej Hubble'a H_0 . Zaciemniony pasek oznacza zakres zgodny z obserwacjami [24]

Podstawowa niepewność wyznaczenia Ω_B jest wynikiem rozrzutu wartości stałej Hubble'a H_0 otrzymanych różnymi metodami. Nawet jeżeli H_0 wynosi jedynie $50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, z ograniczenia określonego równaniem (7) wynika, że $\Omega_B \leq 0.07$. Jest to gęstość zbyt mała, by wyjaśnić wartość Ω wynikającą z masy gromady Coma ($\Omega \approx 0.25$) lub z wielkoskalowych fluktuacji gęstości i prędkości swoistych ($\Omega \approx 0.75\text{--}1.15$, o ile współczynnik nierównomierności dla galaktyk z przeglądu IRAS jest bliski jedności), a także wartość postulowaną w modelu wszechświata inflacyjnego ($\Omega = 1$). Zatem dominujący wkład do masy Wszechświata nie może pochodzić od barionów.

Pociągającą możliwością jest niebarionowa materia ciemna składająca się ze słabo oddziaływających, trwałych cząstek elementarnych o niezerowej masie, zwanych krótko „WIMP-ami” (ang. Weakly Interacting, Massive Particles), powstających w gorącej, gęstej fazie wczesnego Wszechświata. Kilku możliwych acz hipotetycznych propozycji takich cząstek dostarczają niestandardowe modele fizyki cząstek elementarnych; należą do nich neutrino o niezerowej masie, neutralina i aksjony – niektóre z nich mogą być obserwowane w laboratorium [25] (patrz artykuł Leo Stodolsky'ego w *Physics Today* 44, nr 8, 24 (1991)).

Z równania (7) wynika, że $\Omega > 0.01$, nawet jeżeli H_0 wynosi aż $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Na mocy równania (5), średni stosunek masy do jasności jest zatem większy niż $12\Upsilon_{\odot}$. Jest to znacznie więcej niż stosunek masy do jasności dla gwiazd i gazu międzygwiazdowego w otoczeniu Słońca, charakterystyczny dla galaktyk spiralnych. Wynika stąd, iż znaczącą część ciemnej materii musi stanowić również materia barionowa, najprawdopodobniej w postaci brązowych karłów lub zwartych pozostałości procesu ewolucyjnego gwiazd – białych karłów, gwiazd neutronowych i czarnych dziur.

Na zakończenie trzeba jeszcze rozważyć możliwość, że to, co przyjmujemy za przejawy istnienia ciemnej materii, jest wynikiem nieadekwatności stosowanych obecnie praw grawitacji lub dynamiki. Nie ma praktycznie dowodów na to, by teoria grawitacji Newtona była słuszna w skali większej niż 0.1 pc , odpowiadającej rozmiarom chmury kometarnej wokół Układu Słonecznego. Możemy zatem na przykład rozważać zmodyfikowanie newtonowskiej formuły na przyspieszenie grawitacyjne pochodzące od masy punktowej M , $a = GM/R^2$, na $a = GM/R^2 + GM/(R_0R)$, gdzie R_0 byłoby pewną nową długością fundamentalną. Prędkość kołowa wokół masy M dla odległości $R \gg R_0$ będzie wówczas wynosiła $v_c = (GM/R_0)^{1/2}$, co jest zgodne z płaskim przebiegiem krzywych rotacji galaktyk spiralnych. Jedną z szeregu trudności, na jakie napotyka ta hipoteza, jest to, że jeżeli stosunek masy do jasności jest stały – a taki powinien być w przypadku niewystępowania materii ciemnej – to prędkość kołowa powinna spełniać zależność $v_c \propto L^{1/2}$, gdzie L jest jasnością całkowitą galaktyki. Jest to sprzeczne

z wynikami obserwacji dla galaktyk spiralnych, według których $v_c \propto L^{0.25}$ dla ponad dwóch rzędów zakresu jasności (prawo Tully’ego-Fishera dla podczerwieni).

O wiele bardziej interesującą propozycję przedstawił Mordehai Milgrom z Instytutu Naukowego Weizmanna w Rehovot (Izrael). Polega ona na wprowadzeniu nowego przyspieszenia fundamentalnego a_0 , takiego że przyspieszenie od masy punktowej M wynosiłoby

$$a = \begin{cases} GM/R^2, & \text{dla } a \gg a_0, \\ (GMa_0)^{1/2}, & \text{dla } a \ll a_0. \end{cases} \quad (8)$$

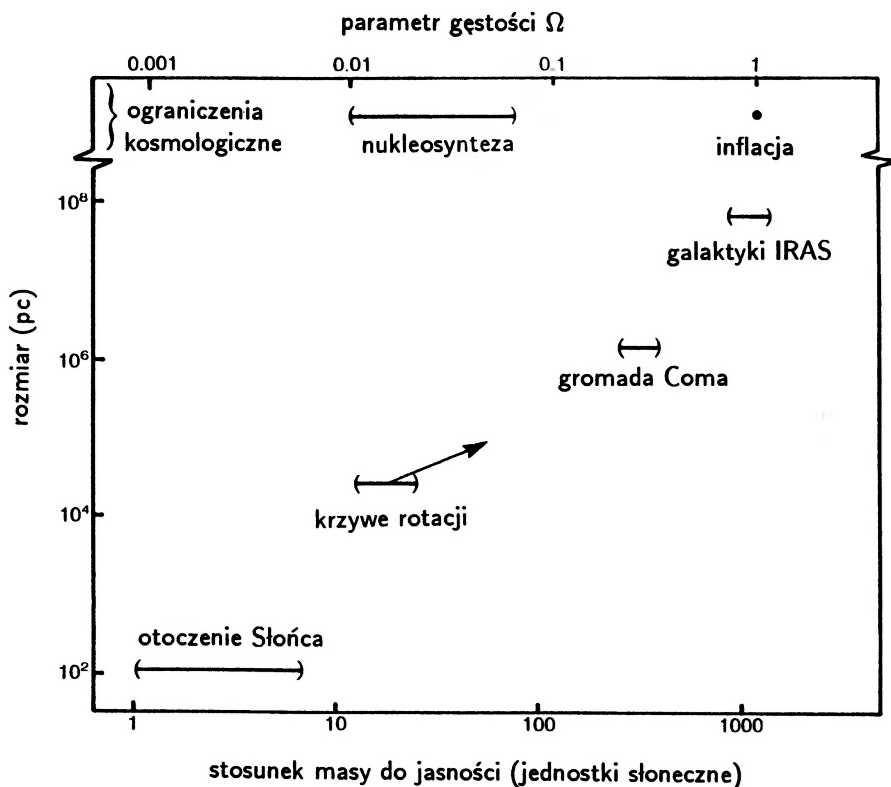
W tym przypadku prędkość kołowa dla dużych odległości wynosi $v_c = (GMa_0)^{1/4}$ i dla stałego stosunku masy do jasności mamy $v_c \propto L^{1/4}$, co jest zgodne z prawem Tully’ego-Fishera.

To zmodyfikowane przyspieszenie, określone równaniem (8), pozwala na zaskakująco skuteczne wyjaśnienie dynamicznych efektów ciemnej materii, przy czym stała $a_0 \approx 1 \times 10^{-8} \text{ cm/s}^2$. Może być ono również otrzymane z lagranżjanu nierelatywistycznego, lecz jak dotąd nie udało się zastąpić ogólnej teorii względności taką teorią relatywistyczną, która daje równanie (8) w przybliżeniu słabego pola [26].

Na rys. 7 zestawione są wszystkie świadectwa istnienia ciemnej materii opisane w tym artykule. Zarysowują się przy tym następujące tendencje ogólne, potwierdzone również przez szereg innych, nie omówionych tutaj, argumentów natury dynamicznej o różnej dokładności i ścisłości:

- Ilość materii ciemnej przewyższa ilość materii świecącej w praktycznie wszystkich układach astronomicznych rzędu co najmniej galaktyki.
- Stosunek materii ciemnej do świecącej wykazuje ogólną tendencję do powiększania się ze wzrostem skali.
- W skali większej niż 10 Mpc stosunek materii ciemnej do świecącej, określony stosunkiem całkowitej masy do jasności, jest niezależny od skali i jest rzędu 10^3 w jednostkach słonecznych, co wystarcza, aby całkowita gęstość materii była równa lub większa niż gęstość krytyczna, potrzebna do zamknięcia Wszechświata.
- Co najmniej 90% materii we Wszechświecie nie składa się z barionów.

W chwili obecnej zmuszeni jesteśmy przyznać z zakłopotaniem, że właściwie nie wiemy, z czego zasadniczo składa się Wszechświat. Bardziej optymistycznym poglądem jest, że to, co udało się wyjaśnić na temat ciemnej materii w ciągu ostatnich dwóch dziesięcioleci, stanowi pierwszy etap rewolucji przeciwko kosmologii „barionocentrycznej”, będącej w istocie dalszym ciągiem zapoczątkowanej przez Kopernika rewolucji przeciwko kosmologii geocentrycznej.



Rys. 7. Ograniczenia na stosunek masy do jasności Υ i parametr gęstości Ω wynikające z rozmiarów badanych obiektów. Ograniczenia wynikające z standardowego modelu kosmologicznego pokazane są u góry i są słuszne w każdej skali. Przyjęto tu, że stała Hubble'a H_0 wynosi $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, z wyjątkiem granicy błędu dla nukleosyntezy, w który wchodzi rozrzut dostępnych wartości stałej Hubble'a. W przypadku obserwacji galaktyk w podczerwieni przez satelitę IRAS założono, że współczynnik nierównomierności b wynosi 1. Strzałka przy metodzie krzywych rotacji przypomina, że metodą tą możemy wyznaczyć jedynie dolną granicę rozmiarów i masy otoczki. Zależność pomiędzy Υ a Ω dana jest równaniem (5)

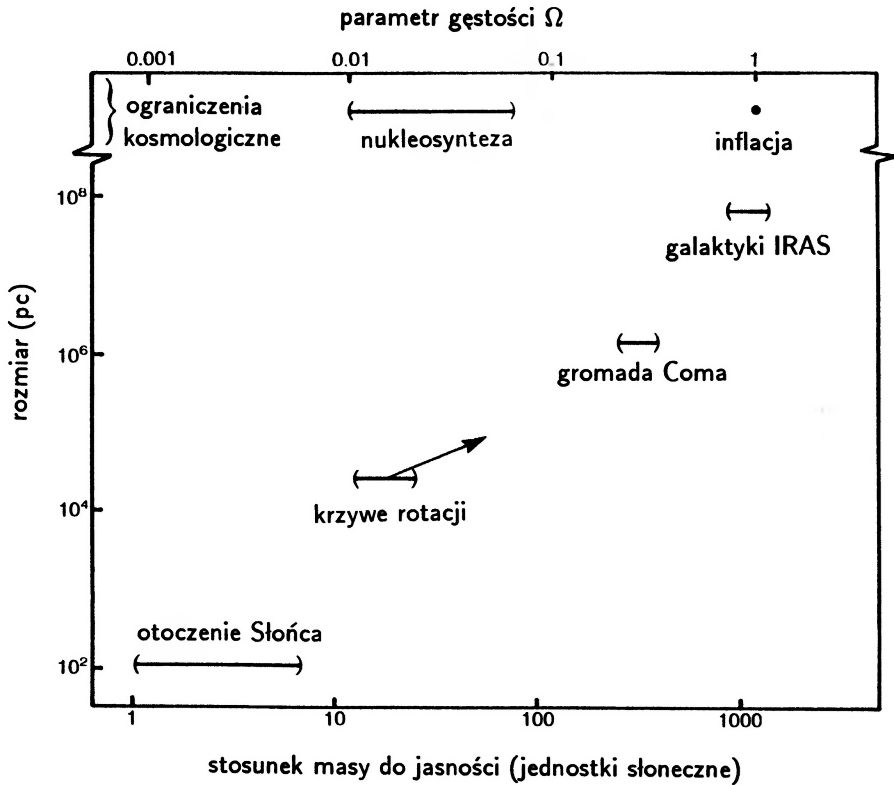
Pragnę wyrazić swą wdzięczność Stephenowi Kentowi, Nicholasowi Kaiserowi, Konradowi Kuijkenowi, Michaelowi Merrifieldowi, Anthony'emu Tysonowi i Donowi VandenBergowi za ich rady i uwagi, oraz Jeremiahowi Ostrikerowi za wprowadzenie mnie w tę interesującą problematykę.

Tłumaczył *Marek Krońskiak*

Obserwatorium Astronomiczne UJ
Kraków

Literatura

- [1] Zagadnienie ciemnej materii omówione jest między innymi w: M. Turner, *Physica Scripta* **T36**, 167 (1991); *Baryonic Dark Matter*, red. D. Lynden-Bell, G. Gilmore (Kluwer, Dordrecht 1990); E.W. Kolb, M.S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley, Redwood City 1990); *Dark Matter in the Universe*, red. J. Kormendy, G.R. Knapp (Reidel, Dordrecht 1987).
- [2] W. Gliese, H. Jahreiss, A.R. Uppgren, *The Galaxy and the Solar System*, red. R. Smoluchowski, J.N. Bahcall, M.S. Matthews (U. Arizona P., Tucson 1986), s. 13.
- [3] D.J. Stevenson, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **29**, 163 (1991); L.A. Nelson, *Baryonic Dark Matter*, red. D. Lynden-Bell, G. Gilmore (Kluwer, Dordrecht 1990), s. 67.
- [4] P. Kroupa, C.A. Tout, G. Gilmore, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **244**, 76 (1990)
- [5] Wprowadzenie do dynamiki układów gwiazdowych można znaleźć w: J.J. Binney, S. Tremaine, *Galactic Dynamics* (Princeton U.P., Princeton 1987). [Wyprowadzenie równ. (1) zob. K. Huang, *Mechanika statystyczna* (PWN, Warszawa 1978), rozdz. 3.]
- [6] K. Kuijken, *Astrophys. J.* **372**, 125 (1991); J.N. Bahcall, C. Flynn, A. Gould, *Astrophys. J.* **389**, 234 (1992).
- [7] T.S. van Albada i in., *Astrophys. J.* **295**, 305 (1985).
- [8] S.M. Kent, *Astron. J.* **93**, 816 (1987).
- [9] Przegląd metod wyznaczania stałej Hubble'a można znaleźć w: S. van den Bergh, *Astron. Astrophys. Rev.* **1**, 111 (1989).
- [10] S.M. Kent, *Astron. J.* **93**, 816 (1987). Pierwszymi pracami, które sugerowały możliwość występowania ciemnej materii w galaktykach spiralnych były m.in.: K.C. Freeman, *Astrophys. J.* **160**, 811 (1970); D.H. Rogstad, G.S. Shostak, *Astrophys. J.* **176**, 315 (1972); J.P. Ostriker, P.J.E. Peebles, A. Yahil, *Astrophys. J. Lett.* **193**, L1 (1974).
- [11] D. Zaritsky, E.W. Olszewski, R.A. Schommer, R.C. Peterson, M. Aaronsou, *Astrophys. J.* **345**, 759 (1989); M. Fich, S. Tremaine, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **29**, 409 (1991).
- [12] D. Merrit, *Astrophys. J.* **313**, 121 (1987); J.P. Hughes, *Astrophys. J.* **337**, 21 (1989). O gromadach galaktyk patrz: C. Sarazin, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 1 (1986).
- [13] S.A. Grossman, R. Narayan, *Astrophys. J.* **344**, 637 (1989); A.G. Bergmann, V. Petrosian, R. Lynds, *Astrophys. J.* **350**, 23 (1990); J.A. Tyson, F. Valdes, R.A. Wenk, *Astrophys. J. Lett.* **349**, L1 (1990). Wprowadzenie do zagadnienia soczewek grawitacyjnych, patrz: R.D. Blandford, C.S. Kochanek, *Dark Matter in the Universe*, red. J. Bahcall, T. Piran, S. Weinberg (World Scientific, Singapore 1987), s. 133; R.D. Blandford, R. Narayan, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 311 (1992).
- [14] Omówienie modelu standardowego w kosmologii można znaleźć w: R.M. Wald, *General Relativity* (U. Chicago P., Chicago 1984); S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (Wiley, New York 1972).
- [15] S.M. Carroll, W.H. Press, E.L. Turner, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 499 (1992).
- [16] G. Efstathiou, R.S. Ellis, B.A. Peterson, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **232**, 431 (1988); J. Loveday, B.A. Peterson, G. Efstathiou, S.J. Maddox, *Astrophys. J.* **390**, 338 (1992).
- [17] A.H. Guth, *Phys. Rev. D* **23**, 347 (1981). Przegląd modeli inflacyjnych w: R.H. Brandenberger, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 1 (1985); A. Guth, *Inner Space/Outer Space*, red. E.W. Kolb,



Rys. 7. Ograniczenia na stosunek masy do jasności Υ i parametr gęstości Ω wynikające z rozmiarów badanych obiektów. Ograniczenia wynikające z standardowego modelu kosmologicznego pokazane są u góry i są słuszne w każdej skali. Przyjęto tu, że stała Hubble'a H_0 wynosi $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, z wyjątkiem granicy błędu dla nukleosynntezy, w który wchodzi rozrzut dostępnych wartości stałej Hubble'a. W przypadku obserwacji galaktyk w podczerwieni przez satelitę IRAS założono, że współczynnik nierównomierności b wynosi 1. Strzałka przy metodzie krzywych rotacji przypomina, że metodą tą możemy wyznaczyć jedynie dolną granicę rozmiarów i masy otoczki. Zależność pomiędzy Υ a Ω dana jest równaniem (5)

Pragnę wyrazić swą wdzięczność Stephenowi Kentowi, Nicholasowi Kaiserowi, Konradowi Kuijkenowi, Michaelowi Merrifieldowi, Anthony'emu Tysonowi i Donowi VandenBergowi za ich rady i uwagi, oraz Jeremiahowi Ostrikerowi za wprowadzenie mnie w tę interesującą problematykę.

Tłumaczył *Marek Krońskiak*

Obserwatorium Astronomiczne UJ
Kraków

RÓŻNE

Alicja Chruścińska, Hubert L. Oczkowski

*Institut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń*

Datowanie metodą termoluminescencji

Thermoluminescence dating

Abstract: Some minerals after exposure to ionizing radiation emit thermoluminescence (TL) light. The ionizing radiation comes from radioactive impurities in the sample itself and in its surroundings. The total TL output of the sample allows to calculate the period of time during which the radiation has been absorbed by the material. The different TL dating methods are shortly reviewed.

1. Możliwości datowania termoluminescencyjnego

Chronologia ma podstawowe znaczenie dla wielu gałęzi nauk przyrodniczych i humanistycznych. W ostatnim półwieczu fizyka wnosi główny wkład w rozwój metod datowania. W szczególności rozwijane są metody wykorzystujące przemiany promieniotwórcze. Podstawową zaletą fizycznych metod datowania jest ich obiektywizm. Farrington Daniels, jeden z uczestników Projektu Manhattan – budowy pierwszej bomby atomowej, dopiero w 1953 r. mógł opublikować zasadę datowania opartą na luminescencyjnych własnościach ciał stałych wzbudzanych promieniowaniem jądrowym. Podstawą stała się obserwacja termoluminescencji (TL) piasku z atomowego poligonu Laboratorium w Los Alamos.

Zjawisko TL jest związane z obecnością stanów metatrwałych. Do datowania wykorzystuje się zależność energii świecenia TL od czasu wzbudzania substancji

naturalnym promieniowaniem jądrowym o znanym natężeniu. Charakterystyczna dla tego zjawiska zdolność akumulacji wzbudzenia w ciągu bardzo długiego czasu jest cechą wielu minerałów. Metody pomiaru zwane datowaniem termoluminescencyjnym (TLD) polegają na zastosowaniu wybranych zjawisk luminescencji – termoluminescencji, optycznie stymulowanej luminescencji i fototransferu do pomiaru czasu, który upłynął od początku akumulacji wzbudzenia tej luminescencji.

W istocie datuje się moment, w którym przebiegały procesy wygaszenia TL, jak np. wygrzanie, oświetlenie, krystalizacja minerału. Wśród innych metod datowania, TLD wyróżnia ścisły związek z procesem geologicznym lub technologicznym, co decyduje o szerokich zastosowaniach. Zakres czasowy metody sięgać może miliona lat [1-3]. Wobec różnorodności technik termoluminescencyjnych można podjąć się próby datowania metodą TL każdej warstwy osadowej lub obiektu historycznego. Specyfika metody wymaga jednak ścisłej współpracy fizyka i drugiej strony – geografa, archeologa, zabytkoznawcy począwszy od wyboru obiektu aż do końcowej interpretacji uzyskanych wyników.

Metoda TL obok ^{14}C staje się jedną z podstawowych metod datowania wieku bezwzględnych kolejnych warstw osadów czwartorzędowych. Jej niewątpliwą zaletą jest fakt, że datowaniu mogą podlegać powszechnie występujące minerały. Metodą TLD badano także minerały pochodzenia pozaziemskiego – meteoryty i próbki skał księżycowych z programu Apollo [3].

Datowanie wykopalisk ceramicznych metodą TL jest podstawowym narzędziem badawczym współczesnej archeologii. C.W.C. Ceram pisząc w *Pierwszym Amerykaninie* o znaczeniu TLD tak wyjaśnia przyczyny tego faktu: „Nie tylko sam człowiek nie jest wiecznotrwały, nie trwa wiecznie większość rzeczy, które stworzył. Jest jednak pewien wyjątek. Prawie niezniszczalna jest ceramika, której stopy piętrzą się u wejść do prehistorycznych siedzib ludzkich”. Możliwości metody TL w datowaniu prehistorycznych kultur nie sprowadzają się jednak wyłącznie do ceramiki. Datowanie stosowano m.in. do cegły, zaprawy, piasku formierskiego, pozostałości kostnych i wulkanicznych oraz kamieni z prehistorycznych ognisk.

W zabytkoznawstwie metodę TLD stosuje się do obiektów, których datowanie budzi wątpliwości znawców stosujących klasyczne metody oparte na analizie stylu i warsztatu. Badanie TL ceramiki i piasku formierskiego pozwoliło rozstrzygnąć zaciekle spory między historykami sztuki na temat autentyczności niektórych obiektów, jak ceramika z Hacilar i Koń z Brązu w Metropolitan Museum. TLD ma na swoim koncie najważniejsze sukcesy w zwalczaniu fałszerstw zabytkowej ceramiki. Datowanie elementów zabytkowej budowli umożliwia prześledzenie jej losów, przebudowy, a nawet pożarów. Datowano również rzeźby wapienne.

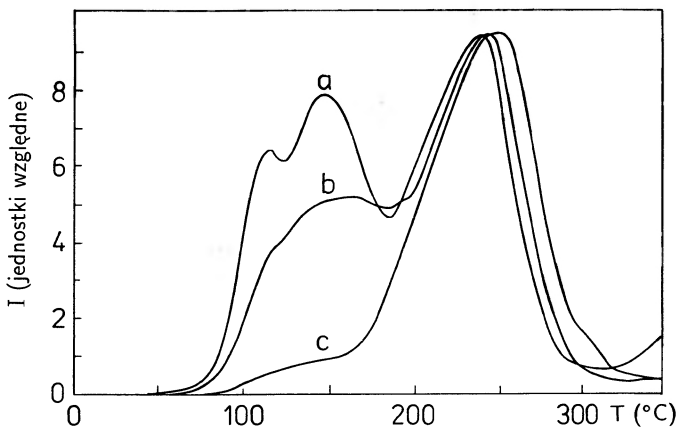
Możliwość datowania krystalizacji kalcytu daje nadzieję na zastosowanie TLD do badań zapraw wapiennych. Podejmowano próby datowania TL szkła, które nadal jednak stanowi wyzwanie dla pogłębionych badań w tym zakresie [4].

Dla fizyka datowanie TL jest bezpośrednią metodą badań skrajnie długoży-ciowych stanów metatrwałych w ciele stałym. Bywa, że w pomiarach naturalnej termoluminescencji fizyk kończy „eksperyment”, który natura przygotowywała mu na długo przed początkiem ludzkiej cywilizacji.

2. Podstawowe pojęcia

Typowym eksperymentem w badaniach TL jest pomiar tzw. krzywej jarzenia. Polega on na tym, że badaną próbkę poddaje się działaniu promieniowania wzbudzającego luminescencję, a następnie po przerwaniu wzbudzenia i zaniku fosforescencji jednostajnie podnosi się temperaturę próbki rejestrując natężenie emitowanego światła – termoluminescencję, w funkcji temperatury. Najczęściej tego typu pomiar ujawnia szereg maksimum natężenia emisji TL, które odzwierciedlają obecność pułapek o zróżnicowanym charakterze [1-3,5]. Wykresy na rys. 1 przedstawiają znormalizowane do maksimum krzywe jarzenia TL ziaren kwarcu o średnicy ok. 0.3 mm, wyseparowanych z piasku i poddanych różnorodnej obróbce termicznej modyfikującej rozkład pułapek w tym materiale.

Najszerszą klasę materiałów stosowanych w datowaniu TL stanowią izola-



Rys. 1. Znormalizowane do maksimum krzywe jarzenia ziaren kwarcu zarejestrowane przy szybkości ogrzewania 0.2 K/s. Średnica ziaren wyseparowanych z piasku wynosi ok. 0.3 mm. Materiał przed wzbudzeniem promieniowaniem gamma dawką 72 kGy poddano zróżnicowanej obróbce termicznej: a) bez wygrzewania, b) 450°C, c) 950°C przez 1 godz.

tory i półprzewodniki. W ramach najprostszego modelu emisja TL jest wynikiem uprzedniego wzbudzenia materii promieniowaniem o energii fotonu większej od przerwy energii wzbronionych badanej substancji. Podczas wzbudzania część nadmiarowych nośników zostaje zlokalizowana w defektach zwanych pułapkami w stanach uniemożliwiających bezpośrednią rekombinację. Zjawisko TL wyjaśnia się termicznym uwolnieniem nadmiarowych nośników pułapkowanych w tych metatrwałych stanach, co z kolei umożliwia ich rekombinację promienistą z nadmiarowymi nośnikami drugiego rodzaju zlokalizowanymi w centrach luminescencji. Wzrost temperatury w zjawisku TL jedynie stymuluje wyzwolenie zakumulowanego wzbudzenia. Model dopuszcza inne procesy stymulujące emisję luminescencji i powrót układu do stanu równowagi, np. przez wzbudzenie optyczne (OSL – optycznie stymulowana luminescencja).

Mott korzystając z zasady równowagi szczegółowej dla przejść pomiędzy pasmem i defektem zlokalizowanym wprowadził do opisu procesów kinetycznych w ciele stałym przybliżony związek pomiędzy szybkością przejść nośnika z poziomu zlokalizowanego, p , a temperaturą T :

$$p = s \exp(-E/kT), \quad (1)$$

gdzie k – jest stałą Boltzmanna, s – jest nazywane „częstością usiłowań wyjścia” lub współczynnikiem częstościowym (s ma wymiar s^{-1}). Wzór Motta jest słuszny wtedy, gdy jedynym czynnikiem przywracania równowagi jest zmiana energii termicznej układu. Najczęściej wartość E jest interpretowana jako energetyczny odstęp pomiędzy poziomem pułapki a krawędzią pasma.

Czynnik s jest powiązany z przekrojem czynnym pułapki i może przyjmować wartości w bardzo szerokim zakresie, od 10^3 do $10^{11} s^{-1}$ [3]. Ze wzoru Motta (1) wynika, że w temperaturach pokojowych ($T = 300$ K) w odpowiednio głębokich pułapkach ($E > 1$ eV) wartość czynnika wykładniczego jest mniejsza od 1.6×10^{-17} . Czas życia nadmiarowego nośnika w pułapce jest oczywiście równy odwrotności szybkości przejść. Wynika stąd, że nadmiarowe nośniki mogą przebywać w odpowiednich pułapkach przez setki tysięcy lat. Zdolność luminoforu do długotrwałego magazynowania energii wzbudzenia oraz możliwość wyzwolenia tej energii w kontrolowanym procesie stymulacji jest podstawą TLD [6]. Metodą wspierającą termoluminescencyjne datowanie są badania elektronowego rezonansu paramagnetycznego [7].

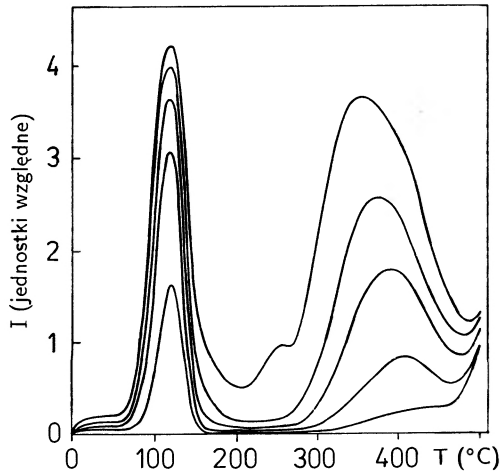
3. Zasada datowania termoluminescencyjnego

Metodę TLD można poglądowo przedstawić odwołując się do trzech podstawowych etapów obserwacji zjawiska TL: 1) wzbudzenia; 2) magazynowania

nośników w pułapkach; 3) termicznie stymulowanej luminescencji.

Czynnikiem wzbudzającym, brany pod uwagę w TLD, jest naturalne promieniowanie α , β i γ emitowane w czasie radioaktywnych przemian promieniotwórczych szeregów uranu i toru oraz potasu. Te pierwiastki występują powszechnie jako domieszki w minerałach. W mniejszym stopniu we wzbudzeniu biorą udział promienie kosmiczne.

Minerał w środowisku naturalnym pełni rolę dozymetru akumulacyjnego, analogiczną do stosowanych do celów jądrowych dozymetrów TL na bazie LiF lub innych [5]. W datowaniu rolę „zegara” pełni promieniotwórczość naturalna samej próbki i otoczenia. Liczba schwytych nadmiarowych nośników odzwierciedla dawkę promieniowania, którą pochłonęła badana próbka materiału. Ponieważ tylko niewielka część wzbudzonych nośników trafia do długożyciowych pułapek, możliwa jest akumulacja dużych dawek wzbudzenia bez efektów nasycenia. Krzywe jarzenia kwarcu wzbudzonego zróżnicowaną dawką promieniowania γ ilustrują wykresy przedstawione na rys. 2. Do datowania bardzo długich czasów, rzędu tysięcy lat, wykorzystuje się tylko część krzywej jarzenia powyżej 250°C. Dla celów orientacyjnych można przyjmować, że dawka 1 Gy odpowiada 100 latom. W warunkach tego eksperymentu maksimum TL w pobliżu 110°C wykazuje już efekt nasycenia. Maksimum to jest wykorzystywane do datowania czasów rzędu dziesiątków i setek lat na nieco odmiennych zasadach, które omó-



Rys. 2. Krzywe jarzenia wygrzanego kwarcu dla rosnącej laboratoryjnej dawki promieniowania gamma: 0.3, 1.0, 3.1, 11.5, 35.3 Gy. Pomiar wykonywano bezpośrednio po zakończeniu wzbudzenia promieniowaniem gamma (ok. 0.3 Gy/s). Emisja TL związana z maksimum 110°C zachowuje się odmiennie od maksimumów wysokotemperaturowych i ulega nasyceniu już od kilku Gy

wione będą później (par. 5.4).

Opisując zasadę datowania założymy, że natężenie promieniowania jądrowego ma wartość stałą i zależność sumarycznej energii emisji TL od dawki promieniowania wzbudzającego jest liniowa. Ewolucję dawki w czasie daje się uwzględnić dla przemian szeregów promieniotwórczych pozostających w równowadze z produktami rozpadu.

Dla podanych założeń upraszczających, wiek t obliczamy ze wzoru

$$t = \frac{L_n}{S_n D}, \quad (2)$$

gdzie L_n jest tzw. „sumą światła naturalnej TL” – wielkością określaną na ogół w jednostkach względnych proporcjonalnych do energii emisji TL w zadanym zakresie temperatur krzywej jarzenia. S_n określa odpowiednią czułość TL badanego materiału na wzbudzenie promieniowaniem jądrowym. Jeżeli D jest roczną dawką promieniowania jądrowego, którą pochłaniał datowany materiał, to wiek t uzyskamy w latach. Wartość L_n/S_n odpowiada dawce promieniowania jądrowego zakumulowanej w badanym materiale w postaci TL. Wielkość ta jest nazywana dawką akumulowaną TL – A_D .

Należy wyjaśnić głębiej termin „naturalna TL”. W kontekście datowania ten termin oznacza TL będącą wynikiem napromieniowania materiału począwszy od momentu, w którym miał miejsce ostatni proces „wyzierowania” sygnału TL przywracający luminofor do stanu równowagi termodynamicznej. Wygrzanie materiału niszczy zakumulowany sygnał TL. W szczególności temperatura stosowana w procesie wytwarzania ceramiki powoduje całkowity zanik TL. Moment zerowy właściwy dla datowania metodą TL mogą jednak wyznaczać inne zjawiska, np. długotrwałe oświetlenie rozdrobnionych minerałów światłem słonecznym. W tym przypadku efekt fotostymulacji pozwala datować wybrane procesy geologiczne [2,3,8,9].

Z drugiej jednak strony zjawisko fotostymulacji odpowiedzialne za zanik zakumulowanej termoluminescencji utrudnia technologię przygotowania próbek do datowania. Praca nad wydobyciem, separacją i obróbką materiału musi przebiegać wyłącznie w ciemności, bez stosowania źródeł promieniowania zmieniającego populację stanów pułapkowych. Separacji minerałów do datowania dokonuje się z zastosowaniem cieczy ciężkich i ewentualnie pola magnetycznego [10]. Niewłaściwe obchodzenie się z badanym materiałem w trakcie przygotowania próbek może prowadzić do wywołania piezo-, trybo- lub chemiluminescencji wywierających wpływ na pomiar TL [1-3,11-17].

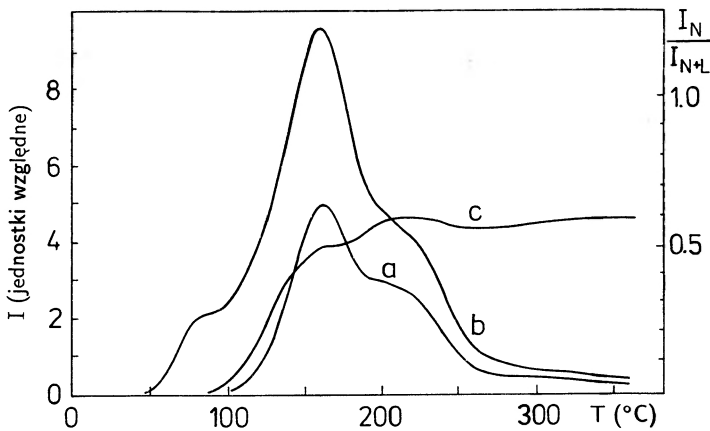
Efektem, który przysparza wiele kłopotów, i w historii datowania TL powodował rezygnację z wykorzystywania niektórych minerałów, jest anomalny zanik TL

[18]. Termin ten obejmuje pułapki, dla których zależność (1) opisująca szybkość przejść nie jest prawdziwa. Zwykle akceptowanym wyjaśnieniem jest tunelowanie nośnika z pułapki do centrum luminescencji. Nie można jednak przyjąć tego za jedyny mechanizm. Pojawiają się doniesienia o oddziaływaniu i niestabilności pewnych defektów w sieciach krystalicznych [19-21]. W praktyce anomalne własności pułapek są zjawiskiem rzadkim.

Z uwagi na efekt anomalny, dla każdego obiektu badań przeprowadza się test stabilności pułapek (test *plateau*) [1,22,23] polegający na porównaniu kształtu naturalnej krzywej jarzenia (L_N) z krzywą uzyskiwaną dla tego samego materiału po dodatkowym napromieniowaniu ze źródła laboratoryjnego (L_{N+L}). Pomiar przeprowadza się w różnych temperaturach po upływie odpowiednio długiego czasu. Wykres temperaturowej zależności wartości c

$$c = L_N/L_{N+L} \quad (3)$$

daje wartość stałą w tych obszarach krzywej jarzenia, w których emisja TL jest wynikiem wyzwalań z pułapek o długim czasie życia. Rysunek 3 przedstawia przykład tego typu testu stabilności pułapek. W rutynowych procedurach datowania stosuje się różne testy oparte na tej zasadzie.



Rys. 3. Przykład testu *plateau* dla kwarcu: a) krzywa jarzenia - $I_N(T)$ kwarcu wyseparowanego z próbki naturalnej, b) $I_{N+L}(T)$ - krzywa jarzenia próbki tego samego materiału dodatkowo poddanej wzbudzeniu ze źródła laboratoryjnego, c) test *plateau* - na prawej osi rzędnych odłożono wartość I_N/I_{N+L} . Pułapki opróżniane w temperaturach wyższych od ok. 200°C kumulują wzbudzenie w naturalnych warunkach

4. Roczna dawka promieniowania

W celu określenia rocznej dawki promieniowania odpowiedzialnego za wzbudzenie TL badanej próbki uwzględniamy zróżnicowane własności naturalnego promieniowania jądrowego. W istocie zadowalające rozwiązanie tego zagadnienia wymaga pełnej znajomości składu domieszek promieniotwórczych badanego materiału, otoczenia oraz widma promieniowania kosmicznego. W szczególności widmo promieniowania gamma zmierzone w możliwie szerokim obszarze energii pozwala odtworzyć parametry wszystkich rodzajów promieniowania – α , β , γ ze względu na znane łańcuchy rozpadów (zob. np. [24]).

Właściwości promieniowania α powodują, że jego efektywność wzbudzania TL jest mniejsza od efektywności β i γ . Dodatkowo, w przypadkach, gdy skład domieszek promieniotwórczych w wyseparowanym do datowania TL materiale różni się znacznie od składu otoczenia, należy uwzględnić silnie zróżnicowaną absorpcję promieniowania α , β oraz γ . Dla przykładu, w ceramice zasięg cząstek α wynosi zaledwie $25 \mu\text{m}$, natomiast wyeliminowanie skutków zewnętrznego promieniowania β wymaga usunięcia ok. 2 mm warstwy materiału zewnętrznego.

Z tych powodów roczną dawkę D , wzbudzającą TL badanego minerału należy obliczać jako sumę

$$D = kD_{\alpha} + D_{\beta} + D_{\gamma}, \quad (4)$$

w której k oznacza względną efektywność wzbudzenia TL przez promieniowanie α , a wszystkie składniki dawki wymagają odrębnego określenia. Pełna analiza składu izotopowego pozwala także wykryć ewentualny brak równowagi w łańcuchu przemian promieniotwórczych, wywołany np. ucieczką gazowego radonu ^{222}Rn o krótkim czasie zaniku – 3.83 dnia.

Wpływ na roczną dawkę ma również wilgotność, gdyż woda absorbuje promieniowanie obniżając dawkę wzbudzającą TL. Z drugiej jednak strony woda w porowatych ziarnach utrudnia ucieczkę gazowego radonu prowadząc do wzrostu wzbudzenia [1,2]. Dość ograniczonym rozwiązaniem tego problemu jest umieszczenie dozymetru termoluminescencyjnego na okres co najmniej roku w miejscach pobierania próbek, co prowadzi do uśrednienia wpływu wilgotności na pomiar dawki.

Metoda datowania TL wymaga sztucznego źródła promieniowania jądrowego do wzbudzania badanych próbek. Dla celów orientacyjnych można przyjąć, że przeciętne dawki naturalne są rzędu 10 mGy/rok, a więc silne źródła promieniowania stosowane w laboratoriach datowania powinny zapewniać napromieniowanie dawką rzędu 10 Gy/godz. Do silnych wzbudzeń korzysta się na ogół ze źródła promieniowania γ ^{60}Co o dużej aktywności (bomba kobaltowa) lub z lamp rent-

genowskich. W procedurach datowania, w których termoluminescencyjna czułość materiału każdej próbki jest wyznaczana niezależnie, stosuje się źródła β .

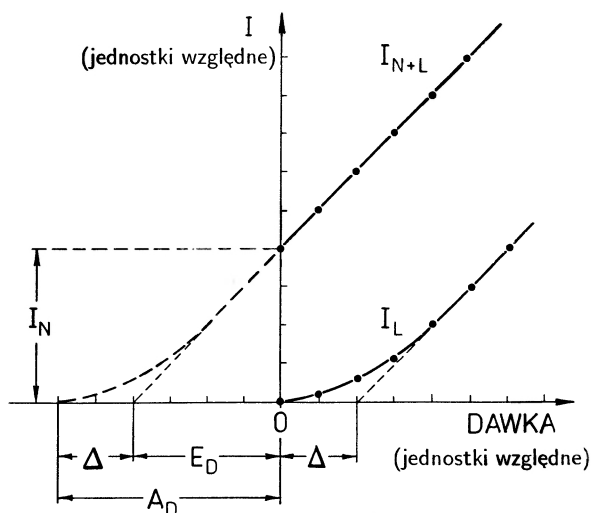
5. Podstawowe metody datowania termoluminescencyjnego

Dotychczasowe rozważania można było oprzeć na upraszczającym założeniu liniowego wzrostu sygnału TL z dawką promieniowania wzbudzającego. W rzeczywistości na początku wzbudzenia obserwuje się wzrost nadliniowy, a dla dużych dawek występują efekty nasycenia. Efekt nasycenia jest związany z wyczerpywaniem zapasu pustych pułapek, a wykrycie tego efektu w badanych próbkach zalicza się do testów wstępnych TLD [1]. Początkową nadliniowość wyjaśnia się na różne sposoby, np. przez występowanie w materiale pułapek nie związanych z rejestrowaną TL, ale silnie konkurujących na początku wzbudzania z pułapkami odpowiedzialnymi za TL w wychwytywaniu nadmiarowych nośników, lub z generacją i oddziaływaniem defektów [25,26].

Charakter zjawiska TL, specyficzne własności różnych materiałów i pułapek oraz różnorodność promieniowania wzbudzającego spowodowały rozwój wielu szczegółowych technik datowania TL. Z uwagi na wiele modyfikacji i łączenie różnych technik w jednej procedurze datowania poniższy podział metod wynika głównie z prostoty przedstawienia podstawowych zasad i możliwości TLD.

5.1. Metoda dodatkowej dawki

Wyseparowany materiał, wzbudzony dawką naturalną, dzielimy na części. Każdej z części materiału zostaje zaaplikowane dodatkowe promieniowanie ze źródła laboratoryjnego dawką, która jest wielokrotnością dawki podstawowej (np. $n \times 100$ Gy; $n = 0, 1, 2, 3, \dots$). W wybranym wcześniej przez test *plateau* obszarze temperatur dokonujemy pomiaru sumy światła TL wyznaczając wartości sygnału dla wszystkich części wzbudzonego materiału. Otrzymane wartości nanosi się na wykres zależności natężenia TL od dodatkowej dawki. Rysunek 4 ilustruje zasadę metody dawki dodatkowej i wyjaśnia znaczenie odpowiednich wielkości. W obszarze dawek pośrednich nachylenie wykresu określa termoluminescencyjną czułość badanego materiału. Dla zerowej termoluminescencji prosta odcina na ujemnej osi dawek wartość zwaną E_D (*equivalent dose*). W przypadku młodych obiektów poprawkę Δ , wynikającą z nadliniowości wykresu dla małych dawek, wyznacza się sporządzając podobny wykres już tylko dla laboratoryjnych wzbudzeń uprzednio wygrzanego materiału. Ostatecznie uzyskuje się poszukiwaną wartość zakumulowanej dawki – A_D (*accumulated dose*), która podzielona przez dawkę roczną określa czas wzbudzenia TL.



Rys. 4. Metoda dodatkowej dawki. I_{N+L} - „suma światła TL” datowanego materiału wzbudzonego dodatkową dawką laboratoryjną. Wartość I_N odpowiada wartości naturalnej TL zakumulowanej w próbce. Liniowa zależność od dawki laboratoryjnej wyznacza wartość czułości TL badanego materiału S_n oraz wartość E_D . Badanie tego samego materiału po uprzednim wygrzaniu i ponownym wzbudzeniu (wykres I_L) pozwala wyznaczyć poprawkę Δ związaną z nieliniową zależnością dla małych dawek promieniowania i oszacować dawkę zakumulowaną A_D

Metoda dawki dodatkowej (lub jej modyfikacje) stała się podstawową metodą datowania osadowych formacji polodowcowych, eolicznych, fluwialnych lub warstw dna morskiego. Jest szczególnie przydatna dla materiałów dalekich od termoluminescencyjnego nasycenia. Wymaga względnie dużej ilości materiału, co preferuje geologię w porównaniu np. z wyznaczaniem wieku zabytkowej ceramiki. Jej podstawową zaletą jest połączenie cechowania czułości i pomiaru dawki zakumulowanej w jednym procesie wygrzewania materiału. W tej metodzie datowania w sposób szczególnie prosty udaje się połączyć weryfikację założeń metody ze statystycznym opracowaniem wyników pomiarów [1,27,28].

5.2. Metoda ziaren kwarcu

Krystaliczny kwarc zawiera pomijalną ilość domieszek radioaktywnych. Naturalna TL jest więc wynikiem wzbudzenia promieniowaniem, którego źródła znajdują się na zewnątrz ziaren. W przypadku ziaren o rozmiarach większych od $100 \mu\text{m}$ zewnętrzne promieniowanie α wnika tylko w powierzchniową warstwę kwarcu, którą usuwa się przez wytrawienie w kwasie fluorowodorowym. Pozostały materiał złożony z rdzeni ziaren otrzymał tylko dawkę promieniowania β i γ . Przy określaniu dawki zakumulowanej, dodatkowo uwzględnia się mniejszy od jedności

mnożnik k_β przy składniku dla promieniowania β . Wartość tego współczynnika zależy w sposób znany od grubości strawionej warstwy kwarcu. Główną zaletą tej techniki jest eliminacja trudności związanych z pomiarem dawki α [29,30].

Metoda drobnych ziaren polega na wydzieleniu z materiału naturalnego nie pokruszonych ziaren kwarcu o wymiarach mniejszych od $10 \mu\text{m}$. W przypadku ziaren o tak niewielkich rozmiarach promieniowanie α penetruje objętość ziaren. W obliczeniu dawki promieniowania wzbudzającego uwzględniamy wszystkie składowe α , β i γ promieniowania otoczenia [31].

Datowanie różnicowe jest kombinacją techniki drobnych ziaren (indeks d) i ziaren kwarcu (z). W przypadku pierwszej metody wiek oblicza się ze wzoru

$$A_{Dd} = t(kD_\alpha + D_\beta + D_\gamma),$$

zaś w przypadku drugiej

$$A_{Dz} = t(k_\beta D_\beta + D_\gamma).$$

Po odjęciu dostaniemy na wiek badanej próbki wzór

$$t = (A_{Dd} - A_{Dz}) / [kD_\alpha + (1 - k_\beta)D_\beta], \quad (5)$$

gdzie wartość k_β jest związana z poprawką uwzględniającą strawienie warstwy ziaren. W praktyce wynosi ona ok. 0.9.

Jak widać, wyznaczany tą metodą wiek nie zależy od dawki γ , co redukuje wpływ nieznanomości parametrów przechowywania zabytku na wyznaczany przez TLD wiek [32]. Ponadto zgodnie ze wzorem (5) maleje znaczenie poprawki Δ związanej z początkową charakterystyką nadliniową.

Podobną metodą jest datowanie stosujące odejmowanie dawki akumulowanej wyznaczonej dla różnych minerałów wyseparowanych z tego samego obiektu (np. kwarcu i skalenia).

5.3. Metoda ziaren skalenia

Skaleni mają znaczącą przewagę nad kwarcem w intensywności świecenia TL. Najczęściej separacji tego materiału, głównie od kwarcu, dokonuje się przy pomocy cieczy ciężkich [33]. Czas nasycenia sięga 500 000 lat. Ostrożności wymaga anomalny zanik [18], dotyczy jednak tylko części pułapek odpowiedzialnych za zjawisko TL. Zaletą skaleni o dużej zawartości potasu i znacznej średnicy ziaren jest przewaga dawki pochodzącej od radioaktywnego potasu nad promieniowaniem zewnętrznym, co pozwala na znaczną redukcję błędów w przypadkach nieznanomości parametrów promieniowania zewnętrznego. Z uwagi na powszechność tych minerałów datowanie skaleni odgrywa podstawową rolę w badaniach formacji czwartorzędu [33-37].

5.4. Metoda wstępnej dawki

W metodzie tej wykorzystuje się szczególne własności TL kwarcu w obszarze temperatury krzywej jarzenia ok. 110°C. Termoluminescencyjna czułość w tym obszarze temperatur silnie zależy od dawki promieniowania jądrowego, którą zaabsorbowała próbka [38-40]. Zmianę czułości TL w funkcji pochłoniętej dawki promieniowania jądrowego obserwuje się po wygrzaniu próbki do temperatury ok. 500°C i oczywiście po ponownym jej wzbudzeniu. Promieniowanie jądrowe jest w tym przypadku odpowiedzialne za generowanie dodatkowych defektów powiązanych z maksimum TL w 110°C. W tym przypadku to nie energia zakumulowanej naturalnej TL, ale termoluminescencyjna czułość maksimum jest miarą zakumulowanej dawki – A_D .

Efekt wstępnej dawki umożliwia datowanie bardzo młodych obiektów o wieku ok. 10 lat. Jest ważnym narzędziem do testowania autentyczności dzieł sztuki [41]. Wysoka czułość metody wstępnej dawki wiąże się z efektem względnie szybkiego nasycenia pojawiającym się już dla kilku Gy, co odpowiada górnej granicy wieku ok. 1000 lat. Ostatnio metodę wstępnej dawki zastosowano do pomiarów skażenia promieniotwórczego m.in. rejonu katastrofy w Czernobylu [42,43].

5.5. Metoda ziaren cyrkonu

Ziarna cyrkonu występują wśród minerałów stosowanych przez człowieka w najstarszych technologiach (np. ceramika, odlewnictwo). W przeciwieństwie do kwarcu cyrkon wykazuje wysoką własną radioaktywność. Wynika to z dużej zawartości domieszek uranu i toru, do 1000 razy przekraczającej przeciętną zawartość tych pierwiastków w innych minerałach. W rezultacie wewnętrzna dawka w ziarnie cyrkonu jest wystarczająco duża, aby pominąć udział dawki zewnętrznej. Daje więc możliwość datowania obiektów, których historyczne losy, w szczególności poziom promieniowania otoczenia, budzą wątpliwości. Cyrkon jest z powodzeniem stosowany do datowania odlewów z brązu i testowania autentyczności ceramiki [44,45].

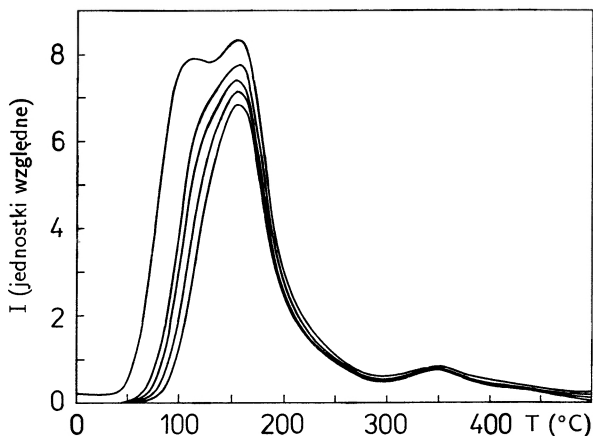
Jeden z najbardziej efektywnych sukcesów datowania TL jest związany z cyrkonem. Dotyczy on archeologicznego znaleziska zwanego Koniem z Brązu (Metropolitan Museum of Art, Nowy Jork). Wykonanie obiektu budziło niedowierzanie ekspertów. Podejrzewano podstęp. Datowanie TL pozostałości piasku formierskiego – cyrkonu wtopionego w odlew, przekonało archeologów o autentyczności dzieła [46]. Uznano, że jest ono przedstawicielem prekursorskiej, chociaż zapomnianej przez potomnych enklawy technologicznej.

5.6. Metody wzbudzenia optycznego (OSL)

Zjawisko, w którym światło o odpowiedniej energii fotonów powoduje przeniesienie nośnika z głębokiego poziomu pułpkowego do znacznie płytszej pułapki nazwano fototransferem. W wyniku fototransferu następuje redystrybucja pułapkowanych nośników [47-49].

Fotony o odpowiedniej energii mogą prowadzić do całkowitego uwolnienia pułapkowanych nośników i towarzyszącej temu rekombinacji promienistej w centrach luminescencji. Fotostymulowana luminescencja jest odpowiednikiem TL i w większości przypadków jest łatwa do zmierzenia, ponieważ energia fotonów stymulujących (np. z bliskiej podczerwieni) różni się od emitowanych w luminescencji (np. z obszaru zieleni) [50-54].

Rysunek 5 przedstawia wykresy krzywych jarzenia kilku próbek wygrzanego skalenia potasowego poddanego wzbudzeniu promieniowaniem β (0.23 Gy) a następnie oświetlonego światłem z obszaru bliskiej podczerwieni (800 nm) w aparaturze do datowania metodą TL i OSL. Podczas oświetlania obserwuje się stymulowaną luminescencję w zielono-niebieskim obszarze widma. Kinetyka tego procesu ma złożony charakter, ponieważ gasnącej z czasem luminescencji towarzyszą zmiany w obsadzeniu pułapek. W tym przypadku najszybciej są opróżniane pułapki związane z niskotemperaturowym maksimum krzywej jarzenia.



Rys. 5. Krzywe jarzenia uprzednio wygrzanego skalenia potasowego wzbudzonego ustaloną dawką promieniowania beta 0.23 Gy po dodatkowym oświetleniu światłem podczerwonym (800 nm) w aparaturze do badań optycznie stymulowanej luminescencji akumulowanej (OSL). Krzywe o malejącym natężeniu odpowiadają czasom naświetlania: 0, 300, 600, 1200 i 2400 s. W czasie stymulacji promieniowaniem podczerwonym emitowane jest światło zakumulowanej luminescencji w obszarze długości fal mniejszych od 550 nm

W odniesieniu do TLD, metody stymulacji optycznej (OSL) mają znaczenie rewolucyjne. Zastosowanie OSL znacznie obniża temperatury wygrzewania lub wręcz pozwala nie stosować wygrzewania. W badaniach OSL można dokonywać transferu tylko znikomej części głęboko spulchowanych nośników i stosować metodę dawki dodatkowej używając wyłącznie jednej próbki materiału. Metoda OSL w porównaniu z TL wprowadza w krąg zastosowań materiały, które dotąd w ogóle nie były brane pod uwagę ze względu na swoją znikomą trwałość termiczną, np. większość substancji pochodzenia organicznego czy część barwników.

6. Zakończenie

Z punktu widzenia fizyków najważniejsze aspekty badań podstawowych w dziedzinie datowania TL dotyczą natury stanów metatrwałych w ciałach stałych. Pełny zakres tych interdyscyplinarnych badań jest znacznie szerszy. Oprócz wymienionej już geografii, archeologii i zabytkoznawstwa wyróżnić można zagadnienia ochrony środowiska i zdrowia, takie jak pomiary skażeń radioaktywnych oraz kontrola żywności, która umożliwi wykrycie jej napromieniowania stosowanego w celu wyjałowienia i przedłużenia czasu przechowywania.

Wyróżniającą cechą badań związanych z datowaniem jest rozwój nowej dziedziny – naturalnej dozymetrii. Dzięki właściwości akumulacji termoluminescencja minerałów pozwala wykrywać napromieniowanie otoczenia wywołane nawet przez krótkożyłowe izotopy. W przypadku terenów tajnych badanie termoluminescencyjnych „śladów w piasku” bywa jedyną metodą ustalenia radiacyjnych przyczyn degradacji przyrody.

Literatura

- [1] M.J. Aitken, *Thermoluminescence Dating* (Acad. Press, London 1985); *Science-Based Dating in Archaeology* (Longman, London 1990); *Archaeometry* **31**, 147 (1989).
- [2] *Thermoluminescence of Geological Materials*, red. D.J. McDougall (Acad. Press, New York 1968).
- [3] S.W.S. McKeever, *Thermoluminescence of Solids* (Cambridge Univ. Press, Cambridge 1985).
- [4] P. Muller, S. Schvoerer, *Archaeometry* **35**, 299 (1993).
- [5] Y.S. Horowitz, *Thermoluminescence and TL Dosimetry* (CRC Press, Boca Raton 1984).
- [6] F. Daniels, C.A. Boyd, D.F. Saunders, *Science* **117**, 343 (1953).
- [7] M. Ikeya, *Archaeometry* **20**, 147 (1978).
- [8] A.G. Wintle, *Quat. Sci. Rev.* **9**, 385 (1990).
- [9] M.J. Aitken, *Radiat. Prot. Dosim.* **34**, 55 (1990).

- [10] J.-H. Janer, H. Jungner, *PACT* (Journal of the European Study Group on Physical, Chemical and Mathematical Techniques Applied to Archaeology, Council of Europe, Strasbourg) **6**, 214 (1982).
- [11] S.J. Fleming, *Thermoluminescence Techniques in Archaeology* (Oxford Univ. Press, London and N. Y. 1979).
- [12] U. Leute, *Archaeometry* (VCH, Weinheim 1987).
- [13] M.-A. Seeley, *J. Archaeol. Sci.* **2**, 17 (1975).
- [14] T. Cairns, *Anal. Chem.* **48**, 266A (1976).
- [15] V. Mejdahl, *Radiat. Prot. Dosim.* **17**, 219 (1986).
- [16] G.W. Berger, *Geology* **20**, 11 (1992).
- [17] H. Jungner, *The Finnish Soc. of Sci. and Letters, Comm. Phys.-Math.* **78/1987**, Dissert. 7, red. E. Spring, Univ. Helsinki 1985.
- [18] A.G. Wintle, *Nature* **245**, 143 (1973).
- [19] A.G. Wintle, *J. Lumin.* **15**, 385 (1977).
- [20] J. Chee, H.L. Oczkowski, Y. Kirsh, A. Scott, W.O. Siyanbola, P.D. Townsend, *Nucl. Tracks* **14**, 35 (1988).
- [21] R. Visocekas, *Nucl. Tracks* **21**, 175 (1993).
- [22] M.J. Aitken, M.S. Tite, J. Reid, *Archaeometry* **6**, 65 (1963).
- [23] V. Mejdahl, *Quat. Sci. Rev.* **7**, 347 (1988).
- [24] A. Hryniewicz, *Postępy Fizyki* **44**, 439 (1993).
- [25] R. Chen, S.G.E. Bowman, *PACT* **2**, 216 (1978).
- [26] A. Halperin, E.W. Sucer, *J. Phys. Chem. Solids* **54**, 431 (1993).
- [27] G.V. Morozov, „The dating of Quaternary Ukrainian sediments by TL”, VIIIth Int. Quaternary Association Congress, Paris 1968, s. 167.
- [28] A.J. Wintle, D.J. Huntley, *Nature* **279**, 710 (1979); *Can. J. Earth Sci.* **17**, 348 (1980); *Quat. Sci. Rev.* **1**, 31 (1982).
- [29] S.J. Fleming, *Archaeometry* **9**, 170 (1966); **12**, 133 (1970).
- [30] A. Murray, E. Wohl, J. East, *Quat. Res.* **37**, 29 (1992).
- [31] W.D. Zimmerman, *Archaeometry* **10**, 26 (1967); **13**, 29 (1971).
- [32] S.J. Fleming, D. Stoneham, *Archaeometry* **15**, 229 (1973).
- [33] G. Guerin, G. Valladas, *Nature* **286**, 697 (1980).
- [34] V. Mejdahl, *Archaeometry* **11**, 99 (1969); *PACT* **9**, 351 (1983); *Nucl. Tracks* **18**, 71 (1991).
- [35] H. Jungner, *PACT* **9**, 562 (1983); *Nucl. Tracks* **10**, 749 (1985); *Boreas* **16**, 231 (1987).
- [36] G. Hütt, *Izv. Akad. Nauk Est. SSR Geol.* **37**, 153 (1989).
- [37] G.B. Robertson, J.R. Prescott, J.T. Hutton, *Nucl. Tracks* **18**, 101 (1991).
- [38] J. Zimmerman, *J. Phys. C* **4**, 3265 (1971).
- [39] R. Chen, M. Abu-Rayya, N. Kristianpoller, *J. Lumin.* **48**, 833 (1991).
- [40] S.J. Fleming, *Archaeometry* **15**, 13 (1973); *PACT* **2**, 315 (1978).
- [41] D. Stoneham, *PACT* **9**, 227 (1983).
- [42] E.H. Haskell, I.K. Bailiff, *Radiat. Prot. Dosim.* **34**, 195 (1990).
- [43] D. Stoneham, I.K. Bailiff, L. Brodski, Y. Goksu, E. Haskell, G. Hutt, H. Jungner, T. Nagamoto, *Nucl. Tracks* **21**, 195 (1993).
- [44] D.W. Zimmerman, *Science* **74**, 818 (1971); *PACT* **2**, 458 (1978).
- [45] J.A. Westgate, *Nucl. Tracks* **17**, 432 (1990).
- [46] D.W. Zimmerman, M.P. Yuhas, P. Mayers, *Archaeometry* **16**, 19 (1974).

- [47] M. Schlesinger, *J. Phys. Chem. Solids* **26**, 1761 (1965).
- [48] I.K. Bailiff, S.G.E. Bowman, S.F. Mobbs, M.J. Aitken, *J. Electrostat.* **3**, 269 (1977).
- [49] G.A.T. Duller, A.G. Wintle, *Nucl. Tracks* **18**, 379 (1991).
- [50] D.J. Huntley, D.I. Godfrey-Smith, M.L.W. Thewalt, *Nature* **313**, 105 (1985).
- [51] B.W. Smith, M.J. Aitken, E.J. Rhodes, P.D. Robinson, D.M. Geldard, *Radiat. Prot. Dosim.* **17**, 229 (1986).
- [52] L. Botter-Jensen, C. Ditlefsen, V. Mejdahl, *Nucl. Tracks* **18**, 257 (1991).
- [53] S.-H. Li, A.G. Wintle, *Ancient TL* **9**, 50 (1991); *Quat. Sci. Rev.* **11**, 133 (1992); *Nucl. Tracks* **20**, 567 (1992).
- [54] G. Hutt, H. Jungner, R. Kujansuu, M. Saarnisto, *J. Quat. Sci.* **8**, 125 (1993).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Stanisław Jakubowicz, Waław Świątkowski

*Institut Fizyki Doświadczałnej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław*

Uwagi o graficznym przedstawianiu efektów kwantowych

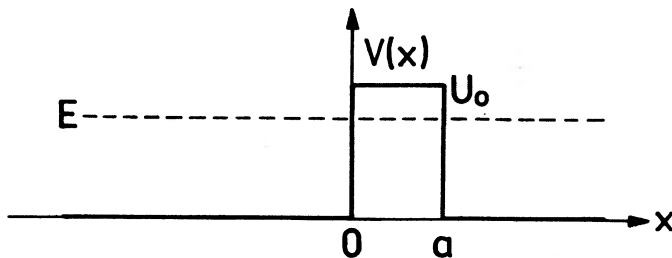
Graphic presentation of effects in quantum mechanics

Abstract: Textbook graphic presentations of Schrödinger wave function lack usually mathematical rigour and thus can be misleading. This problem is discussed using the example of a particle tunneling through a potential-energy barrier.

Rozumienie kwantowego opisu nawet prostych sytuacji fizycznych wymaga znajomości dość trudnego formalizmu matematycznego. Często przy próbach obejścia tych trudności autorzy opracowań popularyzujących fizykę, a także autorzy podręczników szkolnych i akademickich posługują się różnymi wykresami, odwołując się z reguły jednocześnie do analogii z falami sprężystymi. Ma to na celu bardziej poglądowe przedstawienie problemu. Niestety próby te często prowadzą do pojawienia się niejasności lub wręcz błędów (co najmniej w zakresie poprawności matematycznej). Na niektóre aspekty tej sytuacji pragniemy zwrócić uwagę w przedstawionym opracowaniu.

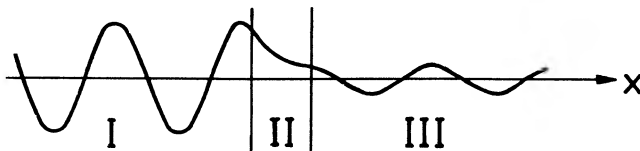
Typowym przykładem ilustracji odmienności zachowania się „cząstki kwantowej” w stosunku do „cząstki klasycznej” jest możliwość przenikania tej pierw-

szej przez barierę potencjału (efekt tunelowy), przy czym z reguły omawia się sytuację jednowymiarową z barierą prostokątną (rys. 1), w przybliżeniu zakładającym, że do bariery dociera monochromatyczna fala de Broglie'a (odpowiadająca energii $E < U_0$, por. rys. 1), częściowo odbijająca się od bariery i częściowo przenikająca przez nią. Jako wynik analizy tej sytuacji (rozwiązania równania



Rys. 1. Jednowymiarowa prostokątna bariera energii potencjalnej o wysokości U_0 i długości a

Schrödingera z odpowiednimi warunkami ciągłości dla funkcji falowej i jej pochodnej) dość często, i to od wielu dziesiątków lat i w różnych stronach świata, przedstawia się wykresy podobne do pokazanego tu na rys. 2, który wraz z podpisem został zaczerpnięty z niedawno wydanej książki J. Gintera [1] (cz. II, rozdz. 7). Warto zwrócić uwagę, że nie ma tu żadnej informacji o osi rzędnych. Czy jest

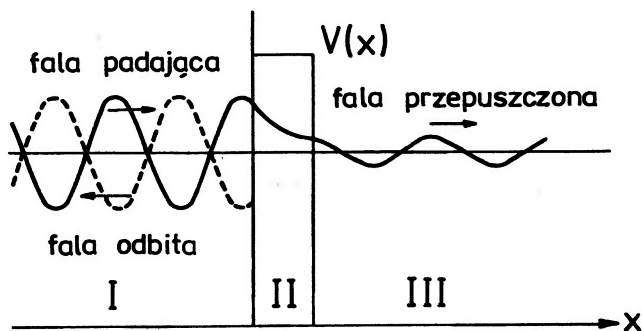


Rys. 2. Funkcja falowa w zjawisku tunelowym [1]

to zatem przestrzenna zależność funkcji falowej dla wybranej chwili? Ale wtedy powinno pojawić się pytanie czym wyróżnia się ta chwila i dlaczego jest tylko jeden wykres, skoro funkcja falowa jest zespolona, a więc dla każdej chwili powinien jej odpowiadać wykres części rzeczywistej i urojonej. A może chodzi tu nie o pełną funkcję falową, a o jej część niezależną od czasu? Ale przecież i w tym przypadku (po odrzuceniu zależności od czasu opisywanej czynnikiem $\exp(-iEt/\hbar)$) powinny pojawić się dwa wykresy przedstawiające część rzeczywistą $\text{Re}\psi(x)$ i urojoną $\text{Im}\psi(x)$ niezależnej od czasu funkcji falowej $\psi(x)$.

Z podobnymi niedomówieniami związanymi z wykresem takim jak na rys. 2 mamy do czynienia często. Nawet gdy widać, że autorzy mają jakieś wątpliwości,

zwykle ich do końca nie usuwają. Dla przykładu, w znanej książce R.D. Evansa [2] autor przedstawia taki właśnie rysunek pisząc w tekście, że przedstawia on część rzeczywistą (lub urojoną) ψ , z wyraźnym zaznaczeniem, że chodzi o ψ , a nie o $\Psi = \psi \exp(-iEt/\hbar)$. Jednocześnie w podpisie używa zwrotu, że rysunek odnosi się do pewnej wartości t . Z kolei Sokołow i Ternow [3] podają wykres jak na rys. 3. Znowu nie jest jasne, co mamy na osi rzędnych i co przedstawia podstawowy wykres (linia ciągła). Autorzy też mieli jakieś wątpliwości, zdając sobie sprawę z tego, że o ile w obszarze III mamy do czynienia z falą biegnącą, to w obszarze I przedstawiona jest superpozycja fali padającej i odbitej. Biorąc zatem za punkt wyjścia taki sam wykres jaki podaje J. Ginter [1] (por. rys. 2), dorysowują w obszarze I linią przerywaną sinusoidę nazwaną falą odbitą. Ale skoro z funkcją falową z obszaru II dobrze „zszywa się” fala padająca, to nie będzie takiego „zszywania się” z superpozycją fali padającej i odbitej. Wydawało nam się więc celowe przedyskutowanie niektórych problemów związanych z możliwością graficznego przedstawienia efektów kwantowych, na przykładzie efektu tunelowego.



Rys. 3. Przechodzenie cząstki przez barierę potencjału [3]

Stany z określoną energią – stany stacjonarne – są (dla sytuacji jednowymiarowej) opisywane funkcjami falowymi postaci

$$\Psi(x, t) = \psi(x) \exp(-iEt/\hbar), \quad (1)$$

gdzie $\psi(x)$ jest funkcją (ogólnie biorąc zespoloną) współrzędnej x . Jeżeli $\text{Re}\psi(x)$ jest częścią rzeczywistą $\psi(x)$, a $\text{Im}\psi(x)$ jej częścią urojoną, to mamy

$$\Psi(x, t) = [\text{Re}\psi(x) + i \text{Im}\psi(x)] \exp(-iEt/\hbar). \quad (2)$$

Oznacza to, że dla określenia funkcji falowej $\Psi(x, t)$ należy podać dwie funkcje współrzędnej x , a mianowicie

$$r(x) = \text{Re}\psi(x) \quad (3)$$

i

$$u(x) = \text{Im}\psi(x). \quad (4)$$

Dodatkowo sprawę komplikuje fakt, że funkcje $\Psi(x, t)$ i $\psi(x)$ mogą być zastąpione przez

$$\Psi_\varphi(x, t) = e^{-i\varphi}\Psi(x, t) \quad (5)$$

i

$$\psi_\varphi(x) = e^{-i\varphi}\psi(x), \quad (6)$$

odpowiednio, gdzie φ jest dowolną liczbą rzeczywistą (znak minus w wykładniku wzięto dla wygody). Oznacza to, że do opisu danej sytuacji w miejsce $r(x)$ i $u(x)$ mogą być użyte również dwie funkcje

$$r_\varphi(x) = r(x) \cos \varphi + u(x) \sin \varphi \quad (7)$$

i

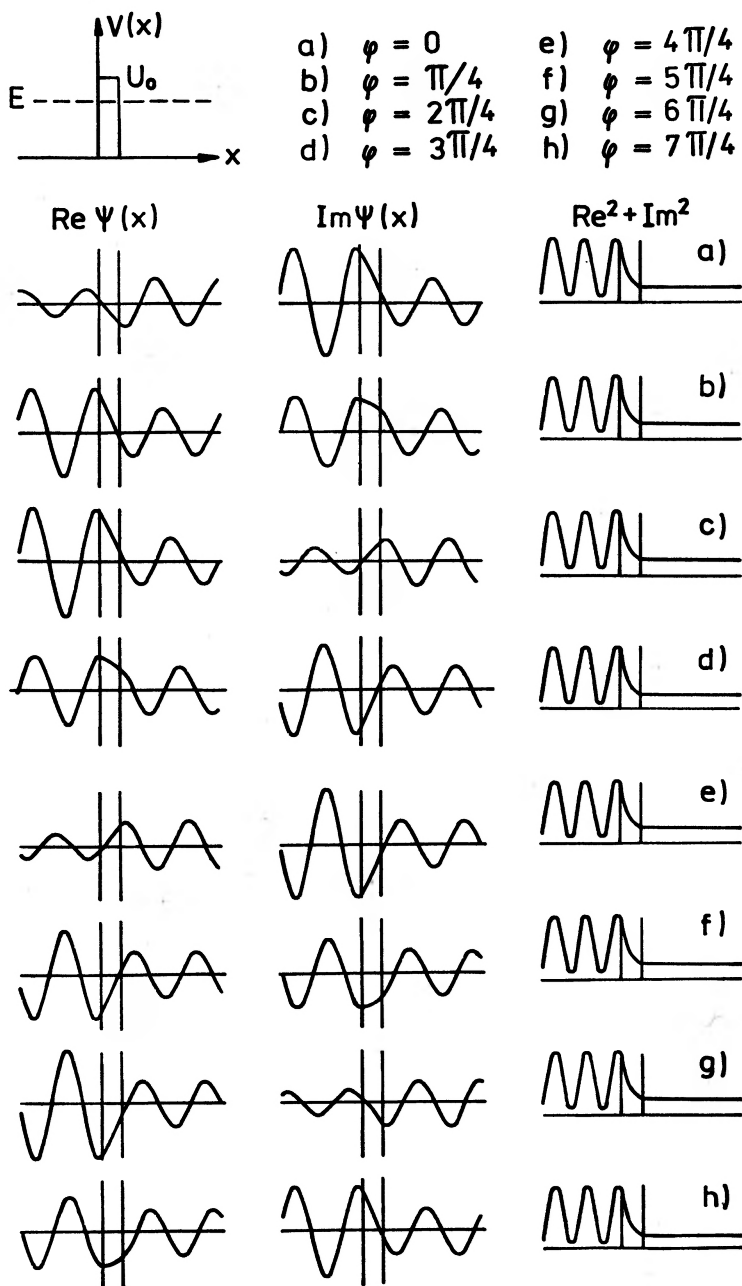
$$u_\varphi(x) = u(x) \cos \varphi - r(x) \sin \varphi. \quad (8)$$

Zatem, ogólnie biorąc, jedną z możliwości graficznej prezentacji funkcji falowej byłoby jednoczesne przedstawienie wykresów funkcji $r(x)$ i $u(x)$ z zaznaczeniem, że możliwa jest transformacja określona wzorami (7) i (8) i że transformacja ta nie zmienia rozkładu prawdopodobieństwa dla x , bowiem

$$\rho(x) = r^2(x) + u^2(x) = r_\varphi^2(x) + u_\varphi^2(x). \quad (9)$$

Należy zwrócić uwagę na to, że w przypadku stanów stacjonarnych, dla których prąd gęstości prawdopodobieństwa jest zerowy, istnieje możliwość doprowadzenia poprzez dobór parametru φ do tego, że jedna z tych funkcji, $r_\varphi(x)$ lub $u_\varphi(x)$, może być tożsamościowo równa zero. Jeśli będzie to $u_\varphi(x)$, to będziemy mieli do czynienia z rzeczywistą funkcją falową $\psi(x)$. Z sytuacją taką mamy do czynienia dla cząstki uwiecznionej w jamie energii potencjalnej, np. w nieskończenie głębokiej jamie prostokątnej. Wtedy faktycznie funkcja falowa może być opisywana jedną funkcją współrzędnej przestrzennej (i jednym wykresem). Z reguły wybiera się taki opis, ale też z reguły nie zwraca się uwagi na to, że nie był to wybór jedynie możliwy.

W przypadku stanów stacjonarnych z niezerowym prądem gęstości prawdopodobieństwa, a z taką sytuacją mamy do czynienia przy rozważaniu przenikania cząstki przez barierę potencjalną, nie jest możliwe, aby poprzez dobór parametru φ uczynić tożsamościowo równą zero którąś z funkcji $r_\varphi(x)$ lub $u_\varphi(x)$. Można odnieść wrażenie, że dość często nie jest to w pełni uświadamiane i stąd wspomniane



Rys. 4. Kilka przykładów możliwych (związanych z wyborem φ – por. wzór (6)) zależności $\text{Re}\psi(x)$ i $\text{Im}\psi(x)$ (oraz $\text{Re}^2\psi + \text{Im}^2\psi$) dla przypadku oddziaływania cząstki z barierą energii potencjalnej ($E < U_0$ – efekt tunelowy)

wyżej kłopoty. Dla zilustrowania problemu, na rys. 4 przedstawiono, dla kilku różnych wartości parametru φ , wykresy funkcji $\text{Re}\psi(x)$ i $\text{Im}\psi(x)$ odpowiadających podanemu na wstępie opisowi przenikania cząstki przez barierę potencjalną. Jak widać tylko niektóre z nich mają postać zbliżoną do wykresu przedstawionego na rys. 2, przy czym im podobieństwo jest lepsze dla $\text{Re}\psi(x)$, tym gorsze dla $\text{Im}\psi(x)$ i odwrotnie. Z tego samego rysunku widać, że stosownie do wzoru (9), rozkład prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w danym miejscu nie zależy od wyboru φ . Niektórzy autorzy, np. E.H. Wichmann [4], zdają sobie sprawę, że graficzne przedstawienie $\psi(x)$ jest kłopotliwe i przedstawiają graficznie jedynie rozkład prawdopodobieństwa.

Wróćmy jeszcze do wzoru (2). Jeżeli położymy $t = 0$, to otrzymamy

$$\text{Re}\Psi(x, 0) = \text{Re}\psi(x, 0) \quad (10)$$

i

$$\text{Im}\Psi(x, 0) = \text{Im}\psi(x, 0), \quad (11)$$

przy czym zmiana $\text{Re}\Psi(x, t)$ i $\text{Im}\Psi(x, t)$ w czasie przebiega podobnie jak zmiana $\text{Re}\psi(x)$ i $\text{Im}\psi(x)$ ze zmianą wartości parametru φ . Nietrudno zatem dostrzec, że przedstawione na rys. 4 wykresy ilustrujące zmianę $\text{Re}\psi(x)$ i $\text{Im}\psi(x)$ przy zmianie wartości φ mogą być traktowane jako ilustrujące zmianę $\text{Re}\Psi(x, t)$ i $\text{Im}\Psi(x, t)$ w czasie (wiedząc, że $\Delta\varphi \equiv E\Delta t/\hbar$).

Zwróćmy jeszcze uwagę, że na prawo od bariery (dla obszaru III) mamy jakby do czynienia z falą de Broglie'a. Jest ona reprezentowana (dla dowolnego φ , lub dowolnego t) przez dwie sinusoidy ($\text{Re}\psi_\varphi(x)$ i $\text{Im}\psi_\varphi(x)$ lub $\text{Re}\Psi(x)$ i $\text{Im}\Psi(x)$) przesunięte względem siebie o $1/4$ długości fali; stąd w tym obszarze $\text{Re}^2\Psi(x) + \text{Im}^2\Psi(x)$ nie zależy ani od x ani od t .

Literatura

- [1] J. Ginter, *Fizyka fal* (PWN, Warszawa 1993).
- [2] R.D. Evans, *The atomic nucleus* (McGraw-Hill, New York-Toronto-London 1955).
- [3] A.A. Sokolov, I.M. Ternov, *Kwantowaya mekhanika i atomnaya fizika* (Prosveshchenye, Moskwa 1970).
- [4] E.H. Wichmann, *Fizyka kwantowa* (PWN, Warszawa 1973).

NOWOŚCI NAUKOWE

Stanisław Mrówczyński

*Instytut Problemów Jądrowych
im. A. Sottana
Warszawa*

Jest szósty kwark

Discovery of the sixth quark

Abstract: The Standard Model which summarizes our knowledge on elementary particles assumes an existence of six quarks. The search for the sixth one lasted for two decades. The recent measurements provide an evidence that the top quark really exists.

Dnia 26 kwietnia 1994 r. doniesiono o doświadczalnej obserwacji kwarka *t* zwanego *prawdziwym* (od ang. *true*) lub *szczytowym* (od *top*). Od kilkunastu lat poszukiwano go, gdyż był istotnym, brakującym elementem tzw. modelu standardowego będącego sumą naszej wiedzy o świecie cząstek elementarnych.

Kwarki wprowadzono pierwotnie, aby uporządkować niezwykle liczne zbiorowisko cząstek elementarnych podlegających oddziaływaniom silnym. *Hadrony*, bo tak nazwano te cząstki, układają się w pewne grupy analogiczne kolumnom i rzędom w tablicy pierwiastków Mendelejewa. Ta obserwacja doprowadziła niezależnie M. Gell-Manna i G. Zweiga w 1964 r. do sugestii, że hadrony zbudowane są z bardziej elementarnych obiektów, które Gell-Mann nazwał kwarkami wykorzystując słowotwór z powieści Joyce'a *Finnegan's Wake*.

Hadrony dzielimy na bariony (do nich należą m.in. neutron i proton) oraz mezony. Bariony wyobrażamy sobie jako zbudowane z trzech kwarków, mezony zaś z kwarka i antykwarka. W r. 1964, gdy model sformułowano, potrzeba było jedynie

trzech typów kwarków, aby opisać wszystkie znane wówczas hadrony. Wprowadzono więc kwark d dolny (*down*) o ładunku elektrycznym równym $-1/3$ ładunku jednostkowego, kwark u górny (*up*) obdarzony ładunkiem $+2/3$ oraz kwark s dziwny (*strange*) o ładunku $-1/3$. Proton, którego ładunek równy jest jedności, jest kombinacją (u,u,d), zaś elektrycznie obojętny neutron (u,d,d). Bariony dziwne Λ , Ξ i Ω zawierają odpowiednio jeden, dwa i trzy kwarki s. Najbardziej pospolite mezony – dodatnio i ujemnie naładowane mezony π – to (u, \bar{d}) i (\bar{u} ,d), gdzie kreska nad symbolem oznacza odpowiedni antykwark o ładunku przeciwnym niż kwark. Mezony dziwne zawierają oczywiście kwark s. Zauważmy, że z kwarków o ładunkach ułamkowych budujemy cząstki o ładunkach całkowitych.

Nim jeszcze pojawił się model kwarków, stwierdzono badając rozpraszanie elektronów na protonach, że te ostatnie są obiektami rozciągliwymi. Podczas elektromagnetycznego oddziaływania elektronu z protonem następuje wymiana fotonu. Jeśli długość jego fali jest dużo większa od rozmiarów protonu, foton „widzi” proton jako ładunek punktowy. Gdy zaś niesie on dostatecznie duży pęd i długość fali jest dużo mniejsza od średnicy protonu, wówczas może „dostrzec” wewnętrzną strukturę protonu. Ogromną rolę odegrały badania tzw. głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na protonach, w których następuje duża (rzędu GeV/c) zmiana pędu elektronu. Rozpraszanie takie wykazało istnienie punktowych, słabo ze sobą oddziałujących składników protonu, zwanych partonami.

Powiązanie dynamicznego modelu partonowego ze statycznym kwarkowym doprowadziło ostatecznie do powstania chromodynamiki kwantowej, teorii podobnej nieco do elektrodynamiki kwantowej. W chromodynamice odpowiednikami elektronów i pozytonów są kwarki i antykwarki, fotonów zaś gluony odpowiedzialne w szczególności za wiązanie kwarków w hadrony. Zamiast ładunku elektrycznego mamy ładunek zwany kolorowym (stąd *chromo-*), który jest jednak nie jednego, lecz trzech rodzajów. Obiekt może być kolorowo neutralny, bądź biały, przez złożenie trzech kolorów podstawowych, jak w barionach, lub gdy dodajemy kolor i antykolor, tzn. kolor i kolor doń dopełniający, jak to się dzieje z mezonami. W elektrodynamice fotony nie niosą ładunku, gluony zaś są kolorowo naładowane i, w przeciwieństwie do fotonów, silnie między sobą oddziałują. W odróżnieniu od atomów, hadrony nie mogą być rozłożone na składniki. Jakkolwiek nie udało się tego wykazać w sposób całkiem zadowalający na gruncie teoretycznym, mamy solidne podstawy doświadczalne, aby wierzyć w tzw. hipotezę uwięzienia głoszącą, że w przyrodzie mogą występować jedynie obiekty białe, takie jak hadrony, w których kolorowe kwarki i gluony są uwięzione.

Kwarki niosąc kolor oddziałują silnie, dzięki zaś ładunkom elektrycznym – elektromagnetycznie, oddziałują one również słabo. W latach 60-tych zaproponowano teoretyczny schemat, w którym siły słabe i elektromagnetyczne są przeja-

wem bardziej podstawowego oddziaływania elektroslabego. Istotnie, w r. 1983 udało się doświadczalnie zaobserwować nośniki oddziaływania elektroslabego, tzw. bozony pośredniczące W i Z, przewidziane przez teorię.

Chromodynamika kwantowa wraz z teorią oddziaływań elektroslabych tworzy model standardowy. W modelu tym wyróżniamy dwie grupy obiektów: cząstki materii oraz nośniki oddziaływań. Dodatkowo mamy jeszcze tzw. mezon Higgsa nie należący do żadnej z tych grup. Cząstki materii to występujące parami kwarki i leptony:

$$\begin{aligned} \text{kwarki:} & \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \\ \text{leptony:} & \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Kwarki z górnego wiersza mają ładunek elektryczny równy $2/3$ ładunku jednostkowego, zaś z dolnego $(-1/3)$. Leptony z dolnego wiersza – elektron, mion i lepton tau – niosą ładunek równy (-1) . Towarzyszą im neutrino – elektrone, mionowe i tau. W odróżnieniu od pozostałych cząstek materii neutrino są bezmasowe i elektrycznie obojętne. Kwarki podlegają oddziaływaniom silnym, elektromagnetycznym i słabym, leptony z dolnego wiersza elektromagnetycznym i słabym, neutrino tylko słabym. Lista cząstek będących nośnikami oddziaływań wygląda następująco:

silne – gluon,
elektromagnetyczne – foton,
słabe – W, Z.

Model standardowy z powyższym zbiorem elementarnych składników opisuje całość zjawisk mikroświata.

Kwarki, jak widzimy, występują parami. Gdyby tak nie było, obserwowalibyśmy pewne słabe rozpady cząstek elementarnych, takie jak $\bar{K}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, które w istocie są silnie tłumione. Wtedy, gdy znane były jedynie trzy kwarki, przewidziano istnienie kwarka powabnego c (*charm*) jako partnera kwarka dziwnego s (*strange*). Kwark powabny został istotnie znaleziony w r. 1974. Znalezienie w roku następnym kwarka piątego oznaczonego literą b – dennego (*bottom*) lub pięknego (*beauty*) zwiastowało istnienie jeszcze jednego kwarka, prawdziwego właśnie.

W modelu standardowym każdej parze leptonów odpowiada para kwarków. Jeśli ta symetria jest naruszona, pojawiają się tzw. anomalie, które rozsadzają matematyczną poprawność modelu. Sam model natomiast nie ogranicza liczby par, czy, jak niektórzy powiadają, pokoleń kwarków i leptonów. Niedawne pomiary przeprowadzone w CERN-ie wykorzystujące największy akcele-

rator elektronowo-pozytonowy LEP, wykazały istnienie dokładnie trzech pokoleń leptonów, a więc tyle ile znamy. W tej sytuacji kwark prawdziwy był ostatnim brakującym elementem leptonowo-kwarkowej układanki.

Poszukiwania tego kwarka trwały kilkanaście lat. Ze względu na jego znacznie większą masę niż pierwotnie sądzono, dopiero Tevatron – akcelerator przeciwbieżnych wiązek z Laboratorium im. Fermiego w okolicach Chicago, w którym energia zderzeń protonów z antyprotonami osiągnęła rekordową wartość 1.8 TeV – okazał się właściwym narzędziem. Dla rejestracji produkowanych cząstek wybudowano potężne detektory. Po kilku latach prac związanych z doskonaleniem akceleratora i układów pomiarowych, grupa ponad 400 fizyków wykorzystująca detektor CDF (*Collider Detector at Fermilab*) – ogromne urządzenie o masie ok. 5000 ton – zaobserwowała wśród miliardów zderzeń 15 takich, w których zdaje się ujawniać kwark prawdziwy. Jego masę oceniono na ok. 174 GeV/c².

Para kwarków $t\bar{t}$ produkowana jest w zderzeniach protonów z antyprotonami (przy energii Tevatronu) dzięki oddziaływaniu wysokoenergetycznego kwarka u lub d z protonu z antykwarkiem \bar{u} lub \bar{d} z antyprotonu również niosącym dostatecznie dużo energii. Dalej następuje słaby rozpad (anty-)kwarka t na (anty-)kwark b i bozon W . Bozony W następnie rozpadają się na parę kwark i antykwark, bądź lepton i odpowiednie neutrino. Leptony uciekają z obszaru oddziaływania, natomiast kwarki dalej oddziałują prowadząc do powstania pęków hadronów, w których są uwięzione. Leptony i pęki hadronów są rejestrowane przez aparaturę pomiarową, a następnie rekonstruuje się cały proces porównując dane doświadczalne z obliczeniami teoretycznymi. Odkrycie kwarka t polegało w istocie na stwierdzeniu, że zgodność danych z teorią uzyskuje się dopiero wtedy, gdy w obliczeniach uwzględną się produkcję par kwarków t i \bar{t} .

Odkrycie szóstego kwarka, o ile oczywiście prawdziwe, jest wspaniałym potwierdzeniem słuszności modelu standardowego. Na tym jednak nie koniec. Nadal nie udało się zaobserwować najbardziej tajemniczej cząstki w tym modelu, tzw. mezonu Higgsa. W powszechnym przekonaniu sam model jest tworem niedoskonałym wymagającym uzasadnienia na gruncie bardziej fundamentalnej teorii określonej mianem wielkiej unifikacji, w której wszystkie typy oddziaływań znajdują jedno prazródło, która wyjaśni dlaczego symetria między materią a antymaterią jest naruszana na poziomie makroskopowym, lub inaczej dlaczego Wszechświat zbudowany jest tylko z materii. Już teraz mamy wiele, nawet zbyt wiele, wariantów takiej teorii. Wybór właściwego kierunku badań będzie wymagał doświadczalnych wskazówek. Front poszukiwań wróci zapewne do Europy – w CERN-ie, w Genewie powstaje akcelerator jeszcze większy od Tevatronu zwany LHC (*Large Hadron Collider*), który uruchomiony będzie w pierwszych latach następnego wieku.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

IV Międzynarodowe Sympozjum
„Systems with Fast Ionic Transport”

Sympozjum odbyło się w Warszawie (a dokładniej w Warszawie-Miedzeszynie) w dniach 10–14 maja 1994 r. Zorganizowane zostało przez Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej. Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył prof. Wacław Jakubowski. Poprzednie sympozja tej serii odbywały się w latach 1985 i 1988 w Smolenicach k. Bratysławy (Słowacja) oraz w 1991 r. w Holzhau (Niemcy). Konferencje umożliwiały specjalistom ze Wschodu i Zachodu zajmującym się transportem jonowym w ciałach stałych wymianę informacji naukowych.

Sympozjum poświęcone było zarówno teoretycznym i eksperymentalnym aspektom układów z szybkim transportem jonowym, jak również ich zastosowaniom.

Zorganizowano pięć sesji plenarnych w następujących dziedzinach: elektrolity polimerowe, nowe materiały, eksperymentalne metody badania transportu jonowego w ciałach stałych, przewodniki mieszane jonowo-elektronowe, nieorganiczne przewodniki jonowe.

Wykłady plenarne wygłosili zaproszeni profesorowie: P.G. Bruce (Szkocja) – „Struktura i elektrochemia elektrolitów polimerowych”, G.C. Farrington (USA) – „Nowe materiały i ich wpływ na technologię elektrolitów stałych”, J. Maier (Niemcy) – „Elektrochemiczne metody badań transportu jonowego w ciałach stałych”, I. Riess (Izrael) – „Ciała stałe o mieszanym jonowo-elektronowym przewodnictwie elektrycznym”, M.W. Breiter (Austria) – „Mechanizmy »hoppingu« i tunelowania jonów w elektrolitach stałych w niskich temperaturach”.

Przedstawiono również 23 referaty z prac własnych i ponad 60 plakatów. Materiały konferencji ukazały się jako specjalne wydanie *Solid State Phenomena*. W konferencji uczestniczyło 75 osób z 15 krajów.

Sympozjum sponsorowane było przez Ministerstwo Edukacji Narodowej, International Society of Electrochemistry, Polskie Towarzystwo Fizyczne i Fundację Batorego.

Podczas konferencji odbyło się spotkanie Międzynarodowego Komitetu Naukowego Sympozjum, któremu przewodniczył prof. M.W. Breiter. W czasie tego spotkania ustalono, że następną konferencją z tej serii odbędzie się w r. 1997 w Mińsku na Białorusi.

Władysław Bogusz

Instytut Fizyki PW
Warszawa

XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu

W dniach 22–28 maja 1994 r. w Domu Architekta w Kazimierzu odbyła się XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych *Na progu pustyni czy nowej fizyki?*. Pytanie zawarte w tytule konferencji dotyczy natury oddziaływań cząstek elementarnych przy bardzo wysokich energiach: czy od skali masy bozonu Z aż do skali wielkiej unifikacji nie należy się spodziewać nic nowego poza modelem standardowym (w tym sensie: *pustynia*), czy też powyżej skali kilku TeV czeka nas bogactwo nowej fizyki. Konferencja była poświęcona przeglądowi najnowszych wyników fizyki cząstek elementarnych, a szczególnie tych rezultatów, które mogłyby stanowić wyjście poza model standardowy oddziaływań fundamentalnych. Tematyka konferencji uwzględniała testowanie modelu standardowego, fizykę ciężkich kwarków, niezachowanie CP, badanie struktury hadronów i chromodynamikę kwantową, fizykę neutrin, supersymetrię oraz związki fizyki cząstek elementarnych i kosmologii.

Najważniejszym wynikiem doświadczalnym konferencji było oczywiście doniesienie z Laboratorium im. Fermiego (FNAL-u) w Batawii o odkryciu kwarka t w analizie zderzeń $p\bar{p}$. Interpretując nadwyżkę zaobserwowanych przypadków produkcji bozonów W i kwarków b jako sygnał produkcji kwarka t , jego masę określono na $(174 \pm 17) \text{ GeV}/c^2$ (kwark t ma prawie taką masę jak jądro wolframu!). Wynik ten zgadza się bardzo dobrze z oszacowaniem $172 \text{ GeV}/c^2$ uzyskanym z analizy poprawek promienistych w precyzyjnych testach modelu standardowego przeprowadzonych w akceleratorze LEP w CERN-ie. Nadal nie odkryto bozonu Higgosa – dolna granica na masę tego bozonu wynosi $63.5 \text{ GeV}/c^2$. Nie zaobserwowano również przypadków produkcji cząstek supersymetrycznych – partnerów zwykłych cząstek: kwarków, leptonów i bozonów cechowania – przewidywanych w supersymetrycznym rozszerzeniu modelu standardowego. Wśród innych ważnych doniesień doświadczalnych wymienić należy wyniki z akceleratora LEP w CERN-ie: szerokość cząstkowa bozonu Z w kanale $Z \rightarrow b\bar{b}$ jest niezgodna z przewidywaniami modelu standardowego o dwa odchylenia standardowe, niezgodne są też wyniki pomiarów kąta Weinberga przeprowadzonych przy użyciu akceleratora LEP i akceleratora SLC w SLAC-u.

W dyskusji szczególnie dużo czasu poświęcono analizie ostatnich osiągnięć w fizyce kwarka b : analizie rzadkich rozpadów, większej precyzji teoretycznych oszacowań efektów kwarka-spektatora itp. Na postęp w fizyce neutrin musimy jeszcze poczekać – planowane są nowe eksperymenty dla zmierzenia mas i kątów mieszania neutrin.

W dziedzinie oddziaływań silnych najistotniejsze są nowe wyniki w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym z akceleratora HERA w Hamburgu, w szczególności pomiar struktury nukleonu w obszarze bardzo małych wartości zmiennej Bjorkena x oraz obserwacja przypadków z dużą przerwą w pospieszności. Przedyskutowany został również postęp teoretyczny w rachunku zaburzeń w chromodynamice kwantowej. W dalszym ciągu pozostaje nie wyjaśniona struktura spinowa nukleonu. Nowe pomiary rozkładu spinu w protonie, neutronie i deuterze przeprowadzone w CERN-ie i SLAC-u potwierdzają wcześniejsze pomiary wskazujące na zagadkowy rozkład spinu w nukleonie. Bardzo ważnym zadaniem jest obecnie bardziej precyzyjne wyznaczenie stałej sprzężenia oddziaływań silnych α_s – jest to element niezbędny dla ewentualnego postępu w badaniu wielkiej

unifikacji.

Przeprowadzona podczas konferencji ankieta wykazała, że połowa osób biorących w niej udział jest przekonana, iż naruszona supersymetria jest symetrią przyrody. W następnym punkcie ankiety połowa zwolenników supersymetrii przewiduje odkrycie pierwszych supersymetrycznych cząstek jeszcze w tym stuleciu (po uruchomieniu LEP II), a pozostali – w pierwszym dziesięcioleciu przyszłego stulecia (po zbudowaniu LHC).

Konferencja została zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej i Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przy współpracy Instytutu Problemów Jądrowych w Warszawie i Instytutu Fizyki Cząstek Uniwersytetu w Walencji (Hiszpania). Konferencja była dofinansowana przez Komitet Badań Naukowych, głównie z grantu nr 2 0167 91 01. Uczestnikami konferencji było 51 fizyków z zagranicy (z CERN-u, Austrii, Białorusi, Bułgarii, Francji, Grecji, Hiszpanii, Indii, Japonii, Niemiec, Portugalii, Republiki Południowej Afryki, Rosji, Szwajcarii, W. Brytanii, Włoch i USA) oraz 31 fizyków polskich (z Białegostoku, Krakowa, Warszawy i Wrocławia). Łącznie przedstawiono 63 referaty przeglądowe i komunikaty z prac własnych, w tym 10 wystąpień mieli uczestnicy polscy. Ze względu na brak funduszy, w tym roku (po raz pierwszy w 17-letniej historii konferencji) nie zostaną opublikowane materiały konferencji.

Zygmunt Ajduk, Jan Kalinowski, Stefan Pokorski
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

II Spotkanie robocze poświęcone izotopom

Drugi międzynarodowy „warsztat” izotopowy (Isotope Workshop II) odbył się w murach pięknie położonego zamku Książ k. Wałbrzycha w dniach 25–27 maja 1994. Został on zorganizowany przez aktywny ośrodek wrocławski, z drem M.O. Jędrykiem na czele, z którego inicjatywy zawiązało się przed dwoma laty w Lublinie Międzynarodowe Towarzystwo Izotopowe (International Isotope Society) zrzeszające fizyków, chemików, geologów i biologów zajmujących się badaniem wahań składu izotopowego pierwiastków w przyrodzie. Podczas trzydniowych obrad przedstawiono 5 wykładów, ok. 30 referatów oraz ponad 20 plakatów, które wisiały przez cały czas trwania spotkania, a były objaśniane podczas dwóch jednogodzinnych sesji plakatowych. Tematyka 45-minutowych wykładów była następująca:

- B. Amov (Sofia) przedstawił własny model matematyczny ewolucji radiogenicznego Pb, Sr i Nd, opierając się na analogii między topnieniem strefowym ciał stałych a częściowym topnieniem w płaszczu ziemskim;
- H.R. Krouse (Calgary) omówił procesy kształtujące skład izotopowy tlenu i siarki w siarczanach naturalnych;
- E. Wada (Tokio) omówił dwa mechanizmy generacji metanu na obszarach kontynentalnych zalewanych wodą (pola ryżowe, bagna, stawy, jeziora) odkryte w wyniku badań różnicowania izotopów węgla i wodoru;
- S. Hałas (Lublin) poruszył zagadnienia obliczania współczynnika frakcjonowania izotopowego w szerokim przedziale temperatur. Droga do osiągnięcia tego celu jest wykorzy-

stanie uproszczonej formuły teoretycznej – przybliżenia harmonicznego uzupełnionego typową formułą empiryczną, parametry której wyznaczone są z wykorzystaniem danych uzyskanych z pomiarów metodą spektrometrii mas;

– J. Pilot (Freiberg) przedstawił geochemię izotopową oraz wyniki datowania cechsztyńskich złóż soli.

Tematyka 20-minutowych referatów była bardzo zróżnicowana, jakkolwiek organizatorzy starali się je pogrupować w sesje: (1) endogeniczne układy hydrotermalne, (2) węglany niskotemperaturowe, (3) zapisy izotopowe wahań środowiskowych, (4) środowisko i biogeochemia, (5) hydrologia i hydrogeologia, (6) sesja metodyczna.

W konferencji wzięło udział 40 uczestników w tym 20 z Polski. Czy aż tylu pojedzie na Isotope Workshop III, który odbędzie się w Budapeszcie w 1996 r.? Organizatorzy (International Isotope Society i Uniwersytet Wrocławski) wydali, pod redakcją Mariusza Oriona Jędryska, 200-stronicowy tom zawierający rozszerzone streszczenia zgłoszonych referatów. Tom *Extended Abstracts* jest cenny dlatego, że zawiera najnowsze wyniki badań izotopowych, przedstawione na ogół graficznie, wraz z najświeższymi odnośnikami do literatury. Co więcej, wiele referatów zostało streszczonych przez autorów w sposób bardzo wyczerpujący.

Stanisław Hałas

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

RECENZJE

Stephen Hawking: **Czarne dziury i wszechświaty niemowlęce**

tłum. z jęz. angielskiego Anna Minczewska-Przeczek,

Wydawnictwo Alkazar, Warszawa 1993, s. 230

Stephen Hawking był kiedyś naszym cichym i skromnym bohaterem. Każdy, kto interesował się teorią grawitacji, wiedział o jego niezwykłych pomysłach i eleganckich metodach dowodzenia twierdzeń. Widywaliśmy go na konferencjach. Nieuleczalna choroba w coraz większym stopniu odbierała mu kontrolę nad wszystkimi mięśniami; najprostsze czynności, nawet mówienie, wymagały od niego wielkiego wysiłku. Widząc, jak człowiek okrutnie skrzywdzony przez los dzielnie i skutecznie walczy o swoją godność i swoje miejsce w świecie, siłą ducha przewycięzając słabość ciała, podziwialiśmy go i szanowaliśmy. Najprościej wyraził to I. Nowikow, gdy zamykając sesję z udziałem Hawkinga na konferencji GR8 w Waterloo powiedział: „Stephen, Kochamy cię wszyscy”.

Sytuacja zmieniła się niestety, gdy dziennikarze zrobili z naszego Stephena gwiazdę mediów. Kilka lat temu tygodnik *Newsweek* zamieścił artykuł o ludziach niepełnosprawnych. W korespondencji po artykule, jeden z czytelników podał Hawkinga jako modelowy przykład integracji osoby niepełnosprawnej ze społeczeństwem. Parę tygodni później, Hawking był tematem „cover story” w *Newsweeku*. To był chyba kluczowy moment przemiany. Dziennikarze przedstawili Hawkinga jako najgenialniejszego fizyka naszych czasów i Pana Wszechświata, bezkrytycznie reklamując jego idee jako rozwiązania najtrudniejszych i najgłębszych zagadek Wszechświata. Zapomnieli przy tym niestety dodać, że idee te prawie bez wyjątku są bardzo dalekie od możliwości sprawdzenia obserwacyjnego lub doświadczalnego i mają dużą szansę na to, że w przyszłości zostaną zakwalifikowane jako błędne ścieżki nauki. Co gorsza, sam Hawking uwierzył najwyraźniej, że jest niekwestionowanym Nr 1 w dzisiejszej fizyce. Potwierdzeniem tej tezy stał się wielki sukces komercyjny jego poprzedniej książki *Krótką historią czasu*.

W omawianej tu książce Hawking idzie za ciosem i wyprzedaje wszystko, co ludzie zechcą jeszcze od niego kupić. Jest to zbiór artykułów i przemówień, napisanych i wygłoszonych przy różnych okazjach na najróżniejsze tematy oraz zapis wywiadu radiowego. Niektóre teksty są wspomnieniami z dzieciństwa i młodości oraz z kariery zawodowej, dwa są traktatami filozoficznymi, kilka pozuje na artykuły popularnonaukowe, zaś wywiad radiowy jest mieszaniną wszystkich tych elementów.

Jedyną potencjalnie wartościową częścią książki są teksty autobiograficzne. Dzięki swoim ciekawym i oryginalnym pracom oraz dzięki wspaniałej, bohaterskiej walce z chorobą, w której już odniósł duchowe zwycięstwo, Hawking stał się postacią historyczną. Jego życiorys będzie tematem badań historyków nauki. Informacje z tej dziedziny pochodzące z pierwszej ręki są więc interesujące, ale lepiej spełniłyby swoją funkcję, gdyby zebrano je w poważną, unikającą reklamiarstwa i pełną autobiografię. W obecnej postaci

pełnią rolę komercyjnej przynęty dla czytelników nie rozumiejących „popularnonaukowej” części książki.

Z punktu widzenia popularyzacji nauki, wartość artykułów Hawkinga o fizyce jest wątpliwa z dwóch powodów:

1. Autor opisuje w nich spekulacje z pierwszej linii frontu fizyki teoretycznej. Spekulacje te opierają się na tak rozległej wiedzy, że typowy czytelnik książek popularnonaukowych po prostu ich nie zrozumie. Rzetelne ich przedstawienie na poziomie popularnym wymagałoby solidnego i dużego opracowania (które niestety nie mogłoby liczyć na sukces komercyjny). Autor nie spodziewa się chyba zrozumienia u czytelnika-nieprofesjonalisty gdy pisze, że czas urojony płynie w kierunku prostopadłym do rzeczywistego i dlatego pozwała ominąć osobliwość (s. 112-13).

2. Spekulacje te nie stały się jeszcze częścią żadnej uznanej teorii fizycznej i być może nigdy do niej nie doprowadzą. Jeśli tak będzie, to nie warto nimi zawracać głowy czytelnikom literatury popularnej, którzy od fizyków oczekują raczej objaśniania świata, a nie opowieści o naszych problemach zawodowych. Ewentualny pożytek, jaki z tej lektury będą mieli nieliczni fizycy teoretycy, nie jest wart zamętu wywołanego w głowach wielu innych czytelników, a dla fizyków i tak należałoby na ten temat napisać całkiem inną książkę.

Trzeci składnik omawianej książki, tzn. dywagacje filozoficzne Autora, ... chyba byłoby lepiej, gdyby nie został napisany. W eseju pt. „Czy zbliża się koniec fizyki teoretycznej?” Hawking twierdzi, że jesteśmy blisko momentu, gdy powstanie teoria, która powie nam Wszystko. Pogląd taki po raz ostatni był głoszony w XIX w. i od tamtej pory zdążył skompromitować się całkowicie. Dwa zdania ze wstępu (s. 8): „Mamy szansę dorobić się pełnej teorii Wszechświata. A wtedy naprawdę staniemy się jego Władcami.” są, skromnym zdaniem niżej podpisanego, kompromitacją samego Autora.

Skoro, mimo wszystko, książka ta została wydana w Anglii, zasada wolnego przepływu idei może być użyta do uzasadnienia potrzeby wydania jej w Polsce. W tym miejscu jednak spotykamy się z problemem, będącym ostatnio plagą polskiego rynku „kulturalnego”. Nasza młoda liberalna demokracja nie przyswoiła sobie jeszcze idei, że możliwość wyciągnięcia pieniędzy od nabywcy nie jest wystarczającym uzasadnieniem wypuszczenia produktu na rynek. Pewne minimum dbałości o jakość produktu i odpowiedzialności za komfort jego użytkownika są konieczne w każdej sytuacji, a szczególnie w przypadku produkcji dóbr kulturalnych. Omawiana książka jest w dużej części poświęcona fizyce, wydaje się więc oczywiste, że jej tłumaczem albo przynajmniej konsultantem tłumacza powinien być fizyk. W długich fragmentach o charakterze autobiograficznym lub filozoficznym kompetencje Tłumaczki nie budzą zastrzeżeń. Niestety, we wszystkich fragmentach związanych z elementarną choćby fizyką wychodzi, jak słoma z butów, zwyczajna niekompetencja. Oto kilka przykładów:

„Ktoś poruszający się w kierunku światła powinien rejestrować większą jego prędkość niż osoba poruszająca się w tym samym kierunku, co światło...” (s. 61);

„wielkie” i „małe siły jądrowe” (s. 75, także s. 82 i inne miejsca);

„... teorie te [Newtona i Maxwella – A.K.] były zasadniczo nieprzywydlnie...” (s. 75) – miało być „niezgodne”.

„W tym okresie osobliwość zwana Wielkim Wybuchem, gęstość Wszechświata i zakrzywienie przestrzeni były nieskończone” (s. 120);

„prędkości boczne” (s. 122) – miało być „poprzeczne” albo „transwersalne”;
 „dolny ładunek elektryczny” i „dolny moment pędu” (s. 149) – mowa była o nad-
 wyższe wielkości jednego znaku nad tą samą wielkością o przeciwnym znaku;
 „wszystkie te rozwiązania są bardzo niepewne” (s. 159) – miało być „niestabilne”;
 „rozmiar ładunku elektrycznego danej cząstki” (s. 164) – miało być pewnie „wartość
 ładunku”.

Na s. 128 miliony pomyliły się Tłumaczcze z miliardami („przecież było to dziesięć
 lub dwadzieścia milionów lat temu” – to o Wielkim Wybuchu), na s. 145 – moc z ener-
 gią („Pierwotna czarna dziura uwalniałaby energię rzędu 6000 megawatów...”). Rekord
 pobity został na s. 146:

„Miejscowa gęstość w naszej galaktyce mogłaby być milion razy większa niż prze-
 ciętna, gdyby pierwotne czarne dziury raczej były skoncentrowane w pierścieniu galaktyk
 – cienkim obłoku szybko poruszających się gwiazd, w których osadzona jest każda ga-
 laktyka – niż jednorodnie rozłożone we Wszechświecie”.

Powyższe przykłady nie wymagają chyba dalszych komentarzy co do jakości tłuma-
 czenia.

Ponadto zwykle przyjęte terminy „lokalny” czy „supergrawitacja” zostały przetłu-
 maczone niekonwencjonalnie, choć poprawnie językowo, jako „miejscowy” (s. 71-72) i
 „nadgrawitacja” (s. 86).

Podsumowując, nałożyły się tu złośliwie dwa czynniki: kiepska książka bardzo do-
 brego skądinąd i bardzo znanego fizyka oraz bardzo złe, niekompetentne tłumaczenie.

Andrzej Krasieński

Centrum Astronomiczne PAN
 im. Mikołaja Kopernika
 Warszawa

**Stephen Hawking: Krótka historia czasu;
 od Wielkiego Wybuchu do czarnych dziur**

wydanie drugie, Wydawnictwo „Alfa”, Warszawa 1993, s. 182

(nazwisko tłumacza zostało w wydaniu II utajnione)

Redakcja *Postępów Fizyki* postawiła mnie przed trudnym zadaniem. Przy recenzjo-
 waniu nowej albo mało znanej książki recenzent może swobodnie wypowiedzieć własną
 opinię. W tym przypadku mam jednak przed sobą światowy superbestseller, którego
 wielki sukces komercyjny przyniósł Autorowi powszechną sławę i duże pieniądze jeszcze
 przed ukazaniem się polskiego tłumaczenia. Zanim poproszono mnie o napisanie recen-
 zji, zdążyłem usłyszeć i przeczytać tyle opinii o tej książce, że sformułowanie własnej,
 niezależnej opinii jest prawie niemożliwe, a ponadto ... Jeśli przyłączę się do chóru za-
 chwyków, recenzja będzie nieciekawa. Jeśli przeciwstawię się im, Czytelnicy zaczną mieć
 podejrzenia co do mojej poczytalności. Podejmę jednak to ryzyko i spróbuję zanalizować
 nie tylko samą książkę, ale i fenomen jej sukcesu.

Krótka historia czasu nie miała być zwyczajną książką popularnonaukową. Autor
 od początku nastawił się na napisanie bestselleru i podporządkował wymaganiom ko-

mercji. Jak to sam ujawnił w swojej późniejszej książce *Czarne dziury i Wszechświaty niemowlęce*, chciał „... aby była to jedna z tych książek, które sprzedaje się w kioskach na lotnisku” ([1], s. 50). Kierując się tym kryterium, Autor wybrał wydawnictwo („Choć Bantam nie specjalizuje się w publikacji książek naukowych, jego wydania są szeroko dostępne w kioskach lotniskowych”, [1] s. 51). Następnie, przez kilka lat posłusznie przyjmował pouczenia redaktora z wydawnictwa, także i to, że każde równanie zawarte w książce zmniejszy jej sprzedaż o połowę ([1], s. 45). Cel został osiągnięty, co potwierdzam jako świadek naoczny. Z regałów w kioskach lotniskowych, mając po lewej dziewczynę z obfitym biustem i w malowniczo osuwającej się sukni w objęciach supermana o stalowym spojrzeniu, po prawej Donalda Trumpe z kwaśną miną na okładce jego książki o sztuce układu, u góry i u dołu ilustrowane poradniki kulinarne, medyczne i erotyczne, spoglądał na chętnego klienta Stephen Hawking sfotografowany na tle przestrzeni międzygwiazdnej.

Tajemnica sukcesu książki kryje się chyba właśnie w zdecydowanym i bezkompromisowym dążeniu Autora do zadowolenia gustów typowych klientów kiosków lotniskowych. Informacje o fizyce przeplatają się tu z informacjami o sławnych fizykach i ciekawostkami z ich życiorysów, przy czym skrupulatnie zostały odnotowane zdobyte przez nich nagrody Nobla i kontrowersje otaczające niektóre z nagród. W poważnej książce popularnonaukowej informacje te byłyby zbędnym balastem, jest on jednak jeszcze nieszkodliwy. Zastrzeżenia budzi natomiast fakt, że Autor, zaczawszy od prezentacji klasycznej, solidnie sprawdzonej fizyki, wciąga czytelników w spekulacje daleko wybiegające poza możliwości eksperymentalnego sprawdzenia i przedstawia je jako nowe odkrycia naukowe.

Pierwsze rozdziały książki przedstawiają w wielkim skrócie i uproszczeniu rozwój fizyki od pseudonauki Arystotelesa do mechaniki kwantowej i teorii względności. Nie jest to wykład historii fizyki, ponieważ Autor skoncentrował się na mechanice, astronomii, teorii grawitacji i mechanice kwantowej, pomijając pozostałe działy. Tak dobrany materiał jest przygotowaniem do dalszej, najważniejszej dla Autora części książki, i w tym zawężonym zakresie jest to dobry od strony naukowej i dobrze napisany tekst popularnonaukowy. Zauważyłem w nim tylko jedną drobną nieścisłość: nie jest prawdą, że „Friedmann znalazł tylko jeden model Wszechświata zgodny ze swoimi założeniami” (s. 50) – naprawdę znalazł dwa, a w dwu napisanych o nich pracach przedyskutował je o wiele dokładniej i wszechstronniej niż robią to dzisiejsi autorzy podręczników astronomii. Bardzo nieeleganckie, i też zresztą nieprawdziwe zdanie znalazło się na s. 57. Po krótkim opisie twierdzeń o osobliwościach, sformułowanych i udowodnionych przez siebie i Penrose’a, Autor stwierdza: „Nasza praca napotkała początkowo ostry sprzeciw, między innymi ze strony Rosjan, wiernych swojemu marksistowskiemu determinizmowi...”. Rosjanie po prostu mieli inne zdanie w tej sprawie, ale w końcu dali się przekonać.

Harmonia pomiędzy nauką i jej literacko ubarwionym opisem ulega zachwianiu w rozdz. 6, w którym Autor zajmuje się teorią czarnych dziur, w dużej części będącą jego własnym dziełem. Możliwość istnienia czarnych dziur o masach gwiazd lub jąder galaktyk jest przedstawiona jeszcze z właściwą dawką sceptycyzmu. Wtargnięcie do krainy fikcji następuje pod koniec rozdz. 6, gdy Autor rozważa możliwość powstania czarnych dziur o masie znacznie mniejszej niż masa Słońca. Píše on, że mogły one powstać „przy ogromnym ciśnieniu panującym we wczesnym okresie historii Wszechświata” (s. 97), nie wspomina jednak, że potrzebny do tego byłby duży lokalny *gradient* ciśnienia, co jest sprzeczne z przedstawioną w innym miejscu książki ideą, że wczesny Wszechświat był

bardzo dokładnie jednorodny. Postulat istnienia małych czarnych dziur nie jest oparty na żadnym ścisłym rozwiązaniu równań Einsteina, i nie jest oczywiste, czy ich istnienie byłoby zgodne z teorią Einsteina i z obecną wiedzą o ewolucji Wszechświata.

Poczynając od rozdz. 7 znajdujemy się już głęboko na terytorium krainy fikcji. Opisane tam promieniowanie termiczne czarnych dziur jest bardzo pięknym i ważnym wynikiem teoretycznym (uzyskanym przez samego Hawkinga), który pewnie pomoże w przyszłości uogólnić mechanikę kwantową i teorię względności w jednolitą kwantową teorię grawitacji. Szansa zaobserwowania tego promieniowania istniałaby jednak tylko dla małych czarnych dziur, o których istnieniu nie wiadomo dokładnie nic. Fantazjowanie na temat możliwości wykorzystania energii tego promieniowania (s. 107) ociera się więc o granicę maniactwa. Ostrzeżenie: „Ten schemat nie wydaje się zbyt praktyczny, przynajmniej w najbliższej przyszłości” (s. 107) może zostać przez wielu czytelników zrozumiane: „dzisiaj jeszcze nie, ale za 20 lat – kto wie?”, gdy tymczasem realną możliwością jest, że za 20 lat nikt w tę teorię nie będzie już wierzył.

Zdecydowanie poza zakresem nauki znajdują się rozważania o „psychologicznej strzałce czasu” (s. 137-38 i 140-41), chociaż Autor przedstawia je z tą samą powagą i przekonaniem, co wcześniejsze wywody o fizyce („Twierdzą jednak, że takie istoty miałyby odwróconą psychologiczną strzałkę czasu. To znaczy, pamiętałyby one zdarzenia ze swojej przyszłości, a nie przeszłości” – s. 138, mowa o życiu we Wszechświecie, w którym entropia maleje zamiast rosnać). Na s. 145, po krótkim opisie niespełnionych nadziei na stworzenie Teorii Ostatecznej w przeszłości, Autor pisze: „Po przypomnieniu tych faktów chcę jednak powiedzieć, że mamy już dzisiaj pewne podstawy, by sądzić, że prawdopodobnie zbliżamy się do końca poszukiwań ostatecznych praw natury”. Czy każde pokolenie fizyków musi dorobić się swojej wersji tego urojenia?

Ostatni akapit „Zakończenia” warto zacytować w całości (s. 161): „Gdy odkryjemy kompletną teorię, z biegiem czasu stanie się ona zrozumiała dla szerokich kręgów społeczeństwa, nie tylko paru naukowców. Wtedy wszyscy, zarówno naukowcy i filozofowie, jak i zwykli szarzy ludzie, będą mogli wziąć udział w dyskusji nad problemem, dlaczego Wszechświat i my sami istniejemy. Gdy znajdziemy odpowiedź na to pytanie, będzie to ostateczny tryumf ludzkiej inteligencji – poznamy wtedy bowiem myśli Boga.” Wypowiedzi tego rodzaju mogą zwiększać sprzedaż książki dwukrotnie, ale u fizyków budzą niesmak. Nadzieja wyrażona przez Autora jest naiwna nie tylko z powodu niemocy fizyki i fizyków wobec pytań ostatecznych, ale także dlatego, że „zwykli szarzy ludzie” będą prawdopodobnie zawsze woleli siedzieć przed telewizorem, nie zadając sobie nawet pytania, jak on działa.

Książka kończy się krótkimi biografiami Einsteina, Galileusza i Newtona. Autor nie wyjaśnia, dlaczego akurat tych fizyków postanowił przedstawić czytelnikom bliżej. Mogą domyślać się tego tylko uważni czytelnicy prasy. Dziennikarze pisali bowiem, że Hawking urodził się w tym samym dniu roku, w którym zmarł Galileusz, jest w Cambridge szefem tej samej katedry, która kiedyś należała do Newtona, i jest najwybitniejszym fizykiem epoki po Einsteinie (o dwu pierwszych z tych stwierdzeń Autor sam zresztą wspomina w swojej drugiej książce [1]). Nie jest też jasne, po co Autor zajął się ich biografiami, skoro nie zamierzał tego zrobić w sposób poważny i solidny. Te trzy rozdziałiki są bowiem napisane w plotkarskim stylu, typowym dla prasy brukowej, i czytelnik prawdopodobnie zapamięta z nich tylko tyle, że Einstein był pacyfistą i syjonistą, Galileusz zadął z

Kościółem i ciężko za to odpokutował, zaś Newton był niesympatyczny, małostkowy i mściwy. Na temat ról Einsteina, Galileusza i Newtona w rozwoju fizyki Autor wypowiada tylko zdawkowe banały.

W konkluzji, wydaje mi się, że w książce zbyt wielki nacisk położono na jej atrakcyjność literacką, a zbyt mało poważnie potraktowano samą fizykę. Czytelnicy, którzy bezkrytycznie uwierzą we wszystko, co tam przeczytają, będą mieli zafałszowane wyobrażenie o fizyce. Z drugiej strony jednak, większość czytelników tej książki po literaturę popularnonaukową nie sięga nigdy, i dzięki niej dowiedzieli się jednak czegoś o nauce. Czy wobec tego tak należy pisać książki popularnonaukowe? Myślę, że każdy czytelnik *Postępów Fizyki* ma na ten temat własne zdanie.

Andrzej Krasieński

Centrum Astronomiczne PAN
im. Mikołaja Kopernika
Warszawa

Literatura

- [1] S.W. Hawking, *Czarne dziury i Wszechświaty niemowlęce*, przełożyła A. Minczewska-Przecek (Wydawnictwo Alkazar, Warszawa 1993).

K R O N I K A

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dn. 30 maja 1994 r.: Zygmunt Chyliński (IFJ, Kraków), Czesław Jędrzejek (UJ, Kraków), Józef Kazimierz Mościcki (UJ, Kraków), Władysław Waluś (UJ, Kraków), Andrzej Zdziarski (Centrum Astronomiczne PAN, Warszawa). W dniu 20 czerwca 1994 r. nominacje otrzymali: Jerzy Jurkiewicz (UJ, Kraków), Andrzej Michał Oleś (UJ, Kraków), Jerzy Piekoszewski (IPJ, Świerk), Krzysztof Sokalski (UJ, Kraków), Krzysztof Wierzbanowski (AGH, Kraków).

Sprawy Nauki, nr 4 (1994)

EPS wysyła czasopisma do byłego ZSRR

Europejskie Towarzystwo Fizyczne stara się pomagać fizykom w środkowej i wschodniej Europie i w dawnym Związku Radzieckim organizując wysyłanie pewnej, ograniczonej liczby czasopism fizycznych. Z inicjatywy Maurice'a Jacoba, ówczesnego prezesa EPS-u, powstał w 1992 r. program „Journals for the FSU” (czasopisma dla byłego ZSRR). Udało się uzyskać poparcie Wydziału Nauki Komisji Europejskiej oraz Międzynarodowego Stowarzyszenia dla Promocji Współpracy z Naukowcami z Niezależnych Państw Dawnego ZSRR (INTAS) i tą drogą uzyskać fundusz 600 000 ECU na ten cel.

Pierwszym krokiem było opłacenie prenumeraty ponad 500 egzemplarzy rocznika 1994 różnych europejskich czasopism fizycznych, następnym będzie zakup nume-

rów z rocznika 1993 tych pism, jest też nadzieja na zapewnienie prenumeraty na 1995 r. EPS negocjuje teraz z Fundacją Sorosa aby uzyskać dodatkowe fundusze na opłacenie dawnych roczników dla byłego ZSRR i bieżącej prenumeraty dla fizyków w krajach środkowej i wschodniej Europy.

Europhys. News 25, nr 6 (1994)

B. W.

Nagroda EPS za akceleratory

Europejskie Towarzystwo Fizyczne przyznało po raz pierwszy Nagrodę za Akceleratory. Zgodnie z regulaminem nagrodę tę może otrzymać fizyk lub inżynier będący we wczesnych stadiach swojej kariery, który wniósł ostatnio oryginalny i znaczący wkład w dziedzinę akceleratorów cząstek.

W tym roku nagrodę otrzymali: Igor Syraczew (Instytut Fizyki Jądrowej, Protwino, Rosja) za opracowanie nowego typu wneki częstości radiowej specjalnie nadającej się dla wiązek impulsowych oraz Håkan Danared (Laboratorium Manne Siegbahna, Sztokholm, Szwecja) za udoskonalenia w chłodzeniu elektronowym wiązek jonów.

Europhys. News 25, nr 6 (1994)

B. W.

Odkrycie podwójnie magicznego izotopu cyny

Izotop cyny ^{100}Sn od dawna budził wielkie zainteresowanie ze względu na przewidywane zamknięcie powłoki protonowej ($Z = 50$) i neutronowej ($N = 50$), co stwarza wyjątkowe warunki dla badania struktury jądra i oszacowania renormalizacji pseudowektorowej stałej sprzężenia β . Po wielu latach prób ten niezwykle egzo-

tyczny nuklid, o deficycie ponad 18 neutronów w stosunku do „środka ciężkości” trwałych izotopów cyny, został zidentyfikowany w 1994 r. w dwóch niezależnych eksperymentach, w ośrodkach fizyki ciężkich jonów GSI (Darmstadt, Niemcy) i GANIL (Caen, Francja).

We wcześniejszych pracach, prowadzonych głównie w GSI przez zespół E. Roeckla przy ścisłej współpracy z Zakładem Spektroskopii Jądrowej IFD UW i udziale innych grup, dla osiągnięcia ^{100}Sn i sąsiednich nuklidów stosowany był proces syntezy ciężkich jąder, a produkty reakcji identyfikowano w separatorze izotopów. Na tej drodze udało się dotrzeć do ^{101}Sn (Z. Janas i in.) i ^{100}In (W. Kurcewicz, J. Szerypo i in.). Następnym krokiem, dotarcie do ^{100}Sn , wymagał jednak zastosowania procesu fragmentacji wysokoenergetycznych ciężkich jonów i techniki separatora fragmentów, z wykorzystaniem pomiaru czasu przelotu, strat energii w cienkim detektorze i pełnej energii produktów reakcji.

Eksperyment w GSI, kierowany przez J. Frieseho, został przeprowadzony przez zespół fizyków niemieckich z Darmstadtu i Monachium w marcu i kwietniu 1994. Wykorzystano tu fragmentację jądra ^{124}Xe , najlżejszego z trwałych izotopów ksenonu, w grubej tarczy berylowej. Przy energii jonów 1.1 GeV/nukleon produkty reakcji pozbawione były elektronów, co ułatwiało ich identyfikację. W ciągu 277 godzin, przy całkowitej liczbie pocisków 2×10^{13} , zarejestrowano tylko 7 jąder ^{100}Sn . Przekrój czynny oszacowany został na 5 pb, znacznie mniej niż oczekiwano.

Eksperymenty w GANIL-u wykonane zostały przez fizyków z Caen (M. Lewitowicz i in.), Warszawy (K. Rykaczewski – przedstawiający projekt – i in.) i Dubnej (J. Pieniżkiewicz i in.), przy współpracy fizyków z Bukaresztu, Darm-

stadtu, Getyngi, Leuven i Orsay. Zastosowano wiązkę ^{112}Sn , najlżejszego z trwałych izotopów cyny, i tarczę niklową. W pierwszym eksperymencie (październik 1993), w którym energia wiązki wynosiła 58 MeV/nukleon, najlżejszym zaobserwowanym izotopem cyny była ^{101}Sn . W drugim (koniec kwietnia 1994), przy całkowitej liczbie pocisków 2.4×10^{15} i energii 63 MeV/nukleon, w ciągu 44 godzin zarejestrowane zostały 24 jony ^{100}Sn (o ładunku +48 i +47). Odpowiada to przekrojowi czynnemu ponad 120 pb. Jednoznaczność identyfikacji ^{100}Sn i kilku innych nowych nuklidów zweryfikowana została poprzez identyfikację charakterystycznego promieniowania gamma szeregu znanych izomerów z tego obszaru.

Porównanie eksperymentów wskazuje, że w GSI oddzielenie ^{100}Sn od innych produktów reakcji było lepsze, natomiast reakcja wykorzystana w GANIL-u zapewnia znacznie większą wydajność produkcji. Eksperymenty te stanowią pierwszy krok, pozwalający na zaplanowanie dalszych, które – jak można mieć nadzieję – pozwolą na poznanie własności ^{100}Sn i uzyskanie odpowiedzi na postawione ważne pytania fizyczne.

Jan Żylicz

Atomy promieniotwórcze w pułapce

Pułapkowanie atomów, o którym pisaliśmy w *Postęпах Fizyki* wielokrotnie (por. wykłady noblowskie H. Dehmelta (*PF* 42, 489 (1991)) i W. Paula (*PF* 42, 503 (1991)), a także artykuły H. Walthera (*PF* 44, 259 (1993)) oraz A. Hemmericha i T. Hänscha (*PF* 45, 381 (1994))) pozwoliło fizykom atomowym badać własności atomów w niespotykanych dotąd warunkach niemal zupełnego bezruchu. Ostatnio okazało się, że ta metoda może także dostar-

czyć niezwykle cennych informacji fizyce jądrowej i fizyce cząstek elementarnych.

Jeśli uda się schwytać w pułapkę atomy promieniotwórcze, to można mieć nadzieję na badanie w nowych warunkach oddziaływań elektroślabych i sprawdzenie przewidywań Modelu Standardowego. Jak wiadomo, zasada zachowania parzystości jest naruszona w oddziaływaniach słabych odpowiedzialnych za rozpad β . Dokładne pomiary natężenia bardzo słabych linii atomowych cezu i talu, linii występujących jedynie w wyniku niezachowania parzystości, dostarczyły już informacji o warunkach stosowalności Modelu Standardowego, których nie można uzyskać z samej fizyki wysokich energii. Cenne byłoby przeprowadzenie takich pomiarów dla innych atomów, szczególnie dla francu, dla którego efekty związane z naruszeniem parzystości powinny być największe ze wszystkich atomów alkalicznych.

Fizykom jądrowym od dawna marzy się izolowana próbka spolaryzowanych atomów promieniotwórczych. Taką właśnie próbkę mogą stanowić atomy schłodzone laserowo i schwytane w pułapkę, gdyż łatwo ją będzie spolaryzować na drodze pompowania optycznego. Ważnych informacji o własnościach oddziaływań słabych może dostarczyć badanie korelacji kątowych pomiędzy antyneutrinoami i elektronami emitowanymi przy rozpadzie β . Jeśli uda się obserwować rozpad α , to można będzie szukać np. odpowiedzi na pytanie czy w przypadku jądra silnie zdeformowanego cząstka α wysyłana jest z określonego miejsca jądra.

Podstawowym problemem jest oczywiście uzyskanie dostatecznej liczby atomów promieniotwórczych. Jąder nietrwałych otrzymuje się zwykle niewiele, i do tego w postaci jonów wielokrotnie naładowanych, a nie obojętnych atomów. Dwóm zespołom udało się jednak pokonać ten

problem, zresztą na różnych drogach.

Grupie z Uniwersytetu Stanu Nowy Jork w Stony Brook (Luis Orozco, Gene Sprouse i współprac., patrz G. Gwinner i in., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3795 (1994)) udało się schwytać w pułapce magnetoptycznej 80 atomów rubidu-79. Jony rubidu (o czasie połowicznego zaniku równym 23 minuty) są wytwarzane gdy wiązka jonów fosforu o energii 90 MeV z akceleratora Van de Graffa pada na cienką tarczę wanadową. Jony rubidu padają następnie na blok złota, w którym ulegają termalizacji i są emitowane z jego powierzchni w postaci jonów naładowanych pojedynczo. Są one z kolei kierowane na gorącą powierzchnię itrową, na której ulegają zobojętnieniu.

Uzyskane w ten sposób atomy rubidu o energii termicznej mogą już być chwytane w pułapkę atomową. Są więc one wprowadzane do komórki szklanej o ściankach z pokryciem uniemożliwiającym reakcję atomu alkalicznego ze ścianką szklaną i poddane oddziaływaniu z wiązkami laserowymi i polem magnetycznym w klasycznej konfiguracji pułapki magnetoptycznej. Obecność atomów w pułapce stwierdza się obserwując emitowaną przez nie fluorescencję.

W tym pierwszym doświadczeniu nie uzyskano jeszcze zbyt wielkiej wydajności, jest jednak nadzieja, że uda się ją zwiększyć dzięki ulepszeniom układu doświadczalnego. Celem autorów tych prac jest uwięzienie w pułapce atomów francu, co pozwoli na badanie efektów związanych z naruszeniem parzystości oraz na wykonanie dokładnych pomiarów spektroskopowych dla atomów francu, którego poziomy energetyczne są znane niezbyt dokładnie.

Z kolei grupa z Laboratorium im. Lawrence'a w Berkeley (Stuart Freedman i współpracownicy, patrz Z.-T. Lu i in., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3791 (1994)) schwytała w pułapce atomy sodu-21 o czasie po-

łowicznego rozpadu równym 23 sekundy, stosując nie termalizację, lecz spowolnienie wiązki atomowej. Promieniotwórcze atomy sodu powstają w wyniku oddziaływania wiązki protonów o energii 25 MeV z cyklotronu w Berkeley z tarczą z magnezu umieszczoną w piecu o temperaturze 500°C. Wiązka atomów sodu jest następnie spowalniana na drodze o długości 1 m metodą chłodzenia laserowego, po czym atomy są chwytywane w pułapkę magnetoptyczną.

W tym doświadczeniu całkowita wydajność była podobna jak w doświadczeniu w Stony Brook, jednak dzięki temu, że szybkość wytwarzania jonów była znacznie większa, udało się schwytać w pułapce 4000 promieniotwórczych atomów sodu. Było ich dostatecznie dużo, aby ich fluorescencję można było zarejestrować za pomocą kamery CCD.

Izotop sodu schwytywany w pułapkę w Berkeley jest dobrym kandydatem na obiekt badań korelacji elektron-neutrino, lecz ze względu na jego krótki czas życia doświadczenia takie będą bardzo trudne.

W obu doświadczeniach schwytyano w pułapce atomowej tylko jeden izotop, co jest wynikiem wielkiej selektywności chłodzenia laserowego. Z drugiej strony, metoda chłodzenia laserowego daje się zastosować jedynie do atomów o długościach fali przejść atomowych korzystnych z punktu widzenia dostępnych laserów. Ponieważ jednak udało się to już dotychczas dla 15 różnych pierwiastków, to można sądzić, że w niedalekiej przyszłości w laboratoriach jądrowych będzie się badać wiele dalszych jąder w warunkach chłodzenia laserowego i pułapkowania atomów. W ten sposób po raz kolejny metody doświadczalne rozwinięte w jednej dziedzinie fizyki okażą się niezwykle użyteczne w innych dziedzinach.

Pulsary mierzą czas

Jak wiadomo, niektóre pulsary (źródła astronomiczne wysyłające regularnie pulsujące promieniowanie radiowe) okazały się niezwykle stabilnymi, naturalnymi zegarami. W konsekwencji Międzynarodowa Komisja Wag i Miar (Comité International des Poids et Mesures) na swoim zebraniu w sierpniu 1993, po przedyskutowaniu propozycji Komitetu Doradczego ds. Definicji Sekundy, wydała zalecenie co do chronometrażu pulsarów milisekundowych.

Komisja, biorąc pod uwagę, że stabilność częstości niektórych pulsarów milisekundowych jest porównywalna ze stabilnością atomowych wzorców częstości dla uśredniania czasu dłuższego niż jeden rok, i to że dane z niezależnych pomiarów różnych pulsarów mogą posłużyć do ustalenia wysokostabilnej skali, zaleca:

- aby obserwatoria radioastronomiczne, które już prowadzą chronometraż pulsarów milisekundowych czyniły to nadal oraz aby poszukiwały nowych pulsarów,
- aby inne obserwatoria rozpoczęły programy obserwacji umożliwiających chronometraż pulsarów milisekundowych starając się doprowadzić do pomiarów szumu submikrosekundowego,
- aby raporty dotyczące danych z chronometrażu i procedury redukcji danych były komunikowane Międzynarodowemu Biuru Wag i Miar.

Metrologia 31, s. 55 (1994)

B. W.

Sto lat od śmierci Helmholtza

Przed stu laty, 8 września 1894, zmarł Hermann Ludwig Ferdinand Helmholtz, jeden z najbardziej uniwersalnych uczonych XIX w., lekarz, fizjolog, fizyk i filozof.

Helmholtz urodził się 31 sierpnia 1821 w Poczdamie. Był synem nauczyciela gimnazjalnego. Studiował medycynę i fizjologię. Był profesorem fizjologii uni-

wersytetów w Królewcu, Bonn i Heidelbergu, profesorem fizyki uniwersytetu berlińskiego, pierwszym prezesem nowo założonego Physikalisch-Technische Reichsanstalt, członkiem Pruskiej Akademii Nauk.

Miał wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizjologii, optyki medycznej, akustyki fizjologicznej, metrologii, najbardziej jednak jest znany jako ten, który wskazał na uniwersalne znaczenie zasady zachowania energii. W swojej pracy „Über die Erhaltung der Kraft” (O zachowaniu siły), przedstawionej w 1847 r. na posiedzeniu Towarzystwa Fizycznego w Berlinie, przedstawił pogląd, że wszystkie zjawiska przyrody dają się wytłumaczyć mechanicznie na podstawie sił centralnych – przyciągających lub odpychających i podał konsekwencje zasady zachowania energii w różnych gałęziach fizyki. Wprowadził pojęcie energii potencjalnej, a także wyrażenia na energię w przypadku pól statycznych elektrycznych i magnetycznych. Ogłoszone wyniki stanowiły syntezę wszystkich zjawisk energetycznych i jego rozważań nie tylko fizycznych lecz również rezultat stosowania metod fizyki, chemii i matematyki do złożonych zjawisk biologicznych. W zakończeniu swojej pracy napisał: „Powyższym wywodem udało mi się, jak sądzę, udowodnić, że rozpatrywane prawo nie przeczy żadnemu ze znanych zjawisk w zakresie przyrodoznawstwa. ... Celem badania niniejszego, w którym dopuściłem pewne części hipotetyczne i co mi, mam nadzieję, wybaczą jest dążenie do przekazania fizykom możliwie jasno ważności tego prawa – teoretycznej, praktycznej i heurystycznej. Jego potwierdzenie stanowi zapewne jedno z zasadniczych zadań fizyków w przyszłości.”

Wcześniej ogłosił kilka rozpraw, w których ustalił związek między działaniem mięśni i pojawiającym się w rezultacie tego ciepłem oraz rozpatrywał zjawiska

cieplne w organizmach zwierzęcych. Wyznaczał prędkość rozchodzenia się stanów zaburzeń w układzie nerwowym. W swoich pracach z podstaw fizjologicznej teorii muzyki dał podstawy doświadczalne i teoretyczne akustyki, przeprowadził analizę dźwięków za pomocą rezonatorów i pokazał, że każdy dźwięk składa się z różnych tonów prostych. Badał również zjawiska elektrodynamiczne, odkrył prądy w obwodach otwartych (tą dziedziną zajął się potem jego uczeń Henryk Hertz).

Einstein w jednym z listów do swojej przyszłej żony Milevy Maric napisał: „Coraz bardziej zadziwia mnie oryginalny umysł Helmholtza”.

Z okazji stulecia śmierci Helmholtza niemiecka poczta federalna wydała znaczek z jego podobizną.

Phys. Bl. 50, nr 9 (1994)

B. W.

Szampańskie nagrody

Grupa Moët Hennessy–Louis Vuiton przyznaje co roku nagrody „Nauka dla Sztuki” za badania naukowe, czyste lub stosowane, wiążące się bezpośrednio lub pośrednio z przemysłem lub rzemiosłem przez swój artystyczny czy estetyczny urok.

W 1994 r. nagrody (po 100 000 FRF każda) otrzymali Michael Berry (Uniwersytet w Bristolu) i Harold Kroto (Uniwersytet hrabstwa Sussex, Brighton). Berry’emu przyznano nagrodę za „podstawowe badania jakości materii wywołującej efekty sensoryczne lub ich odczuwanie przez zmysły” (chodzi tu o prace Berry’ego nad chaosem), Kroto zaś dostał ją za „odkrycie najbardziej obiecującego i nowoczesnego produktu i procesu o wartości technologicznej i handlowej” (fullereny).

Przypomnijmy może, że przed pięć laty nagrodę taką otrzymał Polak – Jerzy Dobrowolski mieszkający stale w Kanadzie i pracujący w laboratorium National Re-

search Council w Ottawie za opracowanie metody pokrywania cienkimi warstwami interferencyjnymi fragmentu powierzchni przedmiotu, który chce się chronić przed fałszerstwem (patrz Kronika 1-2/90).

Phys. World 7, nr 8 (1994)

B. W.

XXV Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

Zawody XXV Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej odbyły się w Pekinie (Chiny) w dniach 10–18 lipca 1994. Wzięły w nich udział drużyny z 46 państw. Ponadto cztery kraje były reprezentowane przez swoich obserwatorów, obecny był także obserwator Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Ze względu na sankcje ONZ w zawodach nie uczestniczyła Jugosławia, jednak pięciu uczniów z tego kraju brało udział nieoficjalnie i indywidualnie.

Zgodnie z regulaminem każdy kraj uczestniczący w zawodach mógł przysłać pięciu zawodników oraz dwóch opiekunów. Polskę reprezentowali zwycięzcy krajowej XLIII Olimpiady Fizycznej: Marek Czajkowski, uczeń mgra Zbigniewa Słótki (XIII LO w Szczecinie), Andrzej KomisarSKI, ucz. mgr Hanny Szyburskiej (I LO im. Mikołaja Kopernika w Łodzi), Marcin Mucha, ucz. mgr Joanny Matyjasek (II LO im. Jana Zamoyskiego w Lublinie), Przemysław Kozankiewicz, ucz. mgr Władysławy Cwaliny (VI LO im. Tadeusza Reytana w Warszawie), Igor Dydenko, ucz. dra Sławomira Brzezowskiego (V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie). Opiekunami naszej drużyny byli członkowie Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej: dr Waldemar Gorzkowski – kierownik delegacji i dr Włodzimierz Ungier – opiekun pedagogiczny.

Przed zawodami Komitet Główny zorganizował dla naszej reprezentacyjnej piątki dziesięciodniowy obóz przygotowaw-

czy. Część doświadczalna obozu odbywała się w I Pracowni Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, natomiast zajęcia teoretyczne – w Instytucie Fizyki PAN. Zajęciami doświadczalnymi kierował sekretarz KG OF ds. zadań doświadczalnych dr Andrzej Wysmołek, a zajęcia teoretyczne prowadzili opiekunowie delegacji.

W czasie zawodów w Pekinie uczniowie otrzymali do rozwiązania 3 zadania teoretyczne (jednego dnia) i 2 zadania doświadczalne (dwa dni później). Każdego dnia na rozwiązanie zadań uczestnicy mieli po pięć godzin.

Zadania konkursowe były bardzo ciekawe. Niestety ich forma i sposób przygotowania były nienajlepsze i Komisja Międzynarodowa spędziła sporo czasu na doszlifowanie ich ostatecznej formy.

Organizatorzy byli w bardzo trudnej sytuacji: liczba krajów uczestniczących w zawodach przekroczyła ich oczekiwania i sprawom czysto organizacyjnym musieli poświęcić znacznie więcej czasu i wysiłku niż planowano. Mimo to zawody przebiegały bardzo dobrze. Największym niedociągnięciem było nieprzygotowanie dyplomów dla nauczycieli uczestników zawodów – mają one być jednak rozesłane w terminie późniejszym.

Do tłumaczenia na języki narodowe mieliśmy do dyspozycji komputery IBM z ChiWriterem 4. Jak co roku były pewne kłopoty z używaniem polskich liter. Kłedy z krajów nieanglojęzycznych też mieli problemy, tak się bowiem składa, że anglojęzyczne ośrodki wiodące prym w tworzeniu oprogramowania nie rozumieją potrzeb właściwych innym językom.

Rozwiązania zadań były sprawdzane przez lokalną komisję złożoną z fizyków chińskich, a wystawione oceny omawiane później z opiekunami poszczególnych delegacji.

Najlepszy wynik (44.3 punktu na 50

możliwych) osiągnął Liang Yang z Chin. Tym samym zdobył on tytuł absolutnego zwycięzcy XXV Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Zgodnie z regulaminem przyznano w tym roku 6 pierwszych nagród (złote medale), 5 drugich nagród (srebrne medale), 22 trzecie nagrody (brązowe medale) i 37 wyróżnień. Ponadto przyznano 4 nagrody specjalne za wyróżniające się rozwiązania niektórych zadań. Nagrody specjalne otrzymali też: absolutny zwycięzca Olimpiady (Liang Yang – Chiny) i najlepsza z dziewcząt uczestniczących w zawodach (Yasaman Ferzan – Iran). Europejskie Towarzystwo Fizyczne, podobnie jak w latach ubiegłych, przyznało nagrodę specjalną za najbardziej zrównoważone wyniki w teorii i doświadczeniu (Yan Han – Chiny). Nowością była nagroda ufundowana przez Sekretarza Generalnego MOF (niżej podpisanego) dla najlepszego zawodnika z krajów, które uczestniczyły w MOF po raz pierwszy (Rafael Gil – Izrael). Ponadto gospodarze przyznali medale specjalne, złote, srebrne i brązowe – osobno za osiągnięcia w części teoretycznej, osobno za doświadczenie.

Nasi uczniowie wypadli marnie. Zdobylili tylko jeden medal srebrny (Marek Czajkowski) i dwa specjalne medale srebrne za teorię i za doświadczenie (również Czajkowski). Wprawdzie jest to nieco lepiej niż w ubiegłym roku, gdy nie zdobyliśmy ani jednego medalu, ale nie zaspokaja to naszych ambicji. Co jest przyczyną tak słabych wyników? Powtórzę tu w skrócie diagnozę z okazji poprzedniej MOF (*PF* 45, 163 (1994)): „Niewątpliwie jedną z najważniejszych przyczyn jest obniżający się systematycznie od kilku lat poziom nauczania fizyki w szkołach średnich. ... Oprócz niezbyt przemyślanych zmian programowych na złe przygotowanie zawodników wpływa zanik pracy kółek przedmiotowych i innych form pracy pozalekcyjnej. ... Być

może trzeba zmienić nieco charakter zadań i system ocen krajowej Olimpiady Fizycznej.”

Program „socjalny”, czyli imprezy w czasie wolnym, był – jak co roku – bardzo bogaty. Uczestnicy zawodów mieli okazję odpocząć na licznych wycieczkach do rozmaitych miejsc zabytkowych, znanych większości jedynie z literatury, jak Wielki Mur, groby dynastii Ming, Pałac Cesarski, Pałac Letni. Na szczególne podkreślenie zasługuje niebywała gościnność gospodarzy, zawsze gotowych do pomocy i niemal odgadujących wszystkie życzenia uczestników.

Jak zwykle Komisja Międzynarodowa rozpatrywała kilka spraw organizacyjnych. Wybrano (jednogłośnie) wicesekretarza MOF – został nim ponownie dr Andrzej Kotlicki (Kanada). Przyjęto poprawkę do statutu, zgodnie z którą organizatorzy kolejnych MOF muszą w ciągu roku opublikować materiały organizowanej przez siebie Olimpiady i rozesłać wszystkim uczestnikom. Postanowiono zorganizować „Dyskusję Okrągłego Stołu” na temat przyszłości MOF, która ma się odbyć podczas następnych zawodów, a materiały do niej ma zebrać i opracować sekretarz generalny MOF (czyli niżej podpisany).

Zawody następnej, XXVI Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej, odbędą się w Canberze (Australia) w lipcu 1995 r.

Waldemar Gorzkowski

Doktorat z popularyzacji

Chris Philippidis, fizyk teoretyk z Uniwersytetu Zachodniej Anglii (University of the West of England) w Bristolu zaprojektował program pracy doktorskiej dla studenta fizyki lub matematyki na temat popularyzacji nauki. W pracy tej doktorant ma przeanalizować książki i czasopisma popularnonaukowe od czasów wiktoriańskich do chwili obecnej. Chodzi tu o zdobycie in-

formacji i zbudowanie odpowiedniego uzasadnienia teoretycznego co do przekazywania i odbioru wiadomości dotyczących nauk ścisłych. Doktorant będzie też musiał zapoznać się z różnymi metodami analizy krytycznej stosowanej w socjologii i etnologii.

W uniwersytecie w Bristolu zaczęto też dla studentów starszych lat prowadzić wykład o związkach nauki, społeczeństwa i środków masowego przekazu.

Phys. World 7, nr 8 (1994)

B. W.

Fizyka wafelków

Nie, nie chodzi o cienkie płytki krzemowe, na których buduje się układy scalone, ale o smaczne, chrupiące wafelki, które mogą być nadziewane lub pokryte czekoladą. Zwykle kojarzymy zastosowania fizyki z przemysłem elektronicznym, optycznym, metalurgicznym, okazuje się jednak, że jej właściwe wykorzystanie ma też ogromne znaczenie dla pomyślnych wyników produkcji przemysłu spożywczego. We wrześniowym numerze czasopisma *Physics World* Stephen Beckett i Peter Schroeder z firmy Nestec York Ltd w Anglii oraz Simon Livings z Centrum Badawczego Nestlé w Szwajcarii opisują jakie metody fizyczne stosowane są (albo w laboratoriach własnych tej firmy, albo we współpracy z laboratoriami uniwersyteckimi) dla kontroli i ulepszania produkcji wafelków. Dobry wafelek musi być chrupiący, łatwo odłamywać się przy nagryzaniu i w odpowiedni sposób rozpuszczać się w ustach. Musi też dobrze przetrzymywać długi, nieraz kilkumiesięczny, okres od wyprodukowania do zjedzenia go ku satysfakcji konsumenta.

Do kontroli jakości ciasta stosuje się czujniki temperatury, lepkości i pH. Rozkład temperatury na płycie piekarnika mierzy się metodą obrazowania w podczerwieni. Do pomiarów wytrzymałości me-

chanicznej, modułu Younga, zastosowano znaną z badań drgań własnych płyt metodę figur Chladniego. Elektromiografię, metodę stosowaną w stomatologii do rejestracji potencjałów elektrycznych mięśni, a stąd do wnioskowania o ich funkcjach, użyto aby prześledzić jak zjadamy (rozgryzamy, łykamy) różne gatunki czekolady. Strukturę wafła bada się za pomocą konfokalnego laserowego mikroskopu skaningowego i skaningowego mikroskopu elektronowego. Niektóre wyroby cukiernicze, np. wafle, produkuje się w stanie szklistym, który jak wiadomo powstaje gdy ciecz schładza się szybko poniżej temperatury topnienia. Bardzo ważna jest znajomość tej temperatury przejścia dla danego produktu, gdyż przy przechowywaniu nawet dłuższy czas w temperaturze niższej jego wartość smakowa nie ulega większym zmianom.

Niektóre ze wspomnianych metod kontrolnych mogą i zaczynają być wprowadzane na linie produkcyjne, wiele jednak metod pozostanie nadal domeną laboratoriów badawczych.

Phys. World 7, nr 9 (1994)

B. W.

Zbyt wielka presja publikowania

Pewnego sierpniowego dnia 1992 r. Valery Fabrikant, profesor na Wydziale Inżynierii Uniwersytetu Concordia w Montrealu, spokojnie wszedł do gmachu uniwersyteckiego i zastrzelił czterech wykładowców. Odbywa obecnie karę dożywotniego więzienia, ale echo tej sprawy dopiero teraz zaczyna się rozchodzić w kanadyjskim środowisku uniwersyteckim. Fabrikant powiedział, że zabił swoich kolegów aby zwrócić uwagę na brak reakcji na swoje pretensje wobec Uniwersytetu: fałszowanie wyników badań, przeszkody stawiane mu w zawieraniu kontraktów badawczych, niesłuszną odmowę zatrudnienia go na stały etat.

Dochodzenie, niedawno przeprowadzone przez Uniwersytet wykazało, że pierwsze z tych oskarżeń (o fałszerstwo) było bezpodstawne, natomiast w innych sprawach Fabrikant miał do pewnego stopnia rację. Komisja uniwersytecka wyraziła opinię, że w uniwersytetach powstaje kult „badań napędzanych produkcją”, który porównała do przemysłu samochodowego kierującego się ilością wyrobów a nie ich jakością. Większe dotacje i więcej aparatury dostają ci, którzy mają dłuższe listy publikacji. Często się zdarza, że włączenie kogoś do zespołu autorów jest niczym nie usprawiedliwione, jak również jest dość powszechne, że prace zlecane przez zewnętrznych kontraktodawców są wykonywane kosztem niecałkowitego spełnienia obowiązków dydaktycznych, a także ograniczania badań własnych uniwersytetu. Te problemy, jak stwierdza raport komisji, nie dotyczą tylko Concordii lecz występują również w innych uniwersytetach kanadyjskich, gdyż są wynikiem systemu organizacji badań, jaki rozwinął się w Kanadzie w ciągu ostatnich 25 lat. Częściową winę za to ponosi polityka rządu z lat siedemdziesiątych, która preferowała sektor prywatny w rządowych programach badawczych. Pracownicy uniwersyteccy rozwiązali ten problem w ten sposób, że prywatyzowali się sami: zakładali prywatne spółki i występowali o kontrakty rządowe. Co najmniej dwóch kolegów Fabrikanta urządziło się w ten właśnie sposób: uzyskali kontrakt i profity stąd płynące, a wykonywali go przy pomocy studentów i na aparaturze uniwersyteckiej.

Science 264, nr 5166 (1994)

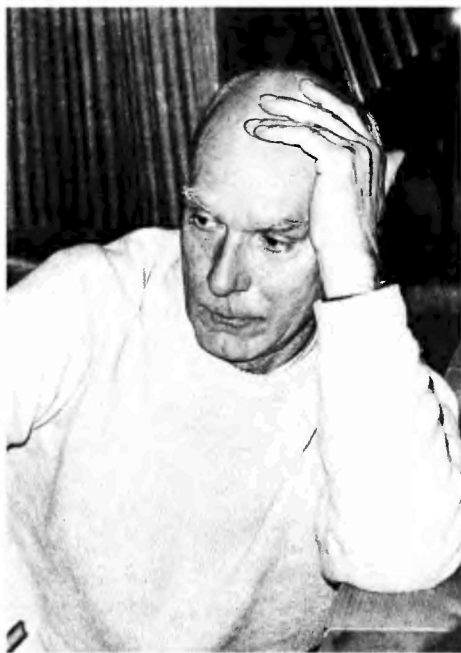
B. W.

Jan Rzewuski (1916 – 1994)

Dnia 17 września 1994 r. zmarł nagle we Wrocławiu Jan Rzewuski, doktor habi-

litowany fizyki, doktor *honoris causa* Uniwersytetu Wrocławskiego, członek rzeczywisty Polskiej Akademii Nauk, światowej sławy uczonej i wspaniały człowiek.

Jan Rzewuski urodził się w 1916 r. w Łodzi. Od 1952 r. był profesorem Uniwersytetu Wrocławskiego, na którym przez wiele lat kierował Instytutem Fizyki Teoretycznej powstałym w 1960 r. z jego inicjatywy. Był niezapomnianym Dziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii w okresie marca 1968 r. Był również członkiem Senatu Uniwersytetu.



Jan Rzewuski

(zdjęcie wykonane podczas Szkoły Fizyki Teoretycznej w Karpaczu w 1979 r. przez Leszka J. Pękalskiego.)

Liczne publikacje i fundamentalne monografie naukowe prof. Rzewuskiego z zakresu teorii pola stanowiły istotny wkład w rozwój fizyki współczesnej, wysoko ceniony w wielu ośrodkach naukowych na

świecie. Największe osiągnięcia naukowe przypadają na następujące dziedziny: teoria pola w podejściu macierzy S , teorie nie-lokalne, sformułowanie funkcjonalne, przestrzenie spinorowe, przestrzeń Hilberta z wyróżnioną składową. Jan Rzewuski był członkiem licznych towarzystw naukowych w kraju i za granicą, członkiem Komitetu Redakcyjnego *Reports on Mathematical Physics*.

Piękną kartę w życiorysie Profesora zapisała jego działalność patriotyczna w czasie II Wojny Światowej, za którą otrzymał Krzyż Walecznych, Krzyż Armii Krajowej i Warszawski Krzyż Powstańczy. Został też wyróżniony Krzyżem Oficerskim i Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski, oraz wieloma innymi odznaczeniami.

Był laureatem Nagrody Jurzykowskiego, a Polskie Towarzystwo Fizyczne nadało mu swoje najwyższe wyróżnienie – Medal Mariana Smoluchowskiego.

Profesor Rzewuski pracował naukowo do ostatnich swoich dni, śmierć przerwała tę działalność. Ośrodek Wrocławski odczuł głęboko tę stratę.

Jan Łopuszański

G.P.S. Occhialini (1907 – 1993)

Dnia 30 grudnia 1993 zmarł Giuseppe Paolo Stanislao Occhialini, nieomal legendarna postać początków fizyki promieniowania kosmicznego i cząstek elementarnych.

Occhialini urodził się 5 grudnia 1907 w Fossombrone, w pobliżu Urbino we Włoszech. Studiował na Uniwersytecie we Florencji, gdzie też w latach 1932–37 był asystentem. Tam zaprzyjaźnił się z Brunonem Rossim i z Gilbertem Bernardinim i tam wynalazł układ koincydencyjny do rejestracji cząstek. W latach 1932–34 praco-

wał w Cavendish Laboratory w Cambridge u P.A.M. Blacketta. Wspólnie z nim zbudował komorę jonizacyjną wyzwalaną zbudowanym przez siebie układem koincydencyjnym. Ich współpraca zaowocowała odkryciem par elektron-pozyton, natychmiast po odkryciu przez Carla Andersona pozytonu. W 1948 r. Blackett (ale nie Occhialini) otrzymał Nagrodę Nobla za „rozwiniecie metody komory Wilsona”.

W 1937 r. Occhialini wyjechał z Włoch do Brazylii, gdzie prowadził badania promieniowania kosmicznego w Uniwersytecie w São Paulo. W 1945 r. pojechał do Bristolu do Cecila Powella badać promieniowanie kosmiczne metodą emulsji fotograficznych, zapoczątkowaną przez Powella. Dostępne wówczas emulsje były niezadowalające – zbyt cienkie i nieczułe na słabo jonizujące cząstki. Firmy Ilford Ltd i Kodak na zlecenie i przy współpracy grupy bristolskiej wyprodukowały właściwe do tego celu, grube i czułe emulsje. Occhialini odegrał zasadniczą rolę w opracowaniu tej technologii. W maju 1947 Occhialini, Powell i ich młodszy współpracownicy – Cesare Lattes i Hugh Muirhead zaobserwowali w tych grubych emulsjach rozpad pionu na mion (i neutrino), a później rozpad mionu na elektron i cząstki neutralne. Metoda emulsji jądrowych rozpowszechniła się w wielu laboratoriach, a Powell i Occhialini wydali niezmiernie pożyteczny atlas *Nuclear Physics in Photographs*. W 1950 r. Powell otrzymał Nagrodę Nobla za „rozwiniecie metody fotograficznej badania procesów jądrowych”. Occhialiniego znowu Nagroda ominęła.

Od 1952 r. aż do emerytury Occhialini pracował na Uniwersytecie w Mediolanie, gdzie grupa, którą kierował, odkryła hiperon Σ^+ . W późniejszych latach Occhialini skierował swoje zainteresowania na fizykę kosmosu. Przez rok był w MIT u swojego dawnego przyjaciela Brunona Ros-

siego, gdzie zapoznawał się z tymi zagadnieniami. Po powrocie do Europy odegrał ważną rolę w tworzeniu Europejskiej Organizacji Badań Przestrzeni Kosmicznej (obecna nazwa: Europejska Agencja Przestrzeni Kosmicznej – European Space Agency).

Ochialini miał również bardzo szerokie zainteresowania pozafizyczne – od wspinaczki i speleologii do literatury i sztuki, wśród licznych przyjaciół miał opinię człowieka Renesansu.

Phys. Today 47, nr 6 (1994)

B. W.

H.G. Kuhn (1904 – 1994)

Heinrich Gerhard Kuhn, wybitny uczyony i nauczyciel, znany na całym świecie przede wszystkim jako autor znakomitej monografii na temat widm atomowych, zmarł 26 sierpnia 1994 r. w wieku 90 lat.

Urodził się we Wrocławiu 10 marca 1904 r. Studiował na uniwersytetach w Greifswaldzie i Getyndze. W Getyndze, miejscu wielkich odkryć w fizyce lat dwudziestych i wczesnych trzydziestych, pracował pod kierunkiem Jamesa Francka. To właśnie inspiracja i przyjaźń, jakich doznał ze strony Francka, ukształtowały jego osobowość jako wykładowcy i mistrza, tak cenioną potem przez jego studentów w Oksfordzie.

W 1926 r. rozpoczął pracę nad doktoratem oraz działalność dydaktyczną w Getyndze, jednak w 1933 r. utracił pracę na skutek wprowadzenia w hitlerowskich Niemczech ustaw antysemickich. Dzięki pomocy prof. Lindemanna (późniejszego Lorda Cherwella) znalazł się w Clarendon Laboratory w Oksfordzie, gdzie pracował aż do przejścia na emeryturę 38 lat później. W 1939 r. uzyskał obywatelstwo brytyjskie.

Od 1941 r. do końca wojny pracował w grupie zajmującej się, na zamówienie rządu, rozdzielaniem izotopów uranu

metodą dyfuzji gazowej. Po wojnie podjął także działalność dydaktyczną na Uniwersytecie Oksfordzkim.

W swojej pracy naukowej wykazywał niezwykle zdolność w wyborze owocnych kierunków badań, skrupulatnej pracy doświadczalnej i twórczej interpretacji jej wyników. Z Franckiem pracował w dziedzinie widm atomowych i cząsteczkowych, w Oksfordzie wyspecjalizował się w zakresie spektroskopii atomowej o wysokiej zdolności rozdzielczej. Jeszcze przed wojną, wraz z D.A. Jacksonem rozwinął metodę wiązki atomowej dla zmniejszenia szerokości dopplerowskiej linii widmowych, dzięki czemu wykonał pomiary rozszczepień nadsubtelnych i zeemanowskich z dokładnością, którą udało się poprawić dopiero czterdzieści lat później. Rozpoczął też wówczas badania w dziedzinie rozszerzenia linii widmowych, która pozostała jego specjalnością do końca życia. Po wojnie kierował licznymi badaniami widm atomowych metodami interferometrycznymi, w tym pomiarami struktur subtelnych w wodorze i helu, rozszerzenia rezonansowego i przesunięcia izotopowego linii widmowych.

Według zgodnej opinii wychowanków i kolegów-wykładowców, był znakomitym nauczycielem. Wykazywał wielkie zainteresowanie rozwojem swoich studentów, w trakcie studiów i po ich ukończeniu, oddziałując na nich przede wszystkim przykładem własnej osobowości, spójnej, bardzo ludzkiej, pełnej pokory wobec Przyrody.

Napisał dwie monografie o widmach atomowych. Pierwsza została wydana w Niemczech przed wojną, druga, napisana później po angielsku (*Atomic Spectra*), jest od wielu lat pozycją klasyczną, obecną w każdym laboratorium spektroskopii atomowej.

W 1954 r. został wybrany członkiem Towarzystwa Królewskiego, a w 1958 r.

otrzymał doktorat honorowy na Uniwersytecie w Aix-Marseille. Wykładał także na Uniwersytecie Kalifornijskim, a w 1967 r. otrzymał nagrodę Holwecka. Zaprzeszał wykładać w 1969 r., a w 1971 r. przeniósł się na Wydział Astrofizyki w Oksfordzie,

gdzie pracował nad podręcznikiem optyki.

Jego dwaj synowie, urodzeni już w Anglii, są dziś wykładowcami na uczelni, której tak wiele dał z siebie ich ojciec.

The Times, 5 września (1994)

M. Ł.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski).

1995

13 – 24 lutego 1995, Karpacz

31 Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej – Chaos: the interplay between stochasticity, classics and quanta

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, prof. P. Garbaczewski, IFT UWr, pl. M. Borna 9, 50-204 Wrocław, tel.: 222363, 201483, fax: 214454, 402800, adr.el.: pgar@plwruw11.bitnet.

P, U: 100, ang.

6 – 13 maja 1995, Zakopane

XXX Zakopane School of Physics

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego i Inst. Fizyki UJ, dr Krzysztof Tomala, IF UJ, Reymonta 4, 30-054 Kraków, tel.: 336377 w. 544, telex: 322723 ifuj pl, fax: 337086, adr. el.: zakop95@bron.ifj.edu.pl

Z: 30.4.95, U: 100, ang.

16 – 19 maja 1995, Jurata

XII Sympozjum z Hydroakustyki

Komitet Akustyki PAN, Pol. Tow. Akustyczne, Zakład Hydroakustyki Akademii Marynarki Wojennej, Katedra Akustyki Wydz. Elektroniki PG, prof. E. Kozaczka, Zakład Hydroakustyki AMW, ul. Śmidowicza 71, 81-919 Gdynia, tel.: (58) 262868, 262872, fax: (58) 254846, adr.el.: amw@beta.nask.gda.pl.

Z: 15.12.94, A: 28.2.95, U: 100, O: 2 mln zł, ang.

22 – 26 maja 1995, Jurata

6th Spring School on Acousto-optics and Applications

Inst. Fizyki Doświadczalnej UG, Sekcja Akustyki Kwantowej, Molekularnej i Sonochemii PTA, Komitet Akustyki PAN, dr Marek Kosmol, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, tel.: (58) 415241 w. 248 lub (58) 413175, tlx: 0512706 ifas pl, fax: (58) 413175, adr.el.: school@halina.univ.gda.pl.

Z: 31.1.95, A: 31.3.95, P, U: 80, ang.

27 maja – 2 czerwca 1995, Ustroń-Jaszowiec

XXIV International School on Physics of Semiconducting Compounds

Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, dr Tomasz Story, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435626, fax: 430926, adr.el.: story@ifpan.edu.pl

A: 15.3.95, U: 250, O: 2.8 mln zł, ang.

29 maja – 2 czerwca 1995, Warszawa

Optical Velocimetry

SPIE Polish Chapter i Inst. Optyki Stosowanej, prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: (22) 184497, fax: (22) 133265.

Z: 15.4.95, A: 1.5.95, P, ang.

5 – 6 czerwca 1995, Warszawa

III Krajowe Sympozjum Użytkowników Promieniowania Synchronotronowego, w setną rocznicę odkrycia promieniowania X

Polskie Towarzystwo Promieniowania Synchronotronowego, dr K. Ławniczak-Jabłońska, Inst. Fizyki PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 436034, fax: 430926, adr.el.: jablo@ifpan.edu.pl.

A: 15.4.95, U: 100, O: 400 tys. zł, P, ang.

8 – 10 czerwca 1995, Kraków

15th Int. Conference on Physics in Collision

Inst. Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, Uniwersytet Jagielloński, Grażyna Nowak, Zakład Fizyki Wysokich Energii AGH, Kawory 26A, 30-055 Kraków, tel.: 333366, fax: 333884, adr.el.: physcoll@vsk01.ifj.edu.pl

Z: 1.4.95, U: 150, ang.

26 – 28 czerwca 1995, Warszawa

Plasma '95 – 2nd National Symposium on Plasma Research and Applications

Inst. Fizyki Plazmy i Mikrosyntezy Laserowej, skr. poczt. 49, 00-908 Warszawa 49 (Bemowo), tel/fax: 366272, adr. el.: ifpilm@frodo.nask.org.pl

Z: 15.5.95, A: 15.2.95, U: 100, O: 460 tys. zł, P, ang.

12 – 14 września 1995, Kraków

Soft Magnetic Materials Conference – SMM 12

Inst. Fizyki PAN, Inst. Elektroniki AGH, dr. M. Gutowski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435232, fax: 430926, adr.el.: smm12@gamma1.ifpan.edu.pl.

A: 15.3.95, U: 300, P., ang.

12 – 15 września 1995, Kazimierz Dolny

Int. Conf. Gradient-Index Optics in Science and Engineering – GRING'95
 SPIE Polish Chapter, Inst. Optyki Stosowanej i Inst. Telekomunikacji, prof. M. Pluta,
 IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, 184405, 102589, fax: 133265, tlx:
 82-5960 ios pl, adr.el.: iosnflab@plearn.bitnet
 A: 15.4.95, P, ang.

20 – 22 września 1995, Kraków

Medical Physics – 100 Years After the Discovery of X-Rays

Polskie Tow. Fizyki Medycznej, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH, doc. dr
 hab. Marta Wasilewska-Radwańska, Wydz. Fiz. i Techn. Jądrowej AGH, al. Mic-
 kiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: 338100 w. 3002, fax: 340010, adr. el.: radwanska
 @novell.ftj.agh.edu.pl

Z: 30.3.95, A: 30.3.95, U: 200–250, O: 500 tys. zł, dla członków PTFM 300 tys. zł, studenci
 150 tys. zł, ang., ros., pol.

1996

25 – 31 lipca 1996, Warszawa

XXVIII International Conference on High Energy Physics

patronat IUPAP, org. prof. A.K. Wróblewski, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69,
 00-681 Warszawa.

NOWE KSIĄŻKI

- Zbigniew Bojarski, Halina Habla, *Materiały do nauki krystalografii*, skrypt – wyd. II poprawione, Uniwersytet Śląski, Katowice 1993, s. 309.
- Stanisław Juszczyk, Marek Gogołowicz, *Własności magnetyczne nadprzewodników wysokotemperaturowych*, skrypt – Uniwersytet Śląski, Katowice 1993, s. 260.
- I.W. Sawieliew, *Wykłady z fizyki, tom 3: Optyka kwantowa, Fizyka atomu, Fizyka ciała stałego, Fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych*, wyd. II poprawione, z jęz. rosyjskiego tłum. Włodzimierz Komar, PWN, Warszawa 1994, s. 362.
- Tracy LaQuey wraz z Jeanne C. Ryer, *Przewodnik po światowych sieciach komputerowych*, z jęz. angielskiego tłum. Monika Zielińska, Biznet Poland Inc., Warszawa 1994, s. 237.
- Tadeusz Stacewicz, Andrzej Kotlicki, *Elektronika w laboratorium naukowym*, PWN, Warszawa 1994, s. 304.
- *Korespondencja polska Marii Skłodowskiej-Curie, 1881–1934*, opracowanie: Krystyna Kabzińska, Małgorzata H. Malewicz, Jan Piskurewicz, Jerzy Różiewicz, Instytut Historii Nauki PAN i Polskie Towarzystwo Chemiczne, Warszawa 1994, s. 449 + 35 fot.

SPIS TREŚCI

Zeszyt 1

Współpraca DELPHI-Polska – LEP i wyniki uzyskane przez DELPHI po czterech latach działania	3
RÓŻNE	
D. Deutsch – Komputery kwantowe (tłum. J. Mostowski)	45
Granty KBN z fizyki – II i III konkurs	59
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
Ł.A. Turski – Onsager	69
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
A. Trautman – O tym, jak nietoperze obaliły teorię względności	73
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Z. Ajduk, S. Pokorski – XVI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu	85
RECENZJE	
K. Shimoda: Wstęp do fizyki laserów (rec. F. Kaczmarek)	87
KRONIKA	89

Zeszyt 2

A. Hryniewicz, A. Sobiczewski – Odkrycia najcięższych pierwiastków	111
J. Gaj – Półprzewodniki półmagnetyczne – przygoda mojego życia (naukowego)	125
G. Charpak – Elektroniczne obrazowanie promieniowania jonizującego za pomocą ograniczonych lawin w gazach (tłum. M. Szczekowski)	141
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
M. Łukaszewski – Wspomnienie o Kazimierzu Rosińskim (1920–1992)	157
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
W. Gorzkowski – XXIV Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna	163
A. Babiński – Pokaz efektu Halla na sali wykładowej	169
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
B. Jancewicz – XXXII Zjazd Fizyków Polskich	175
H. Białkowska – Konferencja Quark Matter '93	183

RECENZJE

- J. Warczewski: Krystaliczne struktury modulowane (rec. L. Dobrzyński) ... 187
 R.K. Luneburg: Matematyczna teoria optyki (rec. J. Zaremba) 190

KRONIKA 193

Zeszyt 3

- R. Tadeusiewicz – Sieci neuronowe 215
 A.W. Wolfendale – Promieniowanie kosmiczne i kosmologia (tłum. J. Wdowczyk) 237
 R. Peierls – Złamane symetrie (tłum. K. Burzyński) 249

RÓŻNE

- M. Balkanski – Mikrobaterie stałociałowe jako źródło mikromocy (tłum. E. Kaczmarek-Morawiec) 261
 M. Suffczyński – Unieszkodliwianie odpadów reaktorowych 277

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

- A. Walanus – Drgania harmoniczne struny – ćwiczenie laboratoryjne z umiarkowanym użyciem komputera 287

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

- H.Z. Wrembel – Racjonalne korzystanie z energii 291
 C. Szmytkowski, R. Szmytkowski – XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Zderzeń Elektronowych i Atomowych 293

RECENZJE

- H.G. Schuster: Chaos deterministyczny. Wprowadzenie (rec. M. Kuś) 297
 A. Śliwiński: Ultradźwięki i ich zastosowania (rec. A. Leszczyński) 299

KRONIKA 303

Zeszyt 4

- A. Bałanda, A. Maj – Gigantyczne rezonanse narzędziem badania materii jądrowej 319

RÓŻNE

- J. Werle – Fizycy wszystkich krajów, łączcie się 359
 Granty KBN z fizyki – IV i V konkurs 365

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

- Ł.A. Turski – Zasada astrologiczna 377

NOWOŚCI NAUKOWE

- A. Hemmerich, T. Hänsch – Kryształy optyczne (tłum. A. Błądowski) 381

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

- J. Dembczyński, A. Stachowska, H.Z. Wrembel – Srebrny jubileusz EGAS-u 389
 T. Cichocki – XVI Kongres ICO 392
 K. Wódkiewicz – Quantum Optics III 393

RECENZJE

- W. Demtröder: Spektroskopia laserowa (rec. W. Gawlik) 395
 J. Ginter: Fizyka fal, t. I i II (rec. S. Hałas) 397

- KRONIKA 401

Zeszyt 5

- O. Carnal, J. Mlynek – Optyka fal atomowych z użyciem struktur dyfrakcyjnych (tłum. K. Kolwas) 419

RÓŻNE

- O.A. Chomicki, W.H. Scharf – Akceleratory medyczne w radioterapii: historia, stan obecny i perspektywy 433

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

- A.K. Wróblewski – Zarys dziejów „Hożej” 459

ROZMOWY

- Ciekawość i współczucie (rozmowa z Victorem Weisskopfem) (tłum. B. Wojtowicz) 487

NOWOŚCI NAUKOWE

- A. Sobiczewski – Niewidzialna promieniotwórczość 497

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

- M. Staszal – Światło i informacja: Konferencja GIREP '93 501

RECENZJE

- H. Haken: Światło. Fale, fotony, atomy (rec. Z. Białynicka-Birula) 503
 J.W. Goodman: Optyka statystyczna (rec. J. Szudy) 504

- KRONIKA 509

Zeszyt 6

- T. Paszkiewicz – Wiązki kwazicząstek w jednorodnych przestrzeniach anizotropowych i fononowe obrazy kryształów 523

- S. Tremaine – Dynamiczne przejawy istnienia ciemnej materii (tłum. M. Krośniak) 551

RÓŻNE

- A. Chruścińska, H.L. Oczkowski – Datowanie metodą termoluminescencji .. 573

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
S. Jakubowicz, W. Świątkowski – Uwagi o graficznym przedstawianiu efektów kwantowych	589
NOWOŚCI NAUKOWE	
S. Mrówczyński – Jest szósty kwark	595
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
W. Bogusz – IV Międzynarodowe Sympozjum „Systems with Fast Ionic Transport”	599
Z. Ajduk, J. Kalinowski, S. Pokorski – XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu	600
S. Hałas – II spotkanie robocze poświęcone izotopom	601
RECENZJE	
S. Hawking: Czarne dziury i wszechświaty niemowlęce (rec. A. Krasieński) ..	603
S. Hawking: Krótka historia czasu; od Wielkiego Wybuchu do czarnych dziur (rec. A. Krasieński)	605
KRONIKA	609
ROZNY SPIS TREŚCI	623

SPIS TREŚCI WEDŁUG AUTORÓW

Z. Ajduk, J. Kalinowski, S. Pokorski – XVII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu	6, 600
Z. Ajduk, S. Pokorski – XVI Międzynarodowa Konferencja Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu	1, 85
A. Babiński – Pokaz efektu Halla na sali wykładowej	2, 169
M. Balkanski – Mikrobaterie stałociałowe jako źródło mikromocy	3, 261
A. Bałanda, A. Maj – Gigantyczne rezonanse narzędziem badania materii jądrowej	4, 319
H. Białkowska – Konferencja Quark Matter '93	2, 183
W. Bogusz – IV Międzynarodowe Sympozjum „Systems with Fast Ionic Transport”	6, 597
O. Carnal, J. Mlynek – Optyka fal atomowych z użyciem struktur dyfrakcyjnych ..	5, 419
G. Charpak – Elektroniczne obrazowanie promieniowania jonizującego za pomocą ograniczonych lawin w gazach	2, 141
O.A. Chomicki, W.H. Scharf – Akceleratory medyczne w radioterapii: historia, stan obecny i perspektywy	5, 433
A. Chruścińska, H.L. Oczkowski – Datowanie metodą termoluminescencji	6, 571
T. Cichocki – XVI Kongres ICO	4, 392
J. Dembczyński, A. Stachowska, H.Z. Wrembel – Srebrny jubileusz EGAS-u ..	4, 389
D. Deutsch – Komputery kwantowe	1, 45

J. Gaj – Półprzewodniki półmagnetyczne – przygoda mojego życia (naukowego)	2, 125
W. Gorzkowski – XXIV Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna	2, 163
S. Hałas – II spotkanie robocze poświęcone izotopom	6, 598
T. Hänsch – patrz A. Hemmerich, T. Hänsch	4, 381
A. Hemmerich, T. Hänsch – Kryształy optyczne	4, 381
A. Hryniewicz, A. Sobiczewski – Odkrycia najcięższych pierwiastków	2, 111
S. Jakubowicz, W. Świątkowski – Uwagi o graficznym przedstawianiu efektów kwantowych	6, 587
B. Jancewicz – XXXII Zjazd Fizyków Polskich	2, 175
J. Kalinowski – patrz Z. Ajduk, J. Kalinowski, S. Pokorski	6, 600
M. Łukaszewski – Wspomnienie o Kazimierzu Rosińskim (1920–1992)	2, 157
A. Maj – patrz A. Bałanda, A. Maj	4, 319
J. Mlynek – patrz O. Carnal, J. Mlynek	5, 419
S. Mrówczyński – Jest szósty kwark	6, 593
H.L. Oczkowski – patrz A. Chruścińska, H.L. Oczkowski	6, 571
T. Paszkiewicz – Wiązki kwazicząstek w jednorodnych przestrzeniach anizotropowych i fononowe obrazy kryształów	6, 523
R. Peierls – Złamane symetrie	3, 249
S. Pokorski – patrz Z. Ajduk, S. Pokorski	1, 85
S. Pokorski – patrz Z. Ajduk, J. Kalinowski, S. Pokorski	6, 600
W.H. Scharf – patrz O.A. Chomicki, W.H. Scharf	5, 433
A. Sobiczewski – Niewidzialna promieniotwórczość	5, 497
A. Sobiczewski – patrz A. Hryniewicz, A. Sobiczewski	2, 111
A. Stachowska – patrz J. Dembczyński, A. Stachowska, H.Z. Wrembel	4, 389
M. Staszal – Światło i informacja: Konferencja GIREP '93	5, 501
M. Suffczyński – Unieszkodliwianie odpadów reaktorowych	3, 277
C. Szmytkowski, R. Szmytkowski – XVIII Międzynarodowa Konferencja Fizyki Zderzeń Elektronowych i Atomowych	3, 293
W. Świątkowski – patrz S. Jakubowicz, W. Świątkowski	6, 587
R. Tadeusiewicz – Sieci neuronowe	3, 215
A. Trautman – O tym, jak nietoperze obaliły teorię względności	1, 73
S. Tremaine – Dynamiczne przejawy istnienia ciemnej materii	6, 551
Ł.A. Turski – Onsager	1, 69
Ł.A. Turski – Zasada astrologiczna	4, 377
A. Walanus – Drgania harmoniczne struny – ćwiczenie laboratoryjne z umiarkowanym użyciem komputera	3, 287
V. Weisskopf – (rozmowa)	5, 487
J. Werle – Fizycy wszystkich krajów, łączcie się	4, 359
A.W. Wolfendale – Promieniowanie kosmiczne i kosmologia	3, 237
K. Wódkiewicz – Quantum Optics III	4, 393
H.Z. Wrembel – Racjonalne korzystanie z energii	3, 291
H.Z. Wrembel – patrz J. Dembczyński, A. Stachowska, H.Z. Wrembel	4, 389
A.K. Wróblewski – Zarys dziejów „Hożej”	5, 459
Współpraca DELPHI-Polska – LEP i wyniki uzyskane przez DELPHI po czterech latach działania	1, 3

Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* 24, 701 (1973); 33, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłać, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5.25" i 3.5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
 - Osoby korzystające z $\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ -a mogą nadsyłać gotowe składy (zapisane krojem podstawowym, bez wyróżnień strony tytułowej itp.), najlepiej w formacie Plain z polskimi literami kodowanymi zgodnie z systemem MeX.
 - Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter) możemy przyjmować w wersji oryginalnej.
 - Przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII i listy kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu.
- 3) Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tablicami itd. – kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 4) Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 5) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 6) Układ strony tytułowej, tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1995 r. wynosi 82 500 zł za pół roku, 165 000 zł za rok. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:

- 1) Jednostki kolportażowe „Ruch” właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. „Ruch” przyjmuje prenumeratę na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje przez jednostki kolportażowe „Ruch” w sposób uzgodniony z zamawiającym.
- 2) Zarząd Główny PTF (wydawca *Postępów Fizyki*). Prenumeratę można opłacić drogą wpłaty na konto ZG PTF, 300009-6695-132, Bank Gdański IV O/Warszawa, lub bezpośrednio w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki.

PRENUMERATA ZAGRANICZNA

Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto: PBK, XIII Oddział Warszawa, nr 370044-1195-139-11. Prenumerata jest przyjmowana na okresy półroczne, w terminach: do 20 stycznia – na I półrocze, do 20 maja – na II półrocze. Dostawa zamówionej prasy następuje pocztą zwykłą na wskazany adres. W przypadku zlecenia dostawy za granicę pocztą lotniczą, koszt przesyłki lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, account no. 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

T. Paszkiewicz – Wiązki kwazicząstek w jednorodnych przestrzeniach anizotropowych i fononowe obrazy kryształów	523
S. Tremaine – Dynamiczne przejawy istnienia ciemnej materii	551
RÓŻNE	
A. Chruścińska, H.L. Oczkowski – Datowanie metodą termoluminescencji ..	573
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
S. Jakubowicz, W. Świątkowski – Uwagi o graficznym przedstawianiu efektów kwantowych	589
NOWOŚCI NAUKOWE	
S. Mrówczyński – Jest szósty kwark	595
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	599
RECENZJE	603
KRONIKA	609
ROZNY SPIS TREŚCI	623

CONTENTS

T. Paszkiewicz – Ballistic beams of quasiparticles in spatially homogeneous anisotropic spaces: phonon images of crystals	523
S. Tremaine – The dynamical evidence for dark matter	551
MISCELLANEA	
A. Chruścińska, H.L. Oczkowski – Thermoluminescence dating	573
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
S. Jakubowicz, W. Świątkowski – Graphic presentation of effects in quantum mechanics	589
SCIENTIFIC NEWS	
S. Mrówczyński – Discovery of the sixth quark	595
MEETINGS AND CONFERENCES	599
REVIEWS	603
CHRONICLE	609
ANNUAL TABLE OF CONTENTS	623