

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECZNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 42  
ZESZYT 5  
1991

001353

001353  
Fizyka  
Zeszyt 5  
1991

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Prof. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr JERZY DEMBCZYŃSKI

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK

Prof. dr JÓZEF TERLECKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI - *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ - *Acta Physica Polonica*

Dr JAN KALINOWSKI - *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN - *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)

Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Doc. dr WIESŁAW ZAREK (Katowice)

Dr ADAM S. WROŃSKI (Kielce)

Prof. dr JERZY Blicharski (Kraków)

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr JERZY GAWIN (Łódź)

Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)

Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr MAREK RYTEL (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

(Warszawa)

Doc. dr MARIA SUSZYŃSKA (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel. 21 26 68

## RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,  
Adam Kujawski, Marian Mięśowicz, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński,  
Maciej Suffczyński, Józef Szudy

## KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski  
Członkowie Redakcji: Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr Piotr Malinowski (Białystok)  
dr Jerzy J. Wysłocki (Częstochowa)  
dr Stanisław Zachara (Gdańsk)  
doc.dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)  
dr Janusz Frąckowiak (Katowice)  
dr Małgorzata Suchańska (Kielce)  
dr Anna Kapuścik (Kraków)  
prof.dr Tomasz Goworek (Lublin)  
prof.dr Leszek Wojtczak (Łódź)  
dr Wojciech Wojtanowski (Opole)  
prof.dr Andrzej Graja (Poznań)  
mgr Danuta Ficek (Słupsk)  
dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)  
doc.dr Józefina Turło (Toruń)  
dr Wanda Ejchart (Warszawa)  
dr Bernard Jancewicz (Wrocław)

---

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1200+100 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN  
Druk w Zakładzie Usług Poligraficznych "ZINA", Warszawa, ul. Bartycka 24

---

Hans Dehmelt

University of Washington  
Seattle, USA

## Doświadczenia z izolowaną cząstką subatomową w spoczynku<sup>0\*0</sup>

Experiments with an isolated subatomic particle at rest

*Nobel Lecture, 8 December 1989, Stockholm*

You know, it would be sufficient to really understand the electron.  
[Ihm, właściwie wystarczyłoby zrozumieć naprawdę elektron — M.L.]

*Albert Einstein*

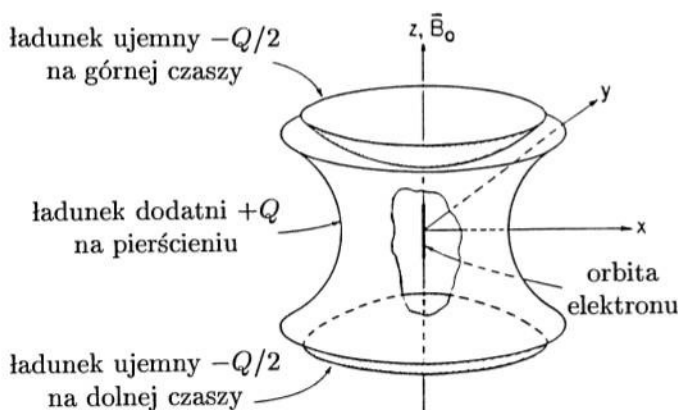
Najmniejszy wyobraźalny niepodzielny składnik materii, a-tomon (gr. nie-podzielny), wprowadzony w V w. p.n.e. przez filozofa greckiego Demokryta, okazał się pojęciem niezwykle potężnym, choć nie niezmiennym. Do r. 1930 uległ już przemianom dwukrotnie: z czegoś zbliżonego do cząsteczki, np. niezbyt dobrze określonego atomonu wody, na chemiczny atom w rozumieniu Mendelejewa, a następnie na elektron i proton, cząstki uważane początkowo za małe, ale skończonych rozmiarów. Wraz z pojawieniem się teorii elektronu Diraca w późnych latach dwudziestych, ich rozmiary zmniejszyły się do matematycznego zera. Każdy "wiedział" wówczas, że elektron i proton są niepodzielnymi cząstkami punktowymi Diraca o promieniu  $R = 0$  i stosunku giromagnetycznym  $g = 2,00$ . Pierwsza sugestia podzielności lub przynajmniej złożoności protonu pochodzi z przeprowadzonych przez Sterna w 1933 r. pomiarów własności magnetycznych protonu, wykonanych za pomocą układu wiązek molekularnych Sterna-Gerlacha. W owym czasie nie zdano sobie jednak z tego sprawy. Stern stwierdził, że unormowany, bezwymiarowy stosunek giromagnetyczny protonu wynosi nie  $g = 2$ , lecz

$$g = (\mu/A)(2M/q) \approx 5,$$

<sup>0\*0</sup> Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1989 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright ©1990 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

gdzie  $\mu$ ,  $A$ ,  $M$  i  $q$  są odpowiednio momentem magnetycznym, momentem pędu, masą i ładunkiem cząstki. Dla porównania, z powyższego wzoru otrzymuje się dla układu w oczywisty sposób złożonego, jonu  ${}^4\text{He}^+$ , także o spinie  $1/2$ , wartość  $|g|$  ok. 14700, a więc znacznie większą od dirakowskiej wartości 2. Tej dużej wartości  $|g|$  towarzyszy ponadto jak najbardziej skończony promień tego jonu, równy ok.  $3 \times 10^{-11}$  m. I istotnie, z doświadczeń Hofstadtera nad rozpraszaniem wysokoenergetycznych elektronów, wykonanych w latach pięćdziesiątych, wynika skończony promień protonu, równy  $R = 0,86 \times 10^{-15}$  m, co jest z grubsza zgodne z nadwyżką 3 w wartości  $g$ . Podobne badania przeprowadzone później dla jeszcze wyższych energii doprowadziły do wykrycia wewnątrz "niepodzielnego" protonu trzech kwarków. Dziś każdy "wie", że *elektron* jest niepodzielnym atomem, dirakowską cząstką punktową o promieniu  $R = 0$  i  $g = 2,00 \dots$  Lecz czy tak jest w istocie? Podobnie jak proton, może i on być obiektem złożonym. Historia może się powtórzyć. Wynika stąd niezwykle waga dokładnych pomiarów czynnika  $g$  dla elektronu.

### Spektroskopia geonium



Rys.1. Pułapka Penninga. Najprostszą formą ruchu elektronu w pułapce jest ruch wzdłuż osi symetrii pułapki, tzn. wzdłuż linii sił pola magnetycznego. Kiedy elektron zbliża się zbyt blisko do jednej z ujemnie naładowanych czasz, zwrot jego prędkości ulega odwróceniu. Częstota powstających w ten sposób drgań harmonicznnych wynosi, dla naszej pułapki, ok. 60 MHz [3]

Metatrwały pseudoatom geonium [1, 2] został wytworzony specjalnie do pomiarów czynnika  $g$  elektronu w możliwie korzystnych warunkach. Stanowi go

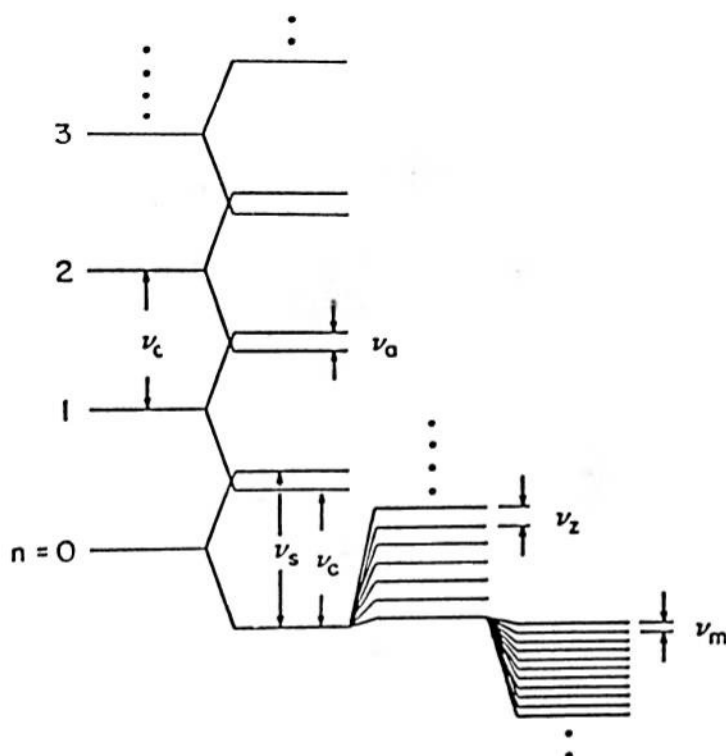
pojedynczy elektron uwięziony na stałe w warunkach bardzo wysokiej próżni w pułapce Penninga w temperaturze 4 K. W tej pułapce wykorzystuje się jednorodne pole magnetyczne  $B_0 = 5$  T i słabe pole elektryczne o symetrii kwadrupolowej. Do wytworzenia tego ostatniego służą elektrody hiperboloidalne, dodatkowo naładowany pierścień i dwie naładowane ujemnie czasze, odległe od siebie o  $2Z_0 = 8$  mm (rys. 1). Potencjał w pułapce wynosi

$$\phi(xyz) = A(x^2 + y^2 - 2z^2),$$

gdzie  $A$  jest stałą, a głębokość osiowej studni potencjału jest równa

$$D = e[\phi(000) - \phi(00Z_0)] = 2eAZ_0^2 = 5 \text{ eV}.$$

O ruchu geonium, a więc i o jego uwięzieniu w pułapce, decyduje głównie oddziaływanie z silnym polem magnetycznym. Układ poziomów energetycznych geonium, przedstawiony na rys. 2, odzwierciedla ruch z częstotliwością cyklotronową  $\nu_c = eB_0/2\pi m = 141$  GHz, precesję spinu z częstotliwością  $\nu_s \approx \nu_c$  (anomalia częstotliwości, inaczej częstotliwość  $g - 2$ ,  $\nu_a = \nu_s - \nu_c = 164$  MHz), oscylacje osiowe z częstotliwością  $\nu_z = 60$  MHz i ruch magnetronowy z częstotliwością  $\nu_m = 13$  kHz. Obserwację elektronu prowadzi się w sposób ciągły wzbudzając drganie o częstotliwości  $\nu_z$  i rejestrując na drodze radiowej  $10^8$ -krotnie wzmacnione promieniowanie spontaniczne o częstotliwości 60 MHz. Obserwowany w ten sposób sygnał pokazano na rys. 3. Użycie metody chłodzenia dopplerowskiego umożliwiło ciągle utrzymanie elektronu w środku pułapki przez 10 miesięcy [5]. Metoda ta polega na zmuszaniu elektronu do pochłaniania fotonów o częstotliwości radiowej i o energii mniejszej od energii centralnej przejścia, dzięki czemu, dla zachowania całkowitej energii, zmniejsza się energia kinetyczna chłodzonego elektronu. Uzyskiwane w ten sposób zmniejszanie się promienia orbity ruchu magnetronowego pokazano na rys. 4. Wynik chłodzenia cząstki, przeniesionego, w tym przypadku, do obszaru widzialnego widma, przedstawia, w sposób niezwykle przekonujący, rys. 5. Głównie interesujące nas przejścia o częstotliwościach  $\nu_c$ ,  $\nu_a$  i  $\nu_m$  są znacznie trudniejsze do zaobserwowania niż oscylacje z częstotliwością  $\nu_z$ . Zadanie to może jednak być wykonane jeśli wykorzysta się ciągle zjawisko Sterna-Gerlacha [7], w którym jako  $10^8$ -krotny wzmacniacz służy sam atom geonium. W tym doświadczeniu pojedynczy foton o częstotliwości  $\nu_a$ , którego energia wynosi jedynie ok. 1  $\mu\text{eV}$ , wyzwala absorpcję promieniowania częstotliwości radiowej  $\nu_z$  o energii ok. 100 eV. W zjawisku ciągłym niejednorodne pole magnetyczne jest wykorzystane podobnie jak w klasycznym zjawisku Sterna-Gerlacha. Ma ono jednak, w tym przypadku, postać bardzo słabej pułapki cyklotronowej (butelki magnetycznej), pokazanej na rys. 6. Ta pułapka dodaje do osiowej studni potencjału o dużej głębokości pochodzenia elektrostatycznego  $D = 5$  eV, bardzo płytką studnię detekcyjną o głębokości zaledwie



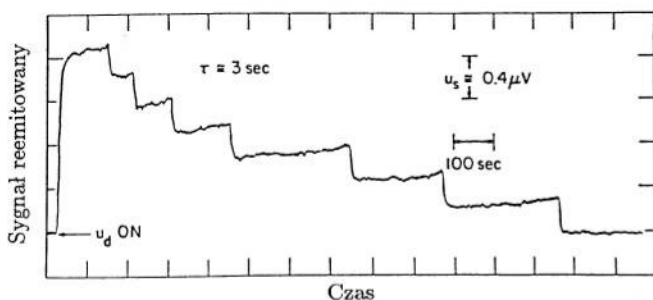
Rys.2. Układ poziomów energetycznych geonium. Każdy z poziomów cyklotronowych, numerowanych wskaźnikiem  $n$ , rozszczepia się w wyniku oddziaływania spinu z polem magnetycznym. Każdy z podpoziomów rozszczepia się następnie na poziomy oscylacyjny i wreszcie na poziomy magnetonowe, których energia maleje ze wzrostem liczby kwantowej [1]

$$D_m = (m + n + 1/2) \cdot 0,1 \mu\text{eV},$$

gdzie  $m$  i  $n$  są spinową i cyklotronową liczbą kwantową. Zmiany wartości  $m$  i  $n$  przejawiają się więc jako zmiany wartości  $\nu_z$ ,

$$\nu_z = \nu_{z0} + (m + n + 1/2)\delta,$$

gdzie  $\delta = 1,2$  Hz (w naszych doświadczeniach), a  $\nu_{z0}$  jest częstością ruchu osiowego elektronu w nieobecności butelki magnetycznej. Przypadkowe zmiany wartości  $m$  i  $n$  zachodzą wówczas, gdy pobudzone są rezonanse spinowe lub cyklotronowe. Na rys. 7 pokazano, tytułem przykładu, jeden z wcześniej uzyskanych zapisów takiej serii zmian wartości  $m$  czyli przeskoków spinowych. W przypadku przeskoków spinowych przejścia spontaniczne są całkowicie do pominięcia. Przejścia pomiędzy dwoma ostrymi poziomami wymuszone przez pole elektromagnetyczne o szerokim widmie  $\rho(\nu)$  są omówione w standardowych podręcznikach:



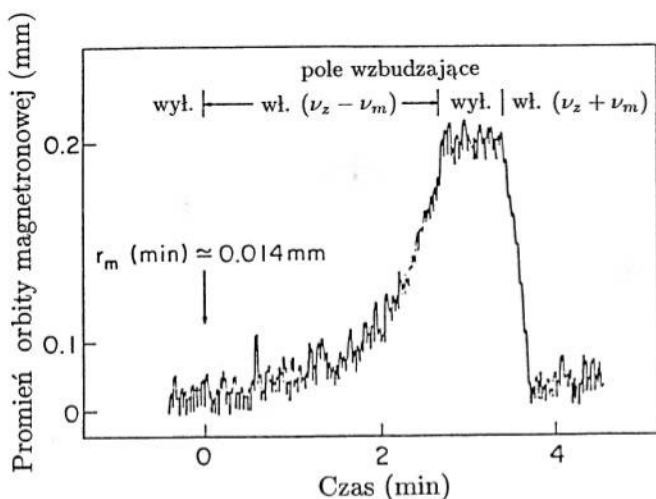
Rys.3. Sygnał o częstotliwości radiowej emitowany przez uwięziony elektron. Elektron wzbudzany osiowym polem częstotliwości radiowej emituje sygnał o częstotliwości 60 MHz, który jest rejestrowany za pomocą odbiornika radiowego. Sygnał przedstawiony na rysunku odnosi się do przypadku, w którym do pułapki wprowadzono 7 elektronów i poddano je działaniu bardzo silnego pola wzbudzającego. Jeden elektron po drugim zostaje "odparowany" z pułapki w przypadkowej chwili czasu, aż pozostaje w niej tylko jeden. Zmniejszając moc pola wzbudzającego można obserwować ten ostatni elektron przez dowolnie długi czas [4]

szybkość przejść jest taka sama dla każdego poziomu i jest proporcjonalna do widmowej gęstości mocy pola promieniowania dla częstotliwości przejścia  $\nu_s$ ,  $\rho(\nu_s)$ . W konsekwencji, średni czas przebywania elektronu na każdym z poziomów jest taki sam, co widać z rys. 7. W doświadczeniach z geonium częstotliwość słabego pola częstotliwości radiowej jest ostra, ale rezonans spinowy jest rozszerzony i ma kształt  $G_s(\nu)$ . Można przekonać się, że przemieszczanie ostrej częstotliwości pola radiowego przez obszar szerokiego rezonansu spinowego w kierunku rosnących wartości częstotliwości i przemieszczanie pola radiowego o szerokim widmie  $\rho(\nu) \propto G_s(\nu)$  przez obszar wąskiego rezonansu spinowego w kierunku malejących wartości częstotliwości, prowadzi do takiego samego wyniku: szybkość przeskoków spinowych, czyli zmian wartości  $m$ , zliczanych w doświadczeniu, jest proporcjonalna do  $G_s(\nu)$ . Dla otrzymania wykresu  $G_s(\nu)$ , przedstawionego na rys. 8, zwiększano częstotliwość pola radiowego małymi krokami i po każdym kroku zliczano przeskoki spinu w ustalonym przedziale czasowym, wynoszącym ok. pół godziny. Z uzyskanych przez nas wartości  $\nu_s$  i  $\nu_c$  dla elektronu i pozytonu [9] otrzymujemy

$$\frac{1}{2}g^{\text{exp}} = \nu_s/\nu_c = 1,001\,159\,652\,188(4),$$

zarówno dla cząstki, jak antycząstki. Błąd różnicy ich czynników  $g$  jest równy zaledwie połowie błędów przytoczonych powyżej. Z elektrodynamiki kwantowej uzyskuje się obecnie, drogą heroicznych obliczeń (Kinoshita [10]), zmianę wartości czynnika  $g$  elektronu punktowego, pochodzącą od jego oddziaływania z polem



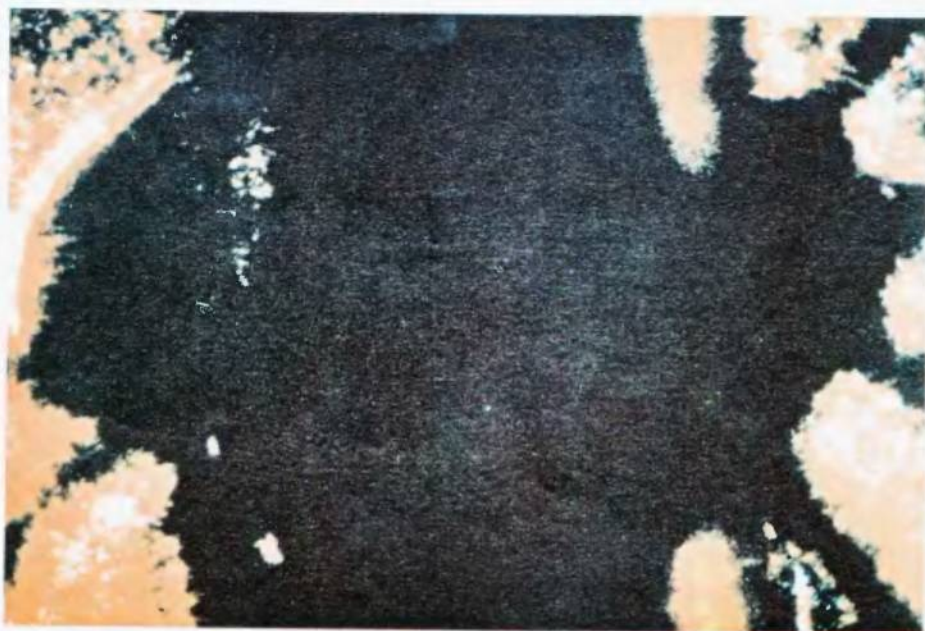


Rys.4. Chłodzenie dopplerowskie w zastosowaniu do ruchu magnetronowego z częstością  $\nu_m$ . Wzbudzając drganie osiowe nie w rezonansie ( $\nu_z$ ), lecz o częstości dolnego dopplerowskiego pasma bocznego  $\nu_z - \nu_m$ , zmniejsza się energię ruchu magnetronowego o  $h\nu_m$ , co prowadzi do wzrostu promienia orbity magnetronowej. Wzbudzenie drgań osiowych o częstości  $\nu_z + \nu_m$  powoduje, odwrotnie, zmniejszanie się promienia orbity. Role dolnego i górnego pasma dopplerowskiego są tu odwrócone w stosunku do przypadku cząstki w studni potencjału, w którym energia rośnie ze wzrostem amplitudy drgań, gdyż ruch magnetronowy jest metatrwały i całkowita energia tego ruchu *maleje* ze wzrostem promienia orbity [1]

promieniowania elektromagnetycznego, równą

$$\frac{1}{2}(g^{\text{punkt}} - 2) = \frac{1}{2}\Delta g^{\text{Kinoshita}} = 0,001\,159\,652\,133(29).$$

W tych obliczeniach  $\Delta g^{\text{Kinoshita}}$  jest wyrażone jako szereg potęgowy względem  $\alpha/\pi$ . Kinoshita przeprowadził krytyczną analizę wartości doświadczalnych  $\alpha$ , z których korzystał w swoich obliczeniach. Ostrzega on, że błąd przytoczonego powyżej wyniku, wyznaczony głównie przez błąd wielkości  $\alpha$ , może być zaniżony. Przyczynki mionowe, hadronowe i inne małe poprawki wielkości  $g$ , które dają w sumie mniej niż  $4 \times 10^{-12}$ , zostały uwzględnione w powyższej wartości zmiany  $g$ . Wynik Kinoshity może być użyty do skorygowania wartości doświadczalnej  $g$ , co



Rys.5. Widoczny w postaci niebieskiej kropki jon baru "Astrid" sfotografowany w naturalnych barwach w spoczynku w centrum pułapki Paula. Zdjęcie demonstuje w sposób uderzający możliwość uzyskania za pomocą metod chłodzenia bardzo dobrej lokalizacji cząstki ( $\ll 1 \mu\text{m}$ ). Rozproszone światło wiązek laserowych, ogniskowanych na jonie, oświetla również elektrodę pierścieniową niewielkiej pułapki o częstotliwości radiowej i o średnicy wewnętrznej około 1 mm [6]

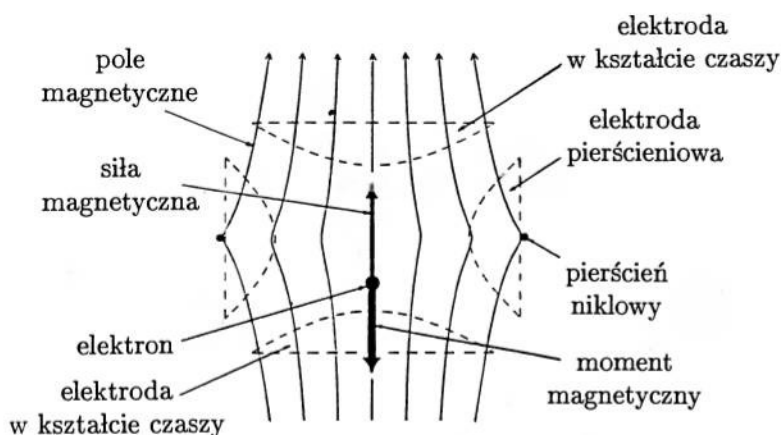
daje

$$g = g^{\text{exp}} - \Delta g^{\text{Kinoshita}} = 2 + 11(6) \times 10^{-11}.$$

### Promień elektronu R ?

Ekstrapolacja od zjawisk znanych do nieznanymi jest podejściem przyjętym w nauce od dawna. Zgodnie z tym podejściem, podjąłem próbę ekstrapolacji wartości promienia elektronu, korzystając ze znanych wartości  $g$  i  $R$  dla innych cząstek niemal dirakowskich oraz ze zmierzonej przez nas wartości  $g$  dla elektronu. Czerpiąc sugestię z pracy teoretycznej Brodsky'ego i Drella z 1980 r. [11], wykreśliłem [12]  $|g - 2|$  w funkcji  $R/\lambda_C$  (rys. 9) dla jądra helu 3, jądra trytu, protonu i elektronu. Wielkość  $\lambda_C$  jest comptonowską długością fali dla cząstki. Te nieliczne dane doświadczalne pasują zadziwiająco dobrze do związku

$$|g - 2| = R/\lambda_C,$$



Rys.6. Słaba butelka magnetyczna użyta w doświadczeniu z ciągłym zjawiskiem Sterna-Gerlacha. Na najniższym poziomie cyklotronowym i magnetronowym elektron stanowi pakiet falowy o długości  $1 \mu\text{m}$  i średnicy  $30 \text{ nm}$ , który może wykonywać drgania bez zmiany kształtu w osiowej studni potencjału elektrycznego. Niejednorodne pole dodatkowej butelki magnetycznej jest źródłem bardzo małej, zależnej od orientacji spinu, siły zwrotnej, co powoduje, że częstości drgań osiowych  $\nu_z$  dla spinu  $\uparrow$  i  $\downarrow$  różnią się o wartość niewielką lecz mierzalną. [7]

czyli

$$|g - g_{\text{Dirac}}| = (R - R_{\text{Dirac}})/\lambda_C,$$

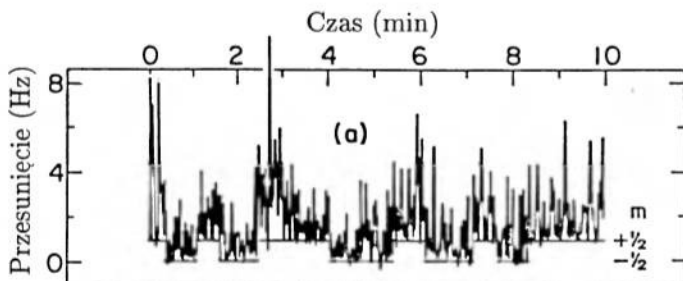
podanego przez Brodsky'ego i Drella [11] dla najprostszego teoretycznego modelu elektronu złożonego. Nawet punkt doświadczalny odpowiadający tak bardzo różnemu od powyższych układowi o spinie  $1/2$ , jakim jest jon  ${}^4\text{He}^+$ , nie leży zbyt daleko od linii ciągłej na rys. 9. Przecięciem tej prostej z prostą  $|g - 2| = 1,1 \times 10^{-10}$ , co odpowiada wartości  $g$  uzyskanej w Seattle, jest punkt zaznaczony kropką na rys. 9, skąd, biorąc  $\lambda_C = 0,39 \times 10^{-10} \text{ cm}$ , otrzymuje się dla promienia elektronu wartość

$$R \approx 10^{-20} \text{ cm}.$$

Rząd  $x$ -ów na rys. 9 określa obszar wyznaczony przez błąd doświadczalny wartości  $g$  uzyskanej w Seattle i granicę górną  $R < 10^{-17} \text{ cm}$ , wynikającą z doświadczeń nad zderzeniami przy wysokich energiach. Wydaje się, że ten zestaw aktualnych danych doświadczalnych nie jest w zgodzie z modelami struktury elektronu zakładającymi specjalne symetrie, które przewidują zależność kwadratową  $|g - 2| \approx (R/\lambda_C)^2$ , zaznaczoną na rys. 9 linią przerywaną. Lepszą zgodność daje związek liniowy użyty w powyższej ekstrapolacji wartości  $R$  dla elektronu. Tak

więc jest możliwe, że elektron ma *skończone wymiary i budowę wewnętrzną!*

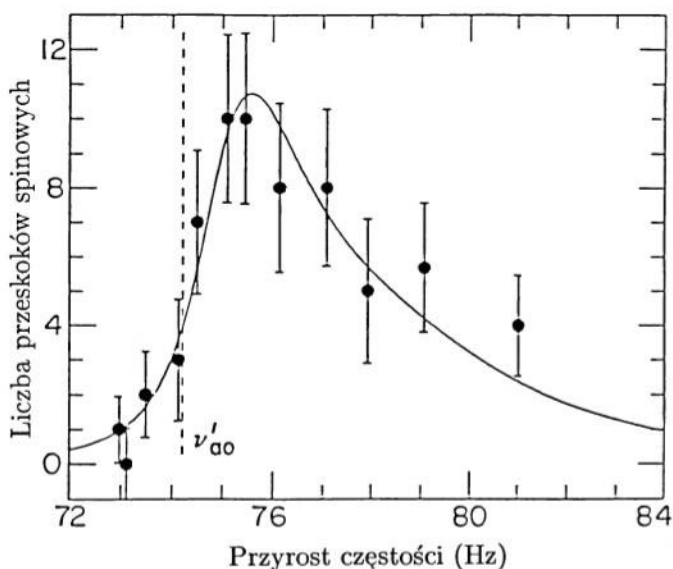
Jeśli nawet uznać, że do zmierzonej nadwyżki wartości  $g$ , równej  $11(6) \times 10^{-11}$ , nie można przykładać zbyt wielkiej wagi ze względu na jej znaczny błąd względny, to i tak podana powyżej wartość  $R \approx 10^{-20}$  cm stanowi ważną nową wartość górnej granicy dla promienia elektronu. Patrząc na to z innego punktu widzenia można stwierdzić, że bliskość wartości  $g^{\text{punkt}}$  i  $g^{\text{exp}}$  stanowi najbardziej przekonujące potwierdzenie podstaw elektrodynamiki kwantowej, w której zakłada się, że  $R = 0$ . Ponadto, niemal identyczność wartości  $g$ , zmierzonych w Seattle dla elektronu i pozytonu, jest najpoważniejszym dowodem doświadczalnym twierdzenia CPT, czyli symetrii zwierciadlanej dla pary cząstek *naładowanych*.



Rys.7. Przejścia z odwróceniem spinu zarejestrowane za pomocą ciągłego zjawiska Sterna-Gerlacha. Zmiany wartości  $m$  w wyniku pobudzenia rezonansu spinowego, zachodzące w przypadkowych chwilach czasu z szybkością ok. 1/min, są widoczne jako zmiany tła zapisu. Wysoki ku górze ("trawę cyklotronową") interpretuje się jako wynik przypadkowego wzbudzenia termicznego i zaniku spontanicznego poziomów cyklotronowych o wartości średniej  $\langle n \rangle \approx 1,2$  [8]

### Powrót do "atomu pierwotnego" Lemaitre'a - spekulacja

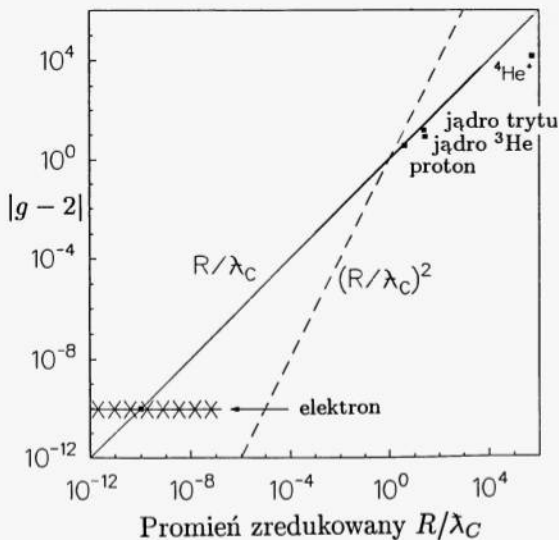
Począwszy od 1974 r., Salam i inni proponowali różne modele, w których elektrony i kwarki były tworamizłożonymi [14]. Opierając się na tych modelach i na wynikach przedstawionych na rys. 9, traktuję elektron jako trzecie przybliżenie cząstki Diraca, cząstkę  $d_3$ , złożoną z trzech cząstek  $d_4$ , będących czwartym przybliżeniem cząstki Diraca. Zakładam, że mamy tu do czynienia z sytuacją analogiczną jak ta, którą napotkano poprzednio w przypadku cząstek subatomowych trytonu i protonu, uważanych odpowiednio za cząstki typu  $d_1$  i  $d_2$ . Mówiąc bardziej szczegółowo, proponowana hipoteza robocza głosi, że elektrony tworzą trzy subkwarki  $d_4$  o wielkiej masie  $m' \approx 10^{10} m_e$ , znajdujące się w głębokiej prostokątnej studni potencjału. Ich masa  $3m'$  jest jednak niemal całkowicie kompensowana przez olbrzymią energię wiązania, dzięki czemu całkowita masa relatywistyczna



Rys.8. Krzywa elektronowego rezonansu spinowego geonium w otoczeniu 141 GHz. Pole magnetyczne o częstotliwości radiowej powoduje przypadkowo rozłożone w czasie zmiany spinowej liczby kwantowej. Liczba przeskoków spinowych jest zliczana w ustalonym czasie (ok. 1/2 godz.) dla różnych wartości częstotliwości pola wzbudzającego w obszarze rezonansu spinowego. (Pole o częstotliwości 141 GHz, powodujące przejścia z odwróceniem spinu, jest w rzeczywistości wytwarzane w wyniku ruchu cyklotronowego elektronu w niejednorodnym polu magnetycznym częstotliwości radiowej o częstotliwości  $\nu_z - \nu_c = 164$  MHz.) [9]

jest równa obserwowanej masie elektronu  $m_e$ . Rysunek 9 może nasunąć ekstrapolację jeszcze bardziej spekulatywną: można przyjąć, że składniki elektronu zbudowane są z jeszcze cięższych i mniejszych subskładników, o których z kolei zakładamy to samo, itd. Otrzymujemy w ten sposób nieskończony ciąg cząstek  $d_N$  przedstawiony na rys. 10. Zaistnieć mogą jednak tylko subkwarki wyższego rzędu, których rząd nie przekracza rzędu "kosmonu", najcięższej cząstki mogącej pojawić się w naszym Wszechświecie<sup>1</sup>, dla której  $N=C$ . Na początku Wszechświata pojedyncza związana para kosmon-antykosmon, czyli atom kosmonium w stanie o niemal zerowej masie/energii relatywistycznej, powstała z metatrwałego stanu "nicości" Vilenkina [17] o zerowej energii relatywistycznej w wyniku spontanicznego przeskoku kwantowego niezwyklej rzadkości. Podobne, choć zachodzące o

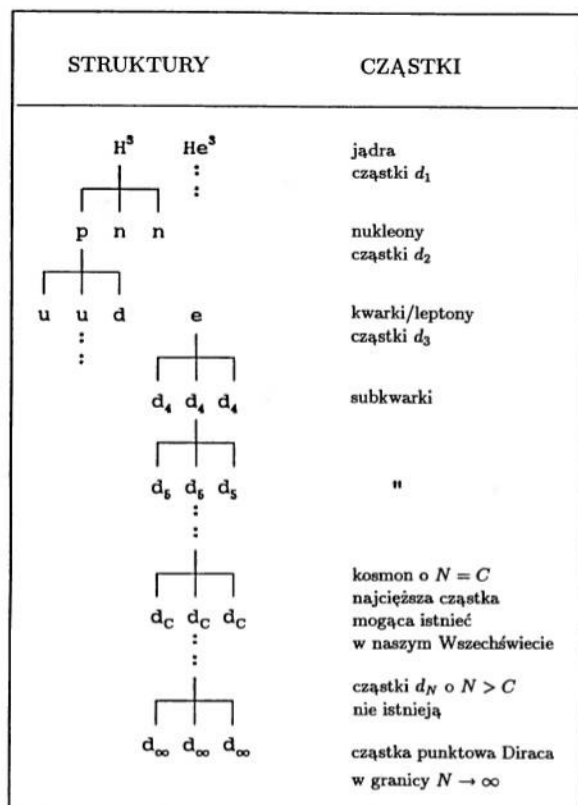
<sup>1</sup>Pojedynczy "monoteistyczny" składnik materii, występujący w granicy skończonej sekwencji preonów, pre-preonów, pre-pre-preonów itd., jest także rozważany w pracy o modelu preonowym (Pati, Salam i Strathdee [16]).



Rys.9. Wykres wartości  $|g - 2|$ , po odjęciu przesunięcia radiacyjnego, w funkcji zredukowanej średniej kwadratowej wartości promienia  $R/\lambda_c$  dla cząstek niemal dirakowskich. Linia ciągła  $|g - 2| = R/\lambda_c$ , odpowiadająca najprostszemu modelowi teoretycznemu, zaskakująco dobrze pasuje do punktów doświadczalnych dla protonu, jądra trytu i jądra  ${}^3\text{He}$ . Nową wartość promienia elektronu otrzymuje się ze współrzędnych punktu przecięcia tej prostej z prosta  $|g - 2| = 1,1 \times 10^{-10}$  odpowiadającą wartości doświadczalnej  $g$  dla elektronu uzyskanej w Seattle. Dane doświadczalne pasują znacznie gorzej do związku  $|g - 2| = (R/\lambda_c)^2$ , pokazanego, dla porównania, linią przerywaną. Punkt doświadczalny, odpowiadający jonowi  ${}^4\text{He}^+$ , który na pewno nie jest cząstką niemal dirakowską, także nie leży zbyt daleko od linii ciągłej [13]

wiele częściej, przeskoki kwantowe, zaobserwowane ostatnio dla uwięzionego w pułapce jonu  $\text{Ba}^+$ , są pokazane na rys. 11. W tym przypadku układ także wykonuje spontaniczny przeskok z jednego stanu (jon w stanie metatrwałym  $D_{5/2}$  plus zero fotonów) do innego stanu o tej samej energii (jon w stanie podstawowym  $S_{1/2}$  plus jeden foton). Wprowadzony tutaj "atom kosmonium" jest jedynie unowocześnionym wariantem<sup>1</sup> "atomu pierwotnego" ("l'atome primitif") Lemaître'a [20], czyli atomu-świata, którego wybuchowy rozpad promieniotwórczy spowodował powstanie Wszechświata. Na początku Wszechświata atom kosmonium przeszedł ze stanu krótkożyciowego do standardowego stanu wielkiego wybuchu, zdominowanego początkowo przez grawitację, który ostatecznie doznał ewolucji

<sup>1</sup>Nie jest to bynajmniej pierwsza próba takiej modernizacji. M. Goldhaber zwrócił moją uwagę na fakt, że inna wersja "kosmonu" została przez niego wprowadzona już w 1956 r. [19].



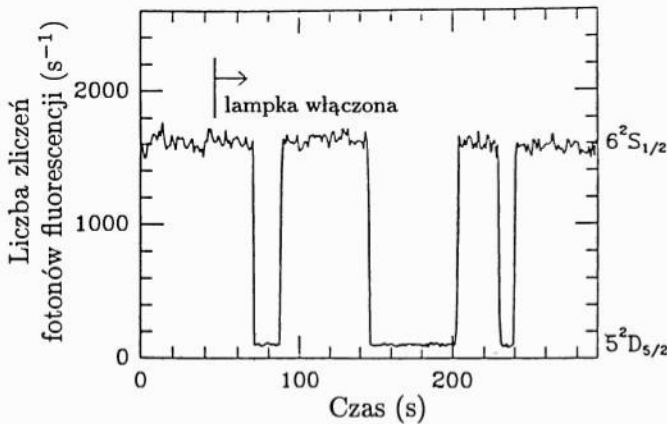
Rys.10. Model trójkowy cząstek niemal dirakowskich [15]

do stanu, w którym ponownie suma energii spoczynkowej, kinetycznej i grawitacyjnej energii potencjalnej wynosi zero (patrz wzór 8 w pracy [21]). Elektron jest cząstką znacznie bardziej złożoną niż kosmon. Jest on zbudowany z  $3^{C-3}$  składników  $d_C$  typu kosmonu, a tylko dwie takie cząstki tworzyły atom-świat kosmonium, z którego powstał Wszechświat. Kończąc chciałbym przytoczyć wers Williama Blake'a

"To see a world in a grain of sand..."  
[ujrzeć świat w ziarnku piasku...]

i zaproponować jego parafrazę

...to see worlds in an electron...  
[...ujrzeć światy w elektronie...]



Rys.11. Zanik spontaniczny jonu  $Ba^+$  w stanie metatrwałym  $D_{5/2}$ . Oświetlając jon wiązką lasera dostrojonego do jego linii rezonansowej uzyskuje się silną fluorescencję rezonansową o łatwo mierzalnej szybkości zliczania fotonów, ok. 1600 fotonów/s. Kiedy następnie zostaje włączona dodatkowa słaba barowa lampka spektralna, jon jest przenoszony w przypadkowych chwilach do stanu metatrwałego  $D_{5/2}$  o czasie życia równym 30 s i staje się wówczas niewidoczny. Po spędzeniu na tym poziomie czasu równego średnio 30 s, jon powraca *spontanicznie* do stanu podstawowego  $S_{1/2}$  i staje się znowu widoczny. Ten cykl powtarza się wielokrotnie [18]

Tłumaczył  
*Mirostaw Łukaszewski*  
 Instytut Fizyki PAN  
 Warszawa

### Literatura

- [1] R.S. Van Dyck, Jr., P.B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, w: *New Frontiers in High Energy Physics*, red. B. Kursunoglu, A. Perlmutter, L. Scott, Plenum, New York 1978.
- [2] R.S. Van Dyck, Jr., P.B. Schwinberg, H.G. Dehmelt, *Phys. Rev. D* **34**, 722 (1986).
- [3] H. Dehmelt, w: *Advances in Laser Spectroscopy*, red. F. T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther, Plenum, New York 1983.
- [4] D. Wineland, P. Ekstrom, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1297 (1973).



- [5] G. Gabrielse, H. Dehmelt, W. Kells, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 537 (1985).
- [6] H. Dehmelt, *Phys. Scr.* **T22**, 102 (1988).
- [7] H. Dehmelt, *Z. Phys. D* **10**, 127 (1988).
- [8] R.S. Van Dyck, Jr., P.B. Schwinberg, H.G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 310 (1977).
- [9] R.S. Van Dyck, Jr., P.B. Schwinberg, H.G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 26 (1987).
- [10] T. Kinoshita, *Metrologia* **25**, 233 (1988).
- [11] S.J. Brodsky, S.D. Drell, *Phys. Rev. D* **22**, 2236 (1980).
- [12] H. Dehmelt, w: *High Energy Spin Physics, 8th International Symposium*, red. K. Heller (AIP Conf. Proc. No. 187), AIP, New York 1989, str. 319.
- [13] H. Dehmelt, *Am. J. Phys.* **58**, 17 (1990).
- [14] L. Lyons, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **10**, 227 (1983); patrz prace tutaj cytowane.
- [15] H. Dehmelt, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **86**, 8618 (1989).
- [16] J.C. Pati, A. Salam, J. Strathdee, *Nucl. Phys. B* **185**, 416 (1981).
- [17] A. Vilenkin, *Phys. Rev. D* **30**, 509 (1984).
- [18] W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986).
- [19] M. Goldhaber, *Science*, **124**, 218 (1956).
- [20] G. Lemaître, *The Primeval Atom*, Van Nostrand, New York 1950, str. 77.
- [21] P. Jordan, *Naturwiss.* **25**, 513 (1937).

Wolfgang Paul

*Physikalisches Institut Universität Bonn  
Bonn, RFN*

## Pałapki elektromagnetyczne dla cząstek naładowanych i obojętnych<sup>0\*0</sup>

### Electromagnetic Traps for Charged and Neutral Particles

*Nobel Lecture, 8 December 1989, Stockholm*

Fizyka doświadczalna jest sztuką badania struktury materii i wykrywania zachodzących w niej procesów dynamicznych. Jednak by opisać niezwykle złożoną naturę zjawisk przyrody jako wynik oddziaływania niewielu jej podstawowych składników za pomocą możliwie małej liczby fundamentalnych sił i zasad, trzeba móc zmierzyć własności tych składników i ich oddziaływań z możliwie dużą dokładnością. A ponieważ wszystkie zjawiska w przyrodzie są wzajemnie ze sobą powiązane, trzeba oddzielić je od siebie i zbadać z osobna. Sztuka badań doświadczalnych polega więc na wykonywaniu "czystych" doświadczeń w celu otrzymania wyników nie zaburzonych przez zjawiska niepożądane i na ulepszaniu metod pomiarowych w celu uzyskania coraz większej dokładności. Jest wiele przykładów w historii fizyki pokazujących jak dzięki zwiększeniu dokładności pomiarów wykryto nowe zjawiska, doprowadzono do powstania nowych koncepcji, potwierdzono lub obalono ogólnie przyjęte teorie. Z drugiej strony, nowe metody doświadczalne, rozwinięte z myślą o określonych zastosowaniach w jednej dziedzinie fizyki, okazywały się nieraz niezwykle owocne w innych jej dziedzinach, a także w chemii, biologii czy naukach technicznych. Przyznając nagrodę Nobla moim kolegom Normanowi Ramseyowi i Hansowi Dehmeltowi oraz mnie za rozwinięcie nowych metod doświadczalnych, Szwedzka Akademia Nauk uznała słuszność stwierdzenia fizyka z Getyngi, Georga Christopha Lichtenberga, który dwieście lat temu napisał w swoim notatniku: "aby zobaczyc coś nowego, trzeba zrobić coś nowego". Na

<sup>0\*0</sup> Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1989 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright ©1990 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

tej samej stronie Lichtenberg zapisał także: "myślę, że zasmucającą cechą całej naszej chemii jest to, że nie jesteśmy w stanie wyizolować od siebie składników materii".

Przedmiotem mojego dzisiejszego wykładu jest takie właśnie wyizolowanie od siebie składników materii czyli, innymi słowy, uwięzienie cząstek naładowanych i obojętnych w pułapkach nie mających ścianek materialnych. Takie pułapki umożliwiają obserwację cząstek izolowanych, nawet pojedynczych, przez długi czas, a więc, zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, pozwalają na pomiar ich własności ze skrajnie dużą dokładnością.

W szczególności, możliwość obserwacji pojedynczych cząstek w pułapce nadaje nowy wymiar pomiarom własności atomów. Jeszcze kilka lat temu wszystkie tego typu pomiary były wykonywane w zbiorze atomów. Dla mierzonych wielkości - np. prawdopodobieństw przejść między dwoma stanami własnymi atomu - otrzymywano więc wartości uśrednione po wielu cząstkach. Przypisując tę wartość pojedynczemu atomowi zakładano milcząco, że własności statystyczne wszystkich atomów są takie same. Dla pojedynczego atomu w pułapce możemy natomiast badać oddziaływanie z polem promieniowania i własności statystyczne tego jednego atomu.

Pomysł zbudowania takiej pułapki wyrósł na gruncie fizyki wiązek molekularnych, spektroskopii masowej i fizyki akceleratorów cząstek, dziedzin, w których pracowałem w pierwszym dziesięcioleciu mojej kariery fizyka, ponad 30 lat temu. W tych latach (1950-55) przekonaliśmy się, że za pomocą płaskich pól elektrycznych i magnetycznych o symetrii multipolowej można ogniskować cząstki w dwóch wymiarach w wyniku oddziaływania z ich magnetycznymi lub elektrycznymi momentami dipolowymi. Zaprojektowano i zbudowano soczewki dla wiązek atomowych i molekularnych [1-3], dzięki czemu istotnie ulepszono metodę wiązek molekularnych z punktu widzenia spektroskopii i selekcji stanów. Takie soczewki znalazły również zastosowanie w maserach amoniakalnych i wodorowych [4].

Poszukiwanie odpowiedzi na pytanie "Co się stanie, jeśli do takich pól multipolowych wprowadzi się cząstki naładowane, jony lub elektrony" doprowadziło do powstania liniowego kwadrupolowego spektrometru masowego. Wykorzystuje się w nim nie tylko ogniskujące i rozogniskowujące działanie na jony kwadrupolowego pola elektrycznego wysokiej częstotliwości, lecz także stabilność równań ich ruchu, analogicznie do zasady silnego ogniskowania, którą właśnie wprowadzono w przypadku akceleratorów.

Przenosząc zasady ogniskowania dwuwymiarowego do trzech wymiarów uzyskuje się wszystkie niezbędne składniki metody pułapkowania cząstek.

Jak już wspomniano, fizyka i dynamika cząstek w takich urządzeniach ogniskujących jest bardzo blisko związana z fizyką i dynamiką cząstek w akceleratorach i pierścieniach akumulacyjnych (storage rings), stosowanych w fizyce jądrowej.

wej i fizyce cząstek elementarnych. W rzeczywistości, pola multipolowe zostały użyte najpierw w fizyce wiązek molekularnych. W tych dwóch dziedzinach są one jednak stosowane do różnych celów. W jednym przypadku chodzi o magazynowanie cząstek, nawet pojedynczych, o skrajnie małej energii, nawet rzędu mikroelektronowoltów, w drugim — o uzyskanie wiązek zawierających możliwie wiele cząstek o skrajnie dużej energii. Dziś zajmiemy się przypadkiem niskoenergetycznym.

Na początku omówię podstawy fizyczne dynamicznej stabilizacji jonów w dwu- i trójwymiarowych polach kwadrupolowych o częstości radiowej, kwadrupolowy spektrometr mas i pułapkę jonową. W drugiej części wykładu zajmę się pułapkowaniem cząstek obojętnych, ze szczególnym uwzględnieniem doświadczeń z pułapkowanymi magnetycznie neutronami.

W fizyce, szczególnie w fizyce doświadczalnej, osiągnięcia nie mogą być w większości przypadków przypisane w całości jednej osobie, nawet jeśli ta osoba sformułowała problem i podstawowe metody jego rozwiązania. Wszystkie doświadczenia, za które zostałem nagrodzony, wykonałem wspólnie ze studentami i młodymi kolegami w warunkach wzajemnej inspiracji. W szczególności chciałbym wymienić H. Friedburga i H. G. Bennewitza oraz C. H. Schliera i P. Toscheka w odniesieniu do fizyki wiązek molekularnych oraz H. Steinwedela, O. Osberghausa, a zwłaszcza nieżyjącego już Erharda Fischera, w odniesieniu do koncepcji i konstrukcji liniowego spektrometru kwadrupolowego i pułapki jonowej częstości radiowej. Istotną rolę w rozwoju tej dziedziny odegrali później H. P. Reinhard, U. Zahn i F. von Busch.

Jakie są więc podstawy fizyczne ogniskowania i pułapkowania cząstek? Cząstka jest sprężysto związana z osią lub współrzędną w przestrzeni jeśli działa na nią siła wiążąca rosnąca liniowo z odległością  $r$

$$F = -cr,$$

a więc, innymi słowy, jeśli cząstka porusza się w potencjale parabolicznym

$$\Phi \sim (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2).$$

Narzędziami odpowiednimi do wytwarzania pól siłowych umożliwiających lokalizację cząstek naładowanych lub obojętnych obdarzonych momentem dipolowym są elektryczne lub magnetyczne pola multipolowe. Dla takich konfiguracji pola natężenie pola i potencjał mają postać funkcji potęgowej i odpowiednią symetrię. W ogólności, jeśli  $m$  jest liczbą "biegunów", czyli rzędem symetrii, to potencjał ma postać

$$\Phi \sim r^{m/2} \cos\left(\frac{m}{2}\varphi\right).$$

Dla kwadrupola  $m = 4$  i mamy  $\Phi \sim r^2 \cos 2\varphi$ , a dla sektupola  $m = 6$  i  $\Phi \sim r^3 \cos 3\varphi$ , co oznacza, że natężenie pola narasta odpowiednio jak  $r$  i  $r^2$ .

### Pałapkowanie cząstek naładowanych w dwu- i trójwymiarowych polach kwadrupolowych

Dla pola elektrycznego kwadrupolowego potencjał jest kwadratowy we współrzędnych kartezjańskich,

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2). \quad (1)$$

Z warunku Laplace'a  $\Delta\Phi = 0$  wynika warunek  $\alpha + \beta + \gamma = 0$ . Są dwa proste sposoby zadośćuczynienia temu warunkowi.

(a)  $\alpha = 1 = -\gamma$ ,  $\beta = 0$ , co daje pole dwuwymiarowe

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(x^2 - z^2), \quad (2)$$

(b)  $\alpha = \beta = 1$ ,  $\gamma = -2$ , co daje konfigurację trójwymiarową i, we współrzędnych cylindrycznych,

$$\Phi = \frac{\Phi_0(r^2 - 2z^2)}{r_0^2 + 2z_0^2}, \quad (3)$$

gdzie  $2z_0^2 = r_0^2$ .

### Dwuwymiarowy kwadrupol czyli filtr mas

Konfiguracja (a) jest wytwarzana przez cztery elektrody o kształcie hiperbolicznym rozciągnięte liniowo w kierunku  $y$ , jak pokazano na rys. 1. Potencjał elektrod wynosi  $\pm\Phi_0/2$ , gdzie  $\Phi_0$  jest napięciem przyłożonym pomiędzy parami elektrod. Natężenie pola jest równe

$$E_x = -\frac{\Phi_0}{r_0^2}x, \quad E_z = \frac{\Phi_0}{r_0^2}z, \quad E_y = 0.$$

Jeśli wzdłuż osi  $y$  wprowadzimy pomiędzy elektrody wiązkę jonów, to jest oczywiste, że przy stałym napięciu  $\Phi_0$  jony będą wykonywać drgania harmoniczne w płaszczyźnie  $xy$ , natomiast, ze względu na przeciwny znak składowej pola  $E_z$ , odchylenie jonu od osi  $y$  w kierunku  $z$  będzie rosło wykładniczo. Cząstki zostaną rozogniskowane, dotrą do elektrod i będą stracone.

Takiego rezultatu można uniknąć, jeśli przyłoży się do elektrod napięcie zmienne. W wyniku okresowych zmian znaku pola elektrycznego otrzymuje się

Dla kwadrupola  $m = 4$  i mamy  $\Phi \sim r^2 \cos 2\varphi$ , a dla sekstupola  $m = 6$  i  $\Phi \sim r^3 \cos 3\varphi$ , co oznacza, że natężenie pola narasta odpowiednio jak  $r$  i  $r^2$ .

### Paupkowanie cząstek naładowanych w dwu- i trójwymiarowych polach kwadrupolowych

Dla pola elektrycznego kwadrupolowego potencjał jest kwadratowy we współrzędnych kartezjańskich,

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2). \quad (1)$$

Z warunku Laplace'a  $\Delta\Phi = 0$  wynika warunek  $\alpha + \beta + \gamma = 0$ . Są dwa proste sposoby zadośćuczynienia temu warunkowi.

(a)  $\alpha = 1 = -\gamma$ ,  $\beta = 0$ , co daje pole dwuwymiarowe

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(x^2 - z^2), \quad (2)$$

(b)  $\alpha = \beta = 1$ ,  $\gamma = -2$ , co daje konfigurację trójwymiarową i, we współrzędnych cylindrycznych,

$$\Phi = \frac{\Phi_0(r^2 - 2z^2)}{r_0^2 + 2z_0^2}, \quad (3)$$

gdzie  $2z_0^2 = r_0^2$ .

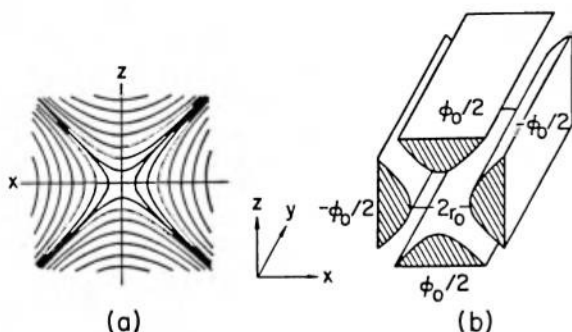
### Dwuwymiarowy kwadrupol czyli filtr mas

Konfiguracja (a) jest wytwarzana przez cztery elektrody o kształcie hiperbolicznym rozciągnięte liniowo w kierunku  $y$ , jak pokazano na rys. 1. Potencjał elektrod wynosi  $\pm\Phi_0/2$ , gdzie  $\Phi_0$  jest napięciem przyłożonym pomiędzy parami elektrod. Natężenie pola jest równe

$$E_x = -\frac{\Phi_0}{r_0^2}x, \quad E_z = \frac{\Phi_0}{r_0^2}z, \quad E_y = 0.$$

Jeśli wzdłuż osi  $y$  wprowadzimy pomiędzy elektrody wiązkę jonów, to jest oczywiste, że przy stałym napięciu  $\Phi_0$  jony będą wykonywać drgania harmoniczne w płaszczyźnie  $xy$ , natomiast, ze względu na przeciwny znak składowej pola  $E_z$ , odchylenie jonu od osi  $y$  w kierunku  $z$  będzie rosnać wykładniczo. Cząstki zostaną rozogniskowane, dotrą do elektrod i będą stracone.

Takiego rezultatu można uniknąć, jeśli przyłoży się do elektrod napięcie zmienne. W wyniku okresowych zmian znaku pola elektrycznego otrzymuje się



Rys.1. (a) Linie ekwipotencjalne w płaskim polu kwadrupolowym. (b) Struktura elektrod filtra mas

w obu kierunkach,  $x$  i  $z$ , przemienne w czasie ogniskowanie i rozogniskowywanie. Jeśli przyłożone napięcie jest sumą napięcia stałego  $U$  i napięcia częstotliwości radiowej  $V$  o częstotliwości zmian  $\omega$

$$\Phi_0 = U + V \cos \omega t,$$

to równania ruchu mają postać

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \frac{e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)x &= 0, \\ \ddot{z} + \frac{e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)z &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Na pierwszy rzut oka może wydawać się, że wyrazy zależne od czasu znikną w wyniku uśrednienia po czasie. Byłoby tak jednak tylko w przypadku pola jednorodnego. W przypadku zmiennego pola niejednorodnego, takiego jak pole kwadrupolowe, po uśrednieniu pozostaje niewielka siła, skierowana zawsze ku obszarowi mniejszego pola, a więc w naszym przypadku ku środkowi. Z tego względu istnieją warunki, w których jony mogą przejść przez pole kwadrupolowe bez kontaktu z elektrodami, tzn. ich ruch zachodzi wzdłuż osi  $y$  z ograniczonymi odchyleniami w kierunkach  $x$  i  $z$ . Te warunki otrzymujemy z teorii równań Mathieu, którymi są powyższe równania różniczkowe.

W zmiennych bezwymiarowych te równania mają postać

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} + (a + 2q \cos 2\tau)x &= 0, \\ \frac{d^2z}{d\tau^2} - (a + 2q \cos 2\tau)z &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Przez porównanie równań (4) i (5) otrzymujemy

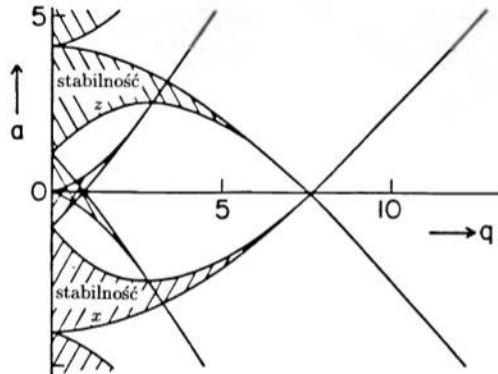
$$a = \frac{4eU}{mr_0^2\omega^2}, \quad q = \frac{2eV}{mr_0^2\omega^2}, \quad \tau = \omega t/2. \quad (6)$$

Równanie Mathieu ma dwa rodzaje rozwiązań.

(1) Ruch stabilny: Cząstki oscylują w płaszczyźnie  $xz$  z ograniczoną amplitudą. Przechodzą one przez pole kwadrupolowe wzdłuż kierunku  $y$  bez kontaktu z elektrodami.

(2) Ruch niestabilny: Odchylenia w kierunku  $x$  lub  $z$  lub w obu kierunkach rosną wykładniczo. Cząstki są tracone.

O tym, czy ruch jest stabilny czy nie, decydują jedynie wartości parametrów  $a$  i  $q$ , a nie parametry początkowe ruchu jonów, np. ich prędkość. Z tego względu na wykresie  $a - q$  mamy obszary stabilności i niestabilności (rys. 2). Z naszego



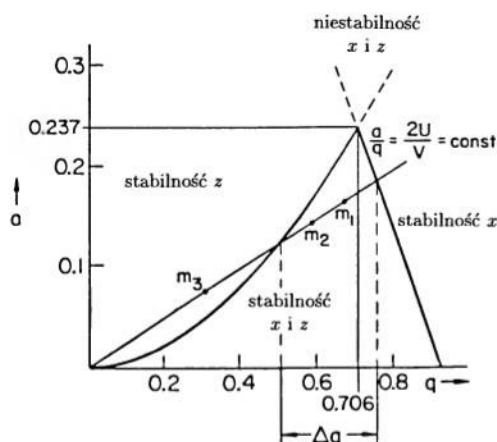
Rys.2. Wykres stabilności dla dwuwymiarowego pola kwadrupolowego

punktu widzenia jest istotny jedynie obszar jednoczesnej stabilności dla kierunków  $x$  i  $z$ . Najważniejszy obszar  $0 < a, q < 1$  przedstawiono na rys. 3. Ruch jest stabilny w kierunkach  $x$  i  $z$  tylko w obszarze o kształcie bliskim trójkątowi.

Dla ustalonych wartości  $r_0, \omega, U$  i  $V$ , wszystkim jonom o tej samej wartości  $m/e$  odpowiada ten sam punkt na wykresie stabilności. Ponieważ  $a/q$  jest równą  $2U/V$  i nie zależy od  $m$ , różnym masom odpowiadają różne punkty prostej  $a/q = \text{const}$ . Na osi  $q$  ( $a = 0$ , brak składowej stałej napięcia) stabilność ma miejsce dla  $0 < q < q_{\text{max}} = 0,92$ , co oznacza, że dla wszystkich mas z przedziału  $m_{\text{min}} < m < \infty$  tory jonów są stabilne. W tym przypadku pole kwadrupolowe działa jako górnoprzepustowy filtr mas. Zakres mas przepuszczanych jonów  $\Delta m$  zmniejsza się ze wzrostem napięcia stałego  $U$ , tzn. ze wzrostem nachylenia prostej  $a/q = \text{const}$ ., aż do wartości  $\Delta m = 0$ , którą osiąga, gdy ta prosta przechodzi przez wierzchołek obszaru stabilności. W tym przypadku skończone pasmo przepuszczalności filtra wynika jedynie z fluktuacji parametrów pola. Zmieniając jednocześnie  $U$  i  $V$  w sposób proporcjonalny, tzn. tak aby stosunek  $a/q$  pozostawał stały, uzyskuje się stabilność ruchu kolejno dla jonów o różnych masach i otrzymuje się w ten sposób widmo mas. Kwadrupol działa wówczas jako spektrometr mas [5-7].

Schemat takiego spektrometru masowego jest przedstawiony na rys. 4. Na

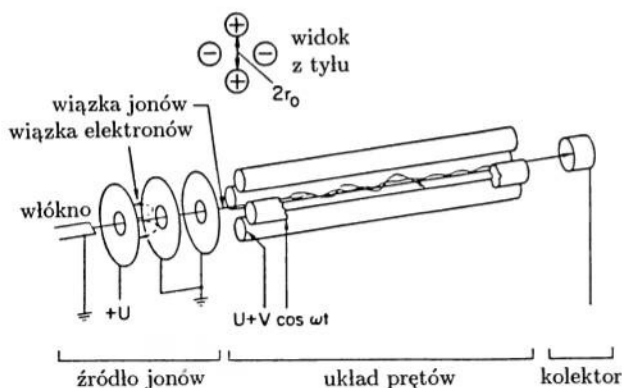




Rys.3. Najbliższy początkowi układu współrzędnych obszar jednoczesnej stabilności dla kierunków  $x$  i  $z$ . Wszystkim masom jonów odpowiadają punkty prostej  $a/q = \text{const}$ .  $m_2 > m_1$

rys. 5a pokazano pierwsze widma mas otrzymane tą metoda w 1954 r. [7]. Wyraźnie widać wpływ napięcia stałego  $U$  na zdolność rozdzielczą.

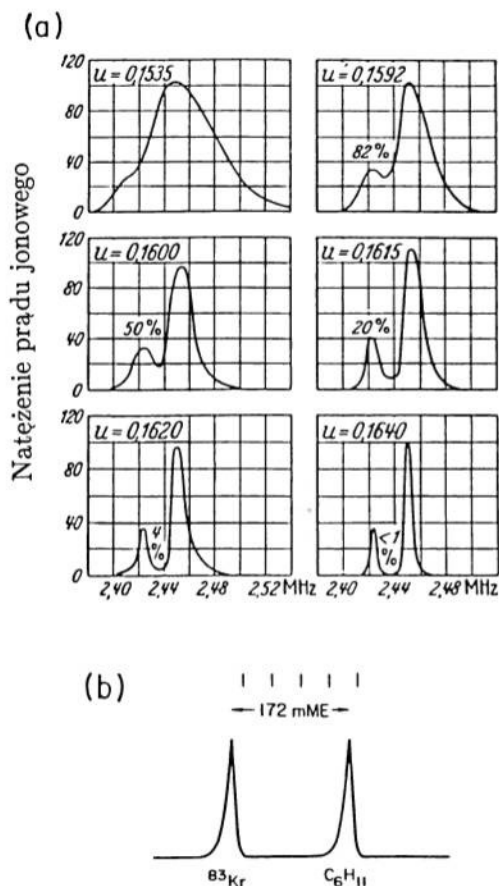
Działanie i zastosowania takich urządzeń były przedmiotem wielu prac doktorskich, wykonanych na Uniwersytecie w Bonn [8-10]. Zbadaliśmy role geometrycznych i elektrycznych niedoskonałości układu, w wyniku których pojawiają się wkłady do pola o wyższej multipolowości. Do bardzo dokładnych pomiarów



Rys.4. Schemat kwadrupolowego spektrometru mas czyli filtru mas

mas zbudowano układ o bardzo dużej długości ( $l = 6$  m), który umożliwia wyznaczenie stosunku mas z dokładnością równą  $2 \cdot 10^{-7}$  dla zdolności rozdzielczej

$m/\Delta m = 16000$ . Z kolei bardzo małe spektrometry były użyte do pomiarów zawartości pierwiastków w wysokich warstwach atmosfery przy użyciu rakiet. W innym doświadczeniu udało się nam uzyskać miligramy określonego izotopu korzystając z metody rezonansowej dla wydzielenia jonów o jednej masie z wiązki jonowej o dużym natężeniu przechodzącej przez pole kwadrupolowe.



Rys.5. (a) Pierwsze widmo mas rubidu uzyskane dzięki okresowej zmianie częstości pola zmiennego  $\nu$ . Różne wykresy odpowiadają różnym wartościom parametru  $u = U/V$ . Dla  $u = 0,164$  linie odpowiadające izotopom  $^{85}\text{Rb}$  i  $^{87}\text{Rb}$  są całkowicie rozdzielone. (b) Dublet masowy  $^{83}\text{Kr}-\text{C}_6\text{H}_{11}$ . Zdolność rozdzielcza  $m/\delta m = 6500$  [10]

Dzięki swej uniwersalności i prostocie technicznej, kwadrupol o częstości radiowej znalazł w ostatnich dziesięcioleciach szerokie zastosowania, jako spektrometr masowy lub prowadnica wiązki, w wielu dziedzinach nauki i techniki. Stał

się urządzeniem standardowym i jego własności zostały obszernie opisane w literaturze [11].

### Pułapka jonowa

Już na samym początku naszych zainteresowań dynamiczną stabilizacją jonów, zdawaliśmy sobie sprawę z możliwości jej użycia do pułapkowania jonów w polu trójwymiarowym. Nazywaliśmy takie urządzenie "klatką na jony". Obecnie używa się głównie terminu "pułapka jonowa" [12–14].

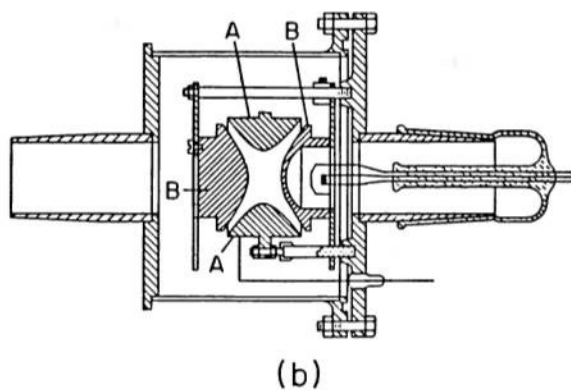
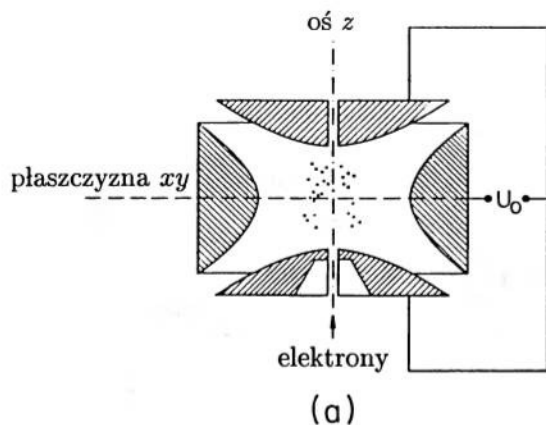
Konfiguracja potencjału w pułapce jonowej została podana równaniem (3). Ta konfiguracja jest wytwarzana za pomocą pierścienia o kształcie hiperbolicznym i dwóch hiperbolicznych czasz o symetrii obrotowej, jak pokazano schematycznie na rys. 6a. Rysunek 6b przedstawia widok pierwszej takiej pułapki, zbudowanej w 1954 r.

Jeśli do pułapki wprowadzi się jony, co łatwo osiągnąć na drodze jonizacji gazu pod niskim ciśnieniem za pomocą wiązki elektronów, to wykonują one taki sam ruch wymuszony, jak w przypadku dwuwymiarowym. Jedyna różnica polega na tym, że składowa pola w kierunku  $z$  jest dwukrotnie większa. Jak poprzednio, do stabilizacji orbity jonu jest potrzebne pole zmienne. Jeśli między czaszami a elektrodą pierścieniową przyłoży się napięcie  $\Phi_0 = U + V \cos \omega t$ , to równania ruchu przybiorą postać takich samych równań Mathieu, jak równania (5). Parametry równania dla  $r$  są takie same jak parametry równania dla  $x$  w przypadku pola płaskiego, parametry równania dla  $z$  różnią się czynnikiem 2.

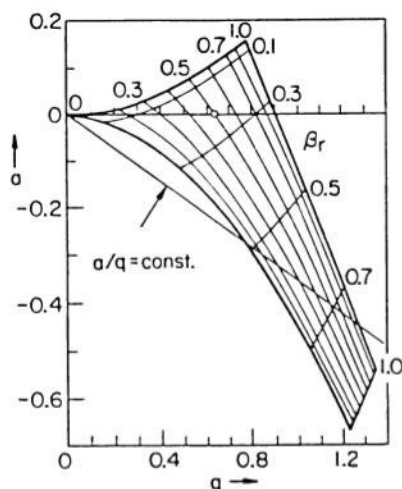
Zgodnie z tym, obszar stabilności na wykresie  $a - q$  ma dla pułapki nieco inny kształt (rys. 7). Jak poprzednio, zakres mas jonów, które mogą być uwięzione (tzn. jonów, którym odpowiadają punkty z obszaru stabilności), można wybierać zmieniając nachylenie prostej  $a/q = 2U/V$ . Dobierając parametry pułapki bliskie wierzchołka obszaru stabilności uzyskuje się pułapkowanie jonów o pojedynczej liczbie masowej. Zmniejszając następnie napięcie stałe doprowadza się jony w pobliże osi  $q$ , gdzie ich ruch jest znacznie bardziej stabilny.

W wielu zastosowaniach jest konieczna znajomość widma częstości drgających jonów. Z rozważań matematycznych wynika, że ruch jonu może być opisany jako powolne (wiekowe) drgania z częstością podstawową  $\omega_{r,z} = \beta_{r,z} \omega / 2$  modulowane znacznie szybszymi drganiami z częstością wymuszającą  $\omega$ , jeśli pominiemy wyższe harmoniczne. Czynniki  $\beta$ , który wyznacza częstość drgań, zależy jedynie od parametrów równania Mathieu  $a$  i  $q$ , a więc jest zależny od masy jonu. Jego wartości leżą pomiędzy 0 a 1; na rys. 7 są zaznaczone linie stałego  $\beta$ .

Ze względu na większą wartość składowej osiowej pola, częstość ruchu wiekowego  $\omega_z$  jest dwukrotnie większa od  $\omega_r$ . Kryterium stabilności jest wartość stosunku  $\omega/\omega_z$ . Wartości tego stosunku rzędu 10:1 są łatwe do uzyskania, w związku



Rys.6. (a) Schemat pułapki jonowej. (b) Przekrój pierwszej pułapki, zbudowanej w 1955 r.



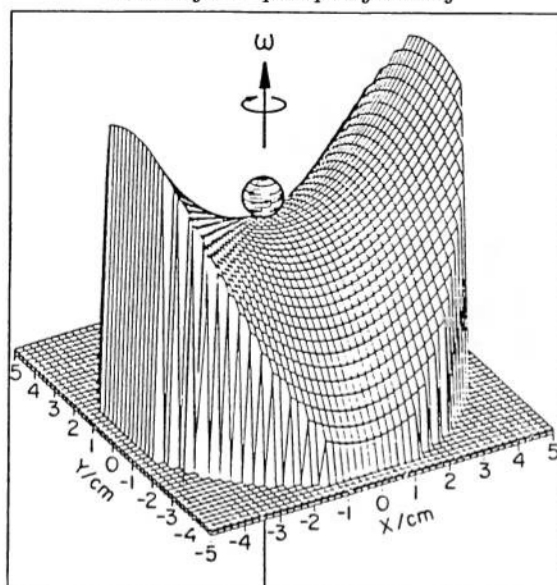
Rys.7. Najbliższy początkowi układu współrzędnych obszar stabilności dla pułapki jonowej. Linie ciągłe w obszarze stabilności odpowiadają stałym wartościom  $\beta_z$  i  $\beta_r$

z czym przesunięcia pochodzące od szybkich drgań zostają uśrednione po okresie ruchu wiekowego.

Stabilizację dynamiczną w pułapce można łatwo zademonstrować za pomocą analogii mechanicznej. Powierzchnia ekwipotencjalna w pułapce jest powierzchnią siodłową, jak na rys. 8. Wytworzyliśmy taką powierzchnię na kołowej podstawie. Jeśli w punkcie siodłowym umieścimy małą stalową kulkę, to stoczy się ona po powierzchni — jej położenie jest niestabilne. Jeśli jednak wprawimy podstawę w ruch obrotowy z odpowiednią częstotliwością, dobraną do parametrów potencjału i masy kulki (w naszym przypadku kilka obrotów na sekundę), to kulka uzyska stabilność, będzie wykonywać małe drgania i będzie mogła być utrzymana w tym położeniu przez długi czas. Nawet jeśli dodamy do niej drugą lub trzecią kulkę, to wszystkie pozostaną w pobliżu środka podstawy. Jedyne ograniczenie stanowi wymóg, aby parametr Mathieu  $q$  należał do dopuszczalnego zakresu wartości. Przywozłem to urządzenie ze sobą. Jest ono zrobione z pleksiglasu, co umożliwia pokaz ruchu cząstki za pomocą rzutnika.

Z tego pokazu wynikają pewne sugestie dotyczące fizyki zjawisk stabilizacji dynamicznej. Jony, wykonujące w kierunkach  $r$  i  $z$  drgania, które są w pierwszym przybliżeniu harmoniczne, zachowują się tak, jak gdyby poruszały się w studni pseudopotencjału zależnego kwadratowo od współrzędnych. Znając częstotliwości  $\omega_r$  i  $\omega_z$  możemy wyznaczyć głębokość tej studni dla obu kierunków. Zależy ona od amplitudy napięcia zmiennego  $V$  oraz od parametrów  $a$  i  $q$ . Gdy nie ma napięcia stałego, dla kierunku  $z$  jest ona dana wzorem  $D_z = (q/8)V$ , a dla kierunku  $r$

Potencjał w pułapce jonowej



Rys.8. Model mechaniczny pułapki jonowej. Rolę cząstki w pułapce pełni tu kulka stalowa

jest dwukrotnie mniejsza. Ponieważ w praktyce  $V$  jest rzędu kilkuset woltów, to głębokość studni potencjału jest rzędu 10 woltów. Szerokość studni zależy od geometrii pułapki. W rezultacie, kształt pseudopotencjału ma postać [15]

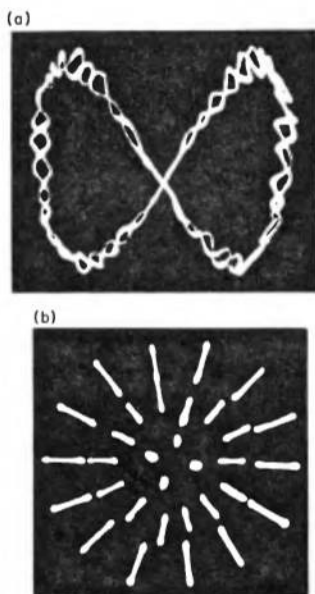
$$\Phi = D \frac{r^2 + 4z^2}{r_0^2 + 2z_0^2}.$$

### Chłodzenie jonów

Jak wspomniano, głębokość studni pseudopotencjału w pułapce jest rzędu kilku woltów. Dopuszczalna energia kinetyczna jonu utrzymwanego w pułapce jest więc tej samej wielkości, a amplituda drgań nie może być większa od rozmiarów pułapki. Jednak w wielu zastosowaniach potrzebne są cząstki o znacznie mniejszej energii dobrze skupione w środku pułapki. Skrajnie małe prędkości cząstek są szczególnie pożądane w przypadku dokładnych pomiarów spektroskopowych dla uniknięcia zjawiska Dopplera i zachodzącego w polu elektrycznym zjawiska Starka. Jest więc konieczne chłodzenie jonów. Stosunkowo prymitywne metody chłodzenia polegają na wykorzystaniu chłodnego gazu buforującego lub tłumieniu drgań za pomocą zewnętrznego obwodu elektrycznego. Najbardziej sku-

teczną metodą jest laserowe chłodzenie dopplerowskie wprowadzone przez Wine-landa i Dehmelta [16].

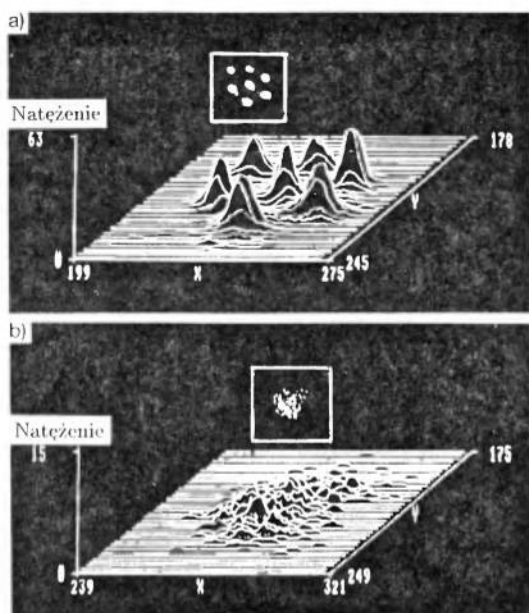
W 1959 r. Wuerker i Langmuir wykonali doświadczenie [17] z uwięzieniem w pułapce kwadrupolowej małych naładowanych cząstek aluminium (o rozmiarach ok.  $1 \mu\text{m}$ ). Niezbędna w tym przypadku częstość pola zmiennego wynosiła ok. 50 Hz. Autorzy zbadali wszystkie częstości własne ruchu cząstek i wykonali zdjęcia orbit cząstek — patrz rys. 9a i 9b. Po wytlumieniu ruchu cząstek za pomocą gazu



Rys.9. (a) Mikrofotografia orbity typu Lissajous w płaszczyźnie  $rz$  dla pojedynczej naładowanej cząstki proszku aluminiowego. Widoczne są szybkie oscylacje. (b) "Kondensacja" cząstek Al [17]

buforującego stwierdzili, że cząstki, poruszające się uprzednio chaotycznie, zajęły regularne położenia. Został utworzony kryształ.

W ostatnich latach udało się zaobserwować optycznie pojedyncze jony w pułapce metodą fluorescencji rezonansowej wzbudzonej światłem lasera [18]. Walther i jego współpracownicy [19,20] zaobserwowali, używając wzmacniacza obrazu o dużej zdolności rozdzielczej, pseudokryształizację jonów w pułapce po schłodzeniu jonów za pomocą światła lasera. Jony zajęły takie położenia, dla których siła odpychania kulombowskiego jest równoważona przez siły ogniskujące w pułapce, a energia układu przybiera minimum. Rysunki 10a i 10b obrazują tę sytuację dla przypadku siedmiu jonów. Odległości między jonami są rzędu kilku mikrometrów. Te obserwacje otwierają całkiem nowe perspektywy badań [19].



Rys.10. (a) Pseudokryształ utworzony przez siedem jonów magnezu. Odległość cząstek wynosi  $23 \mu\text{m}$ . (b) Te same cząstki w pułapce przy "wyższej temperaturze" - kryształ uległ stopieniu [20]

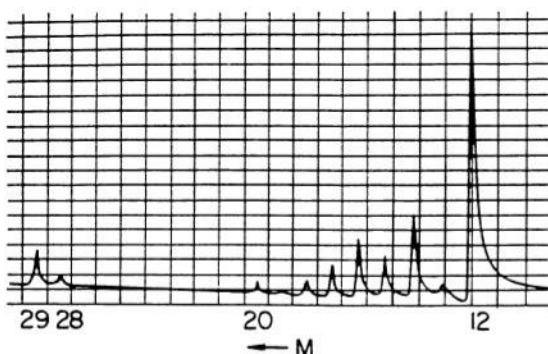
### Pułapka jonowa jako spektrometr mas

Jak już wspomniano, jony wykonują w pułapce drgania o częstościach  $\omega_r$  i  $\omega_z$ , które, dla ustalonych parametrów pola, są wyznaczone przez masę jonu. Dzięki temu jest możliwa detekcją uwięzionych jonów selektywna ze względu na masę. Jeśli elektrody w postaci czasz połączy się z czynnym obwodem częstości radiowej o częstości własnej  $\Omega$ , to w przypadku rezonansu, tzn. gdy  $\Omega = \omega_z$ , amplituda drgań będzie narastać liniowo w czasie. Jony dotrą do czasz lub opuszczą pułapkę przez otwory w czaszach i będą mogły być z łatwością zarejestrowane za pomocą powielacza elektronów. Jeśli napięcie  $V$ , które wyznacza częstość ruchu jonów, zmieniać w sposób pilokształtny, to rezonans uzyskuje się kolejno dla jonów o różnych masach, a więc otrzymuje się widmo mas. Pierwsze widmo tego typu, uzyskane przez Rettinghausa [21], jest pokazane na rys. 11.

Taki sam wynik, charakteryzujący się jednak szybszym wzrostem amplitudy drgań, uzyskuje się na drodze wprowadzenia do układu niewielkiej niestabilności. Można tego dokonać przez nałożenie na napięcie wymuszające  $V \cos \omega t$  dodatkowego małego napięcia częstości radiowej, np. o częstości  $\omega/2$ , lub przez dodanie do konfiguracji potencjału przyczynku o wyższej multipolowości [6,22].

Widzimy więc, że pułapka jonowa działa jednocześnie jako źródło jonów i





Rys.11. Pierwsze widmo mas uzyskane za pomocą pułapki jonowej dla powietrza pod ciśnieniem  $2 \times 10^{-9}$  Torr [21]

spektrometr mas. Jest ona najczulszym z istniejących analizatorów mas, gdyż można nim zarejestrować obecność zaledwie kilku jonów. Teoria i działanie takiego analizatora są szczegółowo opisane przez R. E. Marcha i R. J. Hughesa [23].

### Pułapka Penninga

Jeśli do pułapki kwadrupolowej jest przyłożone jedynie napięcie stałe o takiej polaryzacji, że jony wykonują stabilne oscylacje w kierunku  $z$  o częstości  $\omega_z^2 = 2eU/mr_0^2$ , to ruch jonów w płaszczyźnie  $xy$  jest niestabilny, ponieważ pole jest skierowane na zewnątrz. Przyłożenie do pułapki osiowego pola magnetycznego nie zmienia ruchu jonów w kierunku  $z$ , natomiast zmusza je do ruchu cyklotronowego z częstością  $\omega$  w płaszczyźnie  $xy$ . Jego przyczyną jest siła Lorentza  $F_L$  skierowana ku osi. Ta siła jest częściowo równoważona przez siłę pochodzącą od składowej radialnej pola elektrycznego  $F_r = eUr/r_0^2$ . Jeśli siła magnetyczna jest znacznie większa od elektrycznej, ruch jest stabilny również w płaszczyźnie  $xy$ . Pole częstości radiowej nie jest już potrzebne. Częstość obiegu wynosi

$$\omega = \omega_c - \frac{\omega_z^2}{2\omega}$$

Jest ona nieco mniejsza od swobodnej częstości cyklotronowej  $\omega_c = eB/m$ . Różnicę stanowi częstość magnetronowa

$$\omega_M = \frac{\omega_z^2}{2\omega}$$

która nie zależy od masy cząstki.

Użycie takiej pułapki, nazywanej pułapką Penninga [24], jest korzystniejsze wówczas, gdy pomiarom podlegają własności magnetyczne cząstek, jak np. przejścia zeemanowskie w doświadczeniach spektroskopowych. Innym przykładem są pomiary częstości cyklotronowych w celu bardzo dokładnego porównania mas, wykonane m.in. przez G. Wertha. Najbardziej spektakularnym zastosowaniem pułapki są pomiary anomalnego momentu magnetycznego elektronu, przeprowadzone przez G. Gräffa [25] i H. Dehmelta. Dehmelt [26] uzyskał imponującą dokładność pomiaru, dzięki czemu mógł obserwować pojedynczy elektron uwięziony przez wiele miesięcy.

### Pułapki dla cząstek obojętnych

Na ostatnim egzaminie, który zdawałem jako młody człowiek, zapytano mnie czy można zamknąć neutrony w butelce w celu stwierdzenia czy są one promieniotwórcze. To pytanie, na które w owym czasie jedyną odpowiedzią było "nie", prześladowało mnie przez wiele lat, aż wreszcie mogłem na nie odpowiedzieć: "Tak, w butelce magnetycznej". Uplłynęło jednak 30 lat zanim powstanie magnesów nadprzewodnikowych umożliwiło realizację tego pomysłu.

Na przykładzie takiej butelki chciałbym przedstawić zasadę pułapkowania cząstek obojętnych. Źródłem są znów nasze wczesne prace dotyczące ogniskowania obojętnych atomów i cząsteczek, obdarzonych momentem dipolowym, za pomocą pól multipolowych przez wykorzystanie zjawisk Zeemana i Starka pierwszego i drugiego rzędu [1-3]. Oba te zjawiska mogą być użyte do pułapkowania. Jednak dotychczas zbudowano tylko pułapki magnetyczne dla atomów i neutronów. Główny wkład do tych prac wnieśli, z wielkim entuzjazmem, B. Martin, U. Trinks i K. J. Kügler.

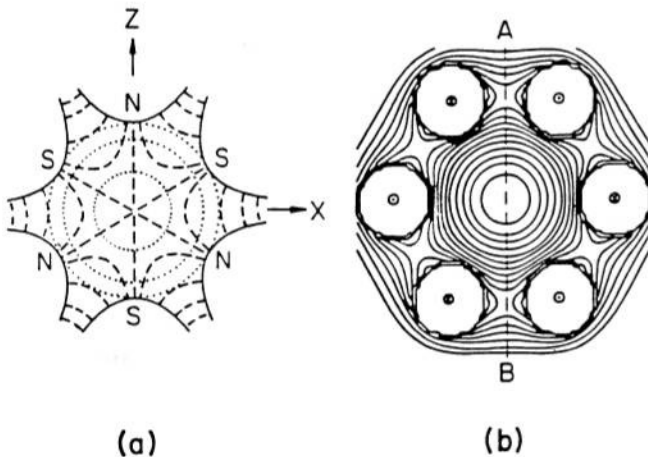
### Zasada butelki magnetycznej

Energia potencjalna  $U$  cząstki o trwałym momencie magnetycznym  $\mu$  w polu magnetycznym wynosi  $U = -\mu B$ . Jeśli pole jest niejednorodne, występuje siła  $F = \text{grad}(\mu B)$ . W przypadku neutronu, którego spin wynosi  $\hbar/2$ , są możliwe tylko dwa ustawienia spinu względem kierunku pola. Moment magnetyczny może być więc jedynie albo równoległy, albo antyrównoległy do  $B$ . W przypadku ustawienia równoległego cząstki są wciągane w pole, w przypadku ustawienia antyrównoległego są z pola wypychane. Dzięki temu jest możliwe uwięzienie cząstek w obszarze ograniczonym ściankami magnetycznymi.

Konfiguracją pola umożliwiającą harmoniczną lokalizację cząstek jest w tym przypadku magnetyczne pole sekstupolowe. Jak już mówiłem, takie pole  $B$  rośnie jak  $r^2$ ,  $B = (B_0/r_0^2)r^2$ , a jego gradient  $\partial B/\partial r$  – jak  $r$ .

W takim polu dla neutronów o ustawieniu  $\mu \uparrow \uparrow B$  warunek stabilizacji jest spełniony, gdyż ich energia potencjalna  $U = +\mu B \sim r^2$ , a siła zwrotna  $\mu \text{grad} B = -cr$  jest zawsze skierowana ku środkowi. Wykonują one w polu oscylacje z częstością  $\omega^2 = 2\mu B_0 / mr_0^2$ . Cząstki o ustawieniu  $\mu \uparrow \downarrow B$  zostają rozogniskowane i opuszczają pole. To rozumowanie jest słuszne tylko przy założeniu, że orientacja spinu jest zachowana. W polu sekstupola, kierunek pola magnetycznego zmienia się, oczywiście, wraz ze zmianą kąta azymutalnego, lecz dopóki ruch cząstki nie jest zbyt szybki, dopóty spin podąża adiabaticznie za kierunkiem pola zachowując magnetyczny stan kwantowy. Dzięki temu jest możliwe użycie pola magnetycznego stałego w czasie, w odróżnieniu od pułapki jonowej dla cząstek naładowanych.

Idealne pole sekstupolowe w płaszczyźnie  $xz$  jest wytwarzane przez sześć biegunów magnetycznych o kształcie hiperbolicznym i przemiennej połowości, rozciągniętych w kierunku  $y$ , jak pokazano na rys. 12a. Bardzo zbliżoną konfigurację

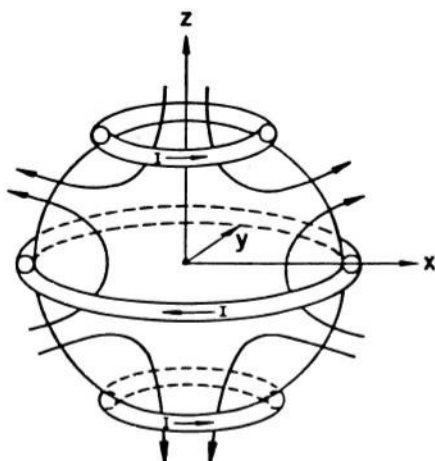


Rys.12. (a) Idealne pole sekstupolowe. Linie przerywane – linie pola magnetycznego; linie kropkowane – linie ekwipotencjalne,  $B = \text{const}$ . (b) Sekstupól liniowy w postaci sześciu przewodników prostoliniowych o przeciwnych kierunkach przepływu prądu

uzyskuje się stosując sześć prostoliniowych przewodów z prądem o przeciwnych kierunkach przepływu prądu ułożonych w wierzchołkach sześciokąta foremnego (rys. 12b). Taki układ stanowi soczewkę dla cząstek poruszających się wzdłuż osi  $y$ .

Są dwie możliwości uzyskania zamkniętego obszaru stabilizacji: sekstupolowa kula i sekstupolowy torus. Zrealizowaliśmy i zbadaliśmy oba przypadki.

Pole o symetrii sferycznej jest wytwarzane przez trzy przewodniki pierścieniowe w układzie przedstawionym na rys. 13. Pole  $B$  rośnie we wszystkich kie-



Rys.13. Kula sekstupolowa

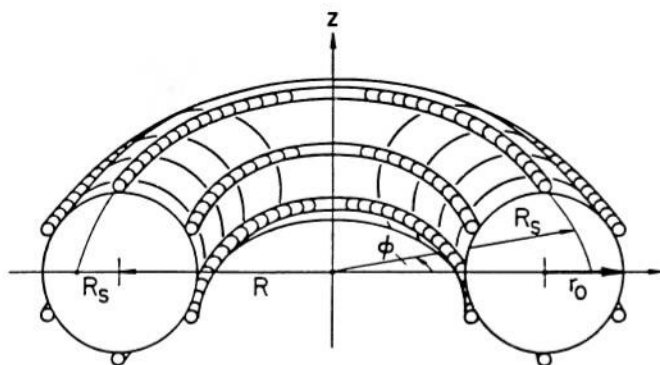
runkach jak  $r^2$  i ma wartość maksymalną  $B_0$  na powierzchni kuli, tzn. dla  $r = r_0$ . Używając przewodów nadprzewodnikowych uzyskaliśmy  $B_0 = 5 \text{ T}$  dla kuli o promieniu 5 cm. Jednak ze względu na mały moment magnetyczny neutronu  $\mu = 6 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}$ , głębokość studni potencjału  $\mu B_0$  wynosi zaledwie  $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ , w związku z czym największa prędkość pułapkowanych neutronów jest równa tylko  $v_{\text{max}} = 6 \text{ m/s}$ . Dla atomów sodu, które mają większy moment magnetyczny, odpowiednie wartości wynoszą  $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$  i  $37 \text{ m/s}$ .

Głównym problemem, występującym dla takiej zamkniętej konfiguracji, jest proces wprowadzania cząstek do pułapki, a szczególnie chłodzenie cząstek znajdujących się wewnątrz pułapki. Mimo tych trudności, w 1975 r. udało nam się, we wstępnym doświadczeniu, uzyskać czas stabilizacji równy 3 s dla atomów sodu odparowanych wewnątrz pułapki o ściankach chłodzonych ciekłym helem [27]. Przełomowego postępu w pułapkowaniu atomów dokonali jednak W. D. Phillips i H. J. Metcalf wykorzystując nowoczesne metody chłodzenia laserowego [28].

Pułapkowanie neutronów jest łatwiejsze jeśli użyje się sekstupola liniowego zwiniętego w zamknięty torus o promieniu  $R$ , jak pokazano na rys. 14. Pole magnetyczne wewnątrz torusa jest nadal  $B = (B_0/r_0^2) r^2$  i nie ma składowej w kierunku azymutalnym. Neutrony poruszają się po orbitach kołowych o promieniu  $R_S$  wyznaczonym przez warunek równowagi siły odśrodkowej i siły magnetycznej

$$F_c = \frac{mv^2}{R_S} = \mu \left. \frac{\partial B}{\partial r} \right|_{R_S}.$$

Dla takiego pierścienia dopuszczalna energia neutronu jest ograniczona przez

Rys.14. Torus sekstupolowy. Orbita neutronu ma promień  $R_s$ 

wartość

$$E_{\max} = \mu B_0 \left( \frac{R}{r_0} + 1 \right).$$

Jest ona większa  $(R/r_0 + 1)$  razy w porównaniu z przypadkiem kuli sekstupolowej. Ponieważ neutrony mają nie tylko składową azymutalną prędkości, lecz także składowe w kierunkach  $r$  i  $z$ , to wykonują one oscylacje wokół orbity kołowej.

Ta konfiguracja toroidalna jest korzystna nie tylko z tego względu, że dopuszcza większe prędkości neutronu, lecz także dlatego, że pozwala na łatwe wprowadzanie neutronów do pierścienia od strony jego środka. Neutrony poruszają się nie tylko w potencjale pochodzącym od pola magnetycznego, lecz także pod wpływem siły odśrodkowej. W związku z tym, barierę potencjału można obniżyć od strony środka torusa usuwając dwa przewody centralne. Uzyskana w ten sposób superpozycja potencjału magnetycznego i odśrodkowego nadal stanowi studnię potencjału o minimum na orbicie wiązki. Nie ma już jednak bariery potencjału dla neutronów wprowadzanych od środka torusa.

Jest oczywiste, że pułapka toroidalna działa w zasadzie analogicznie jak pierścienie akumulacyjne dla cząstek naładowanych o wysokiej energii. Mamy tu do czynienia z podobnymi problemami niestabilności orbit cząstek, pochodzącymi od zjawisk rezonansowych, prowadzącymi do utraty cząstek. Pojawiają się również nowe problemy, np. niepożądane przejścia z odwróceniem spinu lub wpływ pola grawitacyjnego. W fizyce akceleratorów nauczono się pokonywać takie problemy na drodze doboru odpowiedniego kształtu pola magnetycznego przez zastosowanie różnych składowych multipolowych.

Ta metoda znajduje też zastosowanie w przypadku pierścienia akumulacyjnego dla neutronów. Użycie siły magnetycznej  $\mu$  grad  $B$  zamiast siły Lorentza, która jest proporcjonalna do  $B$ , wymaga właśnie wykorzystania składowych mul-

tipolowych wyższych o jeden rząd. Do ogniskowania wiązki musimy użyć sekstupoli zamiast kwadrupoli, a np. do stabilizacji orbit — dekapoli zamiast oktopoli.

W latach siedemdziesiątych zaprojektowaliśmy i zbudowaliśmy taki magnetyczny pierścień akumulacyjny o średnicy orbity 1 m. Ponieważ dysponowaliśmy polem magnetycznym o natężeniu do 3,5 T, mogliśmy uwięzić neutrony o prędkości 5–20 m/s, co odpowiada energii kinetycznej do  $2 \cdot 10^{-6}$  eV. Neutrony były wprowadzane do pierścienia stycznie do orbity za pomocą przewodnicy neutronów o ściankach całkowicie odbijających. Ta przewodnica mogła być mechanicznie wprowadzona do obszaru akumulacji, a po wstrzyknięciu neutronów usunięta stamtąd.

Układ doświadczalny jest przedstawiony na rys. 15. Dokładny opis pierścienia akumulacyjnego, jego teorii i działania jest podany w pracy [29].

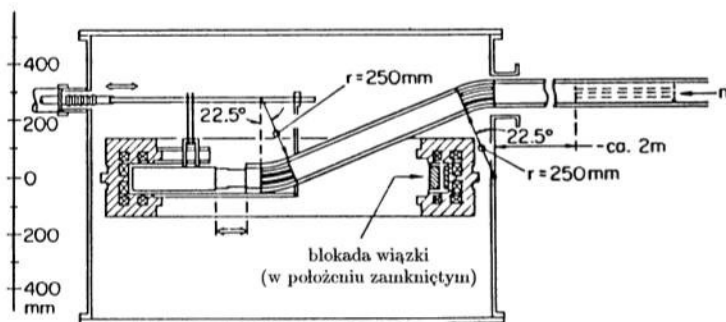
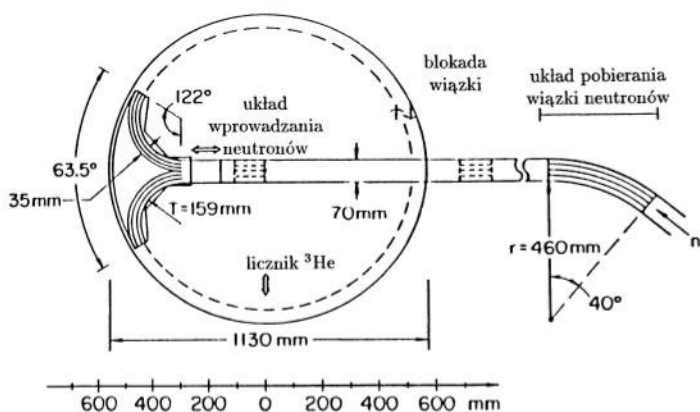
Pierwsze próby działania tego układu zostały przeprowadzone w 1978 r. Korzystaliśmy w nich z reaktora w Grenoble o dużym natężeniu wiązki. Za pomocą licznika neutronów, przemieszczanego przez obszar wiązki po ustalonym czasie od momentu wstrzyknięcia neutronów do pierścienia, stwierdziliśmy obecność uwięzionych neutronów do 20 minut od tego momentu. Ponieważ w wyniku detekcji wiązka neutronów jest tracona, przed każdym pomiarem trzeba ponownie wprowadzać neutrony do pierścienia. Ze względu na stosunkowo niewielkie natężenie wiązki neutronów o prędkości z przedziału umożliwiającego ich uwięzienie, liczba uwięzionych neutronów była jednak zbyt mała, aby można było wykonać planowane pomiary.

W niedawnym doświadczeniu z 1989 r. [30], wykonanym przy użyciu wiązki o natężeniu 40 razy większym, uzyskaliśmy czas akumulacji neutronów sięgający 90 min., czyli ok. 6 razy dłuższy od czasu rozpadu promieniotwórczego neutronu. Na rysunku 16 pokazano zmierzony profil wiązki neutronów w pułapce. Przez pomiar liczby uwięzionych neutronów w funkcji czasu wyznaczyliśmy czas życia neutronu  $\tau = 877 \pm 10$  s (patrz rys. 17).

Analiza naszych pomiarów prowadzi do wniosku, że stabilność wiązki neutronów w pierścieniu może być zachowana przez co najmniej jeden dzień. Świadczy to o tym, że podstawowe problemy konstrukcyjne zostały rozwiązane.

### Pierścień akumulacyjny jako waga

Bardzo dobrze powtarzalne działanie pierścienia pozwoliło nam na wykonanie jeszcze innego ciekawego doświadczenia. Jak już wyjaśniłem, neutrony są sprężyste związane z płaszczyzną symetrii pola magnetycznego. Ze względu na mały moment magnetyczny neutronu, siła zwrotna jest tego samego rzędu co siła grawitacyjna. Wynika stąd, że ciężar neutronu rozciąga "sprężynę magnetyczną", na której cząstka jest zawieszona — położenie równowagi orbity neutronu jest przesunięte ku dołowi.



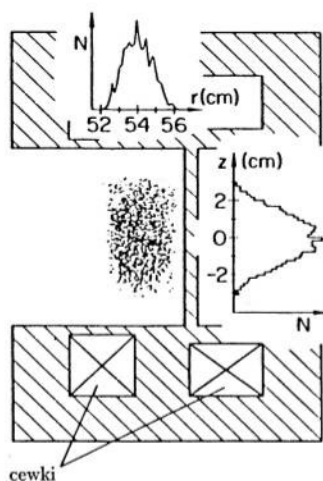
Rys.15. Schemat pierścienia akumulacyjnego dla neutronów – widok układu doświadczalnego z góry i z boku

Wielkość tego przesunięcia  $z_0$  jest wyznaczona przez warunek równowagi  $mg = \mu \text{ grad } B$ . Dla zrównoważenia ciężaru neutronu jest potrzebny gradient pola  $\partial B / \partial z = 173 \text{ G/cm}$ . Ponieważ gradient pola w obszarze pierścienia jest, w pierwszym przybliżeniu, proporcjonalny do  $z$  i do natężenia prądu  $I$ , to przesunięcie  $z_0$  wynosi

$$z_0 = \text{const} \cdot mg / I.$$

Dla naszego pierścienia otrzymujemy stąd  $z_0 = 1,2 \text{ mm}$  dla największego stosowanego natężenia prądu  $I = 200 \text{ A}$  i  $z_0 = 4,8 \text{ mm}$  dla  $I = 50 \text{ A}$ .

Przemieszczając cienki licznik neutronów przez obszar uwięzienia neutronów mogliśmy zmierzyć położenie wiązki neutronów i jej profil. Licznik był przesuwany na przemian ku górze i ku dołowi. Pomiary przeprowadzono wielokrotnie w różnych warunkach doświadczalnych i zbadano zależność  $z_0$  od natężenia prądu.



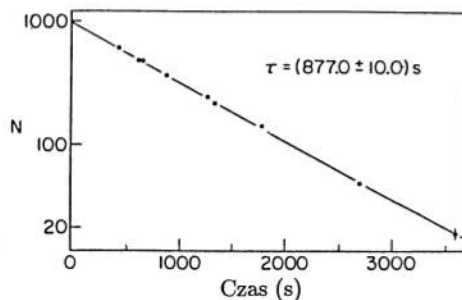
Rys.16. Profil wiązki neutronów uwięzionych w szczeliny elektromagnesu zarejestrowany po 400 s od momentu wstrzyknięcia neutronów do pułapki

Wynik jest przedstawiony na rys. 18. Wyniki pomiarów, przeprowadzonych w różnych warunkach doświadczalnych, potwierdzają przewidywaną zależność, pokazaną na rysunku za pomocą linii ciągłej. Szczegółowa analiza danych pomiarowych daje dla masy grawitacyjnej neutronu wartość

$$m_g = (1,63 \pm 0,06) \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

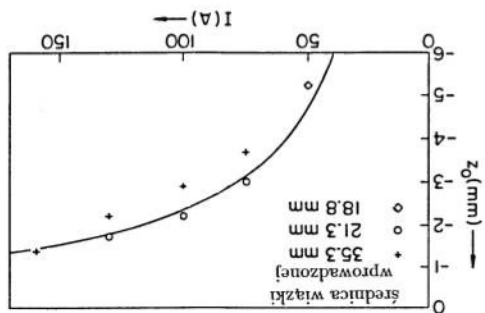
Ta wartość jest zgodna z dokładnością do 4 % z dobrze znaną wartością masy bezwładnej neutronu.

Magnetyczny pierścień akumulacyjny stanowi więc wagę o dokładności pomiaru równej  $10^{-25}$  g. Tak duża dokładność jest wynikiem niezależności metody



Rys.17. Logarytmiczny spadek w czasie liczby uwięzionych neutronów





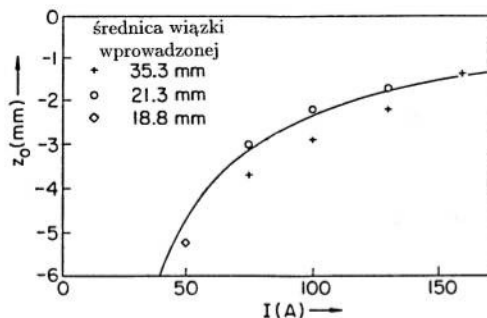
Rys. 18. Przesunięcie ku dołowi położenia równowagi orbity neutronowej wynikające ze skończonego ciężaru neutronu w funkcji natężenia prądu w uzwojeniu elektromagnesu

od stosunkowo bardzo dużych sił oddziaływania z polem elektrycznym. Jestem przekonany, że opisane tutaj butelki magnetyczne, zbudowane w naszym laboratorium, znajdują w przyszości liczne zastosowania w różnych innych doświadczeniach, podobnie jak pułapki jonowe, które znalazły takie zastosowania już obecnie.

Tłumaczył  
Miroslaw Lukaszewski  
Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

### Literatura

- [1] H. Friedburg, W. Paul, *Naturwissenschaften* **38**, 159 (1951).
- [2] H.G. Bennewitz, W. Paul, *Z. Phys.* **139**, 489 (1954).
- [3] H.G. Bennewitz, W. Paul, *Z. Phys.* **141**, 6 (1955).
- [4] C.H. Townes, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **80**, 7679 (1983).
- [5] W. Paul, H. Steinwedel, *Z. Naturforsch. A* **8**, 448 (1953).
- [6] W. Paul, H. Steinwedel, German Patent No. 944900; U. S. Patent 2939958 (1953).
- [7] W. Paul, M. Raether, *Z. Phys.* **140**, 262 (1955).
- [8] W. Paul, H.P. Reinhardt, U. von Zahn, *Z. Phys.* **152**, 143 (1958).
- [9] F. von Busch, W. Paul, *Z. Phys.* **164**, 581 (1961).
- [10] U. von Zahn, *Z. Phys.* **168**, 129 (1962).



Rys.18. Przesunięcie ku dołowi położenia równowagi orbity neutronowej wynikające ze skończonego ciężaru neutronu w funkcji natężenia prądu w uzwojeniu elektromagnesu

od stosunkowo bardzo dużych sił oddziaływania z polem elektrycznym.

Jestem przekonany, że opisane tutaj butelki magnetyczne, zbudowane w naszym laboratorium, znajdą w przyszłości liczne zastosowania w różnych innych doświadczeniach, podobnie jak pułapki jonowe, które znalazły takie zastosowania już obecnie.

*Tłumaczył*

*Miroslaw Lukaszewski*

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

### Literatura

- [1] H. Friedburg, W. Paul, *Naturwissenschaften* **38**, 159 (1951).
- [2] H.G. Bennewitz, W. Paul, *Z. Phys.* **139**, 489 (1954).
- [3] H.G. Bennewitz, W. Paul, *Z. Phys.* **141**, 6 (1955).
- [4] C.H. Townes, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **80**, 7679 (1983).
- [5] W. Paul, H. Steinwedel, *Z. Naturforsch. A* **8**, 448 (1953).
- [6] W. Paul, H. Steinwedel, German Patent No. 944900; U. S. Patent 2939958 (1953).
- [7] W. Paul, M. Raether, *Z. Phys.* **140**, 262 (1955).
- [8] W. Paul, H.P. Reinhardt, U. von Zahn, *Z. Phys.* **152**, 143 (1958).
- [9] F. von Busch, W. Paul, *Z. Phys.* **164**, 581 (1961).
- [10] U. von Zahn, *Z. Phys.* **168**, 129 (1962).

- [11] P. H. Dawson, *Quadrupole Mass Spectrometry and its Application*, Elsevier, Amsterdam 1976.
- [12] K. Berkling, *rozprawa doktorska*, Bonn 1956.
- [13] W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer, *Forsch. Berichte des Wirtschaftsministeriums Nordrhein-Westfalen*, No. 415 (1958).
- [14] E. Fischer, *Z. Phys.* **156**, 1 (1959).
- [15] H. Dehmelt, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, vol. 3, red. D.R. Bates, I. Estermann, Academic, New York 1967.
- [16] D.J. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [17] R.F. Wuerker, R.V. Langmuir, *Appl. Phys.* **30**, 342 (1959).
- [18] W. Neuhauser, M. Hohenstett, P. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev. A* **22**, 1137 (1980).
- [19] F. Diedrich, E. Chen, J.W. Quint, H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2931 (1987).
- [20] F. Diedrich, E. Peik, E. Chen, H. Walther, *Phys. Bl.* **44**, 12 (1988).
- [21] G. Rettinghaus, *Z. Angew. Phys.* **22**, 321 (1967).
- [22] F. von Busch, W. Paul, *Z. Phys.* **164**, 588 (1961).
- [23] R. E. March, R. J. Hughes, *Quadrupole Storage Mass Spectrometry*, Wiley, New York 1989.
- [24] F.M. Penning, *Physica* **3**, 873 (1936).
- [25] G. Gräff, E. Klempt, G. Werth, *Z. Phys.* **222**, 201 (1969).
- [26] R.S. Van Dyck, Jr., P. Ekstrom, H.G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 310 (1977).
- [27] B. Martin, *rozprawa doktorska*, Bonn 1975.
- [28] A.L. Migdal, J. Prodan, W.D. Phillips, Th.H. Bergmann, H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [29] K.J. Kügler, W. Paul, U. Trinks, *Nucl. Instrum. Methods A* **228**, 240 (1985).
- [30] W. Paul, F. Anton, L. Paul, S. Paul, W. Mampe, *Z. Phys. C* **45**, 25 (1989).

## RÓŻNE

**Tomasz Hofmokl**

*Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

### Sieć komputerowa EARN w Polsce

#### EARN computer network in Poland

*Abstract:* Poland has been admitted to the European Academic and Research Network (EARN). Advantages of this system are highlighted together with some useful information for prospective users.

W końcu lat 80-tych rozpoczęły się działania mające na celu dołączenie Polski do EARN-u (European Academic and Research Network). Prowadzone były one niezależnie przez różne ośrodki akademickie w Polsce i przez pojedynczych użytkowników. Wielu użytkowników mających konta na maszynach w zagranicznych laboratoriach korzystało z dostępu do tych maszyn przez sieć telefoniczną. Stwarzało to wiele niedogodności, nie mówiąc już o kosztach. Starania o oficjalne dołączenie Polski do EARN-u zostało uwieńczone powodzeniem już w ubiegłym tj. 1990 roku. Mianowicie Rada Dyrektorów w maju 1990 przyjęła na członków EARN-u Bułgarię, Czechosłowację, Polskę, Węgry i ZSRR. Przyjęcie formalne nie daje jeszcze pełnych praw członkowskich. Nabywa się je dopiero po fizycznym połączeniu węzła krajowego z siecią EARN-u. Polska jako pierwsza spełniła te warunki i jest oficjalnie od 1 sierpnia 1990 przyłączona do EARN-u. Główny węzeł w Polsce jest zlokalizowany w Centrum Informatycznym Uniwersytetu Warszawskiego, a dyrektorem Krajowej Sieci jest autor tej notatki.

Koszty utrzymania węzła krajowego i połączenia Polski z Danią pokrywane są z dotacji budżetowych. Trwają prace nad uregulowaniem struktur organizacyjnej sieci w Polsce i zapewnieniem finansowania budżetowego dla podstawowego szkieletu sieci.

Sieć EARN powstała na przełomie 1983/4, w części jako dar firmy IBM dla środowiska naukowego Europy Zachodniej. Organizacyjnie i koncepcyjnie nie różni się od powstałej trzy lata wcześniej w Stanach Zjednoczonych sieci BITNET (Because It's Time Network) i podobnie ja kanadyjska sieć NETNORTH traktowana jest jako wyodrębniona, tym razem europejska część BITNET-u.

W maju 1990. w skład sieci EARN/BITNET wchodziło 291 węzłów. Sieć posiada przejścia (gateway) do wszystkich znaczących sieci badawczych na świecie, jak INTERNET CSNE (Computer Science Network), EUNE (European UNIX Network), HEPNET (High Energy Physics Network), oraz sieci regionalnych jak NORDUNET w krajach skandynawskich, DFN w Niemczech i JANET w Wielkiej Brytanii.

Sieć komputerowa EARN jest otwarta dla wszystkich uczelni i niekomercyjnych instytucji badawczych na terenie Europy Afryki i Środkowego Wschodu. Stowarzyszenie EARN Association zarejestrowane jest we Francji i zarządzane przez Radę Dyrektorów, w której każdy kraj członkowski ma swojego przedstawiciela — Dyrektora Krajowego.

Podstawowymi usługami sieci są:

- przekazywanie zbiorów różnych typów, tj. danych, programów i dokumentów
- poczta elektroniczna;
- wymiana informacji;
- dostęp do zdalnych zastosowań różnych baz danych i bibliotek.

W końcu września 1991 roku sieć krajowa EARN rozwijająca się przy wykorzystaniu osiągnięć realizowanego w poprzednich latach programu KASK (Krajowa Akademicka Sieć Komputerowa) obejmowała poza Warszawą również Białystok, Katowice, Kraków, Lublin, Łódź, Poznań, Toruń, Szczecin i Wrocław. Połączenia z pozostałymi ośrodkami akademickimi są w trakcie realizowania.

Poza czysto ogólnymi, suchymi informacjami chciałbym przekazać nieco wiadomości, które jak sądzę mogą zainteresować wszystkich Czytelników *Postępów Fizyki*.

Istniejące oprogramowanie obsługujące pocztę, pozwala na uzyskanie usług bardziej wyrafinowanych, jak abonowanie istniejących magazynów i periodyków sieciowych, czy uczestniczenie w grupach dyskusyjnych i zespołach problemowych, korzystanie z baz danych. Wymaga to oczywiście dostępu do terminalu węzła lub komputera połączonego z węzłem. Połączenie to może być stałe, za pomocą dzierżawionej linii, co łączy się z dużymi kosztami, lub poprzez linię telefoniczną i modem umożliwiający połączenie się z węzłem tylko na okres przyjmowania lub wysyłania informacji. Umożliwia to osobom zainteresowanym a pracującym w ośrodkach badawczych lub w szkołach zdala od głównych centrów

dołączonych do sieci, na korzystanie z usług przy stosunkowo niskich kosztach instalacji i inwestycji. Koszt modemu do połączeń wynosi ok. 3–4 mln złotych, a koszt eksploatacji to tylko jednorazowa opłata za zarejestrowanie tzw. stacji teleinformatycznej i następnie opłata telefoniczna za czas połączenia. Warunkiem jest oczywiście uzyskanie konta na najbliższym komputerze spełniającym rolę węzła.

Trudno w krótkiej notatce opisywać dokładnie wszystkie możliwe usługi jakie zapewnia sieć komputerowa. Ograniczę się do dwóch praktycznych przykładów poza oczywistymi jak wysyłanie i otrzymywanie listów.

### 1. Korzystanie z bazy danych

Istnieje wiele baz danych ze wszystkich praktycznie dziedzin nauki. Korzystanie z niektórych jest odpłatne, jeżeli są poza EARN-em lub obwarowane koniecznością uzyskania specjalnego upoważnienia, inne są ogólnie dostępne. Jako przykład wymienię tu bazę danych Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) w USA. Dotyczy ona fizyki cząstek elementarnych. Każdy z dowolnego węzła może zapytać o adres fizyka pracującego w tej dziedzinie i jeżeli osoba ta jest zarejestrowana w bazie danych to w ciągu kilkudziesięciu sekund nadejdzie odpowiedź. Aby przeprowadzić takie poszukiwania dotyczące autora tej notatki należy wysłać komendę:

```
TELL QSPIRES AT SLACVM WHO IS HOFMOKL
```

Można przeprowadzić bardziej interesujące poszukiwania, na przykład pytając co Hofmokl opublikował, lub pytając jakie prace mają w tytule słowo hadron. Poszukiwanie jest również bezpłatne, ale trzeba uzyskać autoryzację do jego przeprowadzenia. W węźle warszawskim PLEARN jestem upoważniony do udzielania stałego zezwolenia na korzystanie z tej bazy danych. Ewentualną prośbę o upoważnienie proszę kierować na mój adres: FDL50 AT PLEARN. Osoba upoważniona, jeżeli interesuje się pracami, które w tytule mówią o hadronach i chce uzyskać wyniki poszukiwań w skróconej formie, przesłane w formie listu elektronicznego, może wysłać następujące przykładowe komendy:

```
TELL QSPIRES AT SLACVM FIND TITLE HADRON (RESULT TYPE  
TELL QSPIRES AT SLACVM OUTPUT (BRIEF
```

Jeżeli ktoś jest bardzo zainteresowany moimi publikacjami, musi wysłać komendę:

```
TELL QSPIRES AT SLACVM FIND AUTHOR HOFMOKL (RESULT  
TYPE
```

```
TELL QSPIRES AT SLACVM OUTPUT (BRIEF
```

Użytkownik węzła nie mając jeszcze rejestracji w SLAC-u musi porozumieć się z administratorem swego węzła aby ten wysłał prośbę o rejestrację na adres:

```
QSPI AT SLACVM.BITNET
```

Z praktyki węzła PLEAR wiem, że o ile nie ma awarii na łączach transatlantycznych, to odpowiedź na poszukiwanie autora lub prac uzyskuje się w ciągu dwóch minut.

Takich baz danych jest wiele i zasady korzystania z każdej z nich są różne. Przytoczyłem ze szczegółami opis kilku komend aby dać wyobrażenie o sposobie korzystania.

## 2. Listy dyskusyjne

Drugim przykładem, którego nie sposób opisać tu dokładnie, są listy dyskusyjne. Można zaabonować (bezpłatnie) uczestnictwo w jakiejś liście dyskusyjnej i automatycznie otrzymywać wszystko, co ktokolwiek z uczestników nadeśle do tej listy. Można się dzielić również własnymi spostrzeżeniami na określony temat. List działających obecnie jest kilkaset i zawsze można wybrać sobie interesujący temat. Inna sprawa, że nie zawsze wypowiedzi uczestników dyskusji są warte czytania.

Na zakończenie podaję adres Węzła Krajowego:

Centrum Informatyczne Uniwersytetu Warszawskiego, Krakowskie Przedmieście 26/28, 00-927 Warszawa, tel. 26 33 45,

i nazwiska osób, u których można zasięgnąć informacji w sprawach przyłączenia i korzystania z sieci EARN:

- mgr inż. Andrzej Smereczyński, Administrator Węzła Krajowego (wszystkie problemy software'owe, adresy, połączenia węzłów)
- mgr inż. Andrzej Zienkiewicz, Dyrektor techniczny Naukowej i Akademickiej Sieci Komputerowej – NASK (sprawy techniczne przyłączenia do sieci, dzierżawa linii, modemy itp.)
- mgr inż. Tadeusz Węgrzynowski, Dyrektor Centrum Informatycznego Uniwersytetu Warszawskiego.

## WSPOMNIENIA — ROCZNICE

P.A.M. Dirac<sup>0\*0</sup>*Florida State University  
Tallahassee, Florida, USA*Wspomnienia pasjonujących lat<sup>0\*\*0</sup>Recollections of an exciting era<sup>0\*\*\*0</sup>

*Abstract:* Dirac's recollections of years 1919 — 1928 and his participation in the development of quantum mechanics are presented.

## Część I

Cieszę się, że przyjechałem do Varenny, aby wziąć udział w tej letniej szkole. Wiele się tu nauczyłem. Na różnych wykładach dowiedziałem się nie tylko o poszczególnych faktach z historii nauki, ale także uświadomiłem sobie punkt widzenia historyka nauki. Różni się on istotnie od punktu widzenia fizyka prowadzącego badania. Fizyk prowadzący badania, po odkryciu zatrzymuje się w nowo osiągniętym punkcie i bada pole przed sobą. Zastanawia się: dokąd można stąd iść, jak można to nowe odkrycie wykorzystać, jak dalece może ono pomóc wyjaśnić problemy stojące przed nami i od których problemów można będzie najpierw zacząć.

Chce on raczej zapomnieć o drodze, którą doszedł do odkrycia. Droga ta jest zwykle kręta, pełna różnych fałszywych tropów i o tym wszystkim nie chce on

---

<sup>0\*0</sup> P.A.M. Dirac zmarł 20 października 1984 r

<sup>0\*\*0</sup> Artykuł, opublikowany w materiałach z Międzynarodowej Szkoły Fizyki im. Fermiego (Varenna, 31 lipca — 12 sierpnia 1972 r.) [*History of Twentieth Century Physics*, pod red. C. Weinera, Academic Press, New York — London 1977], został przetłumaczony za zgodą Wydawcy. [Translated with permission. Copyright ©1977 by Società Italiana di Fisica]. (przyp. Red.).

<sup>0\*\*\*0</sup> Streszczenie dodane przez tłumacza.



myśleć. Chyba czuje się nieco zawstydzony i rozgoryczony, że tyle mu to zajęło czasu. Mówi sobie: ileż czasu straciłem idąc właśnie tym śladem, choć powinienem od razu zauważyć, że to prowadzi donikąd. Po dokonaniu odkrycia wydaje się ono tak oczywiste, iż człowiek dziwi się, że nikt o tym przedtem nie pomyślał. Fizyk prowadzący badania nie chce pamiętać całej tej drogi, która doprowadziła go do odkrycia.

Historyk nauki chce natomiast czegoś całkiem przeciwnego. Chce znać wpływ wielu czynników i różne pośrednie kroki i mogą go interesować nawet fałszywe tropy. Są to dwa całkowicie przeciwstawne punkty widzenia. Przez większość swego życia byłem fizykiem prowadzącym badania i zapominałem o różnych pośrednich krokach tak szybko, jak było można.

Zrozumiawszy, czym interesują się historycy nauki, spróbowałem pomyśleć o przeszłości, starając się przypomnieć sobie różne wydarzenia i sprawy, które miały miejsce 50 lat temu. Próbowałem ocenić wpływ moich wielu nauczycieli i otrzymanego wykształcenia, aby dostrzec, jak te rzeczy ukształtowały mój styl pracy w późniejszym życiu.

Wykładowi dałem tytuł "Wspomnienia pasjonujących lat" i sądzę, że lata te należy liczyć od 1919 r. Zdarzyła się wtedy wspaniała rzecz. Światem zawładnęła z ogromnym impetem teoria względności. Nagle wszyscy zaczęli o niej mówić. Pełno było o niej w gazetach. W czasopiśmie pojawiały się artykuły o teorii względności, pisane przez różnych ludzi: przez jej zwolenników, a nieraz i przez przeciwników. Teorię względności rozważano w bardzo szerokim sensie, wypowiadali się o niej filozofowie i ludzie wszystkich zawodów.

Łatwo jest dostrzec przyczynę tego ogromnego zainteresowania. Przeżyliśmy właśnie straszną i nadzwyczaj ciężką wojnę. W pewnym sensie była to wojna nieciekawa. Ogólna sytuacja nie zmieniała się wiele, ciągle czytaliśmy tylko o ciężkich stratach. Przebieg linii frontu ulegał bardzo małym zmianom w wyniku kolejnych ataków. Front przesunął się o kilkaset jardów do przodu, lub cofał się, i to wszystko.

Ta straszna wojna skończyła się potem dość nagle. Wszyscy byli nią zmęczeni i mieli jej dość. Każdy chciał o niej zapomnieć. Teoria względności pojawiła się wtedy jako cudowna idea kierująca myśli do czegoś nowego. Była ucieczką od wojny. Sądzę, że wpływu teorii względności na umysły ludzi nie można porównać z wpływem jakiegokolwiek innej idei naukowej ani w przeszłości, ani później.

To zainteresowanie dotyczyło równocześnie szczególnej i ogólnej teorii względności. Szczególna teoria względności była oczywiście dużo starsza, bo powstała w 1905 r., ale poza nielicznymi specjalistami w uniwersytetach nikt o niej nic nie wiedział. Przeciętny człowiek nigdy nie słyszał o Einsteinie. I nagle Einstein był na ustach wszystkich. Żył on jednak dość daleko, w innym kraju. Bardziej od niego widoczny był Eddington, który w tym czasie był rzecznikiem

teorii względności w Anglii. Miał ogromny autorytet, był uważany za czołowego znawcę teorii względności i wszyscy słuchali go z największym szacunkiem. Einstein stanowił odległe tło.

W tym czasie studiowałem inżynierię na Uniwersytecie Brytolskim i udzieliło mi się to podniecenie wywołane teorią względności. W gronie studentów bardzo dużo o niej dyskutowaliśmy, ale mieliśmy zbyt mało dokładnych informacji, aby sobie poradzić. Teoria względności była tematem, o którym wszyscy czuli się kompetentni pisać w sposób ogólny i filozoficzny. Filozofowie wysunęli właśnie pogląd, że wszystko należy traktować względnie, i twierdzili nawet, że wiedzieli wszystko o teorii względności.

Holton opowiedział nam już tutaj, jak wyglądały te artykuły o teorii względności. Przeczytał nam nawet fragment z prac Olivera Lodgea. Sir Oliver Lodge miał dość krytyczny stosunek do teorii względności. Pisanie w takim stylu nie mogło więc dać precyzyjnego obrazu teorii i my, studenci inżynierii, dyskutowaliśmy o zagadnieniu, o którym mieliśmy bardzo mało istotnych i pewnych informacji.

Trochę dokładnych wiadomości o teorii względności zdobyłem dopiero chodząc na cykl wykładów Broada. Broad był w rzeczywistości filozofem i patrzył na wszystko z filozoficznego punktu widzenia. W tym czasie był on wykładowcą filozofii na Uniwersytecie Brytolskim, a później został profesorem w Cambridge i zmarł kilka lat temu. Miał cykl dziesięciu czy dwunastu wykładów o teorii względności, przedstawiając ją z punktu widzenia filozofii. Początkowo na jego wykłady uczęszczało kilku studentów inżynierii, ale potem zrezygnowali. Do końca pozostałem tylko ja. Bardzo starałem się zrozumieć filozofię. Moi koledzy z inżynierii mieli bardzo praktyczne podejście. Stwierdzili, że te filozoficzne problemy nie będą przydatne inżynierowi, i przestali przychodzić. Ja sądziłem jednak, że w filozofii może coś być, i bardzo starałem się zrozumieć punkt widzenia filozofa. Czytałem także nieco o filozofii. Przeczytałem np. całą książkę Milla o logice.

Moje próby zrozumienia filozofii nie zakończyły się jednak pełnym powodzeniem. Czulem bowiem, że wszystko, o czym mówią filozofowie, jest dość nieokreślone, i doszedłem w końcu do wniosku, że filozofia nie może w żadnym stopniu przyczynić się do postępu w fizyce. Nie od razu miałem taki punkt widzenia, lecz doszedłem do niego dopiero po wielu przemyśleniach i przestudiowaniu tego, o czym mówili filozofowie i w szczególności Broad.

Otóż Broad mówił nie tylko o tym, jaki jest ogólny pogląd filozofa, lecz przekazał także nieco dokładnych informacji zarówno o szczególnej jak i o ogólnej teorii względności. Pamiętam (wydaje mi się, że było to na drugim lub trzecim wykładzie), że napisał na tablicy wzór

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2. \quad (1)$$

Gdy tylko zobaczyłem ten minus, to wywarł on na mnie ogromne wrażenie. Natychmiast dostrzegłem, że jest tu coś nowego. Przyczynę tego dużego wrażenia

mógłbym może wyjaśnić tym, że już w szkole interesowałem się związkami między przestrzenią i czasem. Dużo o nich myślałem i stało się dla mnie jasne, że czas jest jakby innym wymiarem. Nasunęła mi się myśl, że być może istnieje jakiś związek między przestrzenią i czasem i powinniśmy spojrzeć na przestrzeń i czas z ogólnego czterowymiarowego punktu widzenia.

W owym jednak czasie znałem tylko geometrię euklidesową i jeśli przestrzeń i czas miałyby być jakoś sprzężone ze sobą, to powinny by się sprzęgać ze znakiem plus w tym miejscu. Łatwo było zauważyć, że byłoby to błędne i dla dużej zmiany w kierunku osi czasowej natychmiast prowadziłoby do absurdu.

Powinienem tu chyba wyjaśnić, że zawsze bardzo interesowałem się geometrią. Był to dział matematyki, który mnie fascynował. Wszystkich matematyków można podzielić na dwie grupy: zainteresowanych głównie geometrią lub algebrą. W dużym stopniu jest to także podział rasowy. Ludzie o wykształceniu i kulturze europejskiej są zainteresowani geometrią, co wiąże się ze starą szkołą grecką. Matematycy interesujący się głównie algebrą są zwykle Azjatami, co wiąże się z odkryciem algebry przez Arabów.

Dobry matematyk powinien być oczywiście mistrzem zarówno w geometrii jak i w algebrze oraz powinien umieć całkiem swobodnie przejść od jednego działu do drugiego, zależnie od natury zagadnienia, którym się zajmuje. Jednak zawsze będzie on preferował jeden sposób myślenia, a ja preferowałem silnie metodę geometrii i pozostało mi to na zawsze. Ten wzór, który Broad napisał na tablicy, dał mi oczywiście nowy pogląd na geometrię. Pamiętam, że już w szkole jeden z moich nauczycieli matematyki powiedział mi, że pewnie zainteresowałyby mnie geometria nieeuklidesowa. Zasugerował mi książki, które na ten temat powinienem przeczytać. Nie zająłem się tym jednak, gdyż interesował mnie rzeczywisty świat fizyczny i wydawało mi się oczywiste, że podstawę rzeczywistego świata fizycznego stanowi geometria euklidesowa. Nie widziałem więc potrzeby rozważania jakiegóż innego rodzaju geometrii. Nie interesowały mnie ani logiczne rozważania, ani analiza możliwości związanych z przyjęciem innego układu pewników. Takie nastawienie cechowało mnie znów przez całe życie. Interesowałem się rzeczywistym światem fizycznym, a nie zagadnieniami logiki. To zainteresowanie rzeczywistym światem fizycznym umocniło się oczywiście w naturalny sposób pod wpływem wykształcenia inżynierskiego, jakie otrzymałem.

Gdy wzór, który Broad wypisał na tablicy, stworzył mi nową perspektywę, to sam już wkrótce potrafiłem wyprowadzić sobie podstawowe związki szczególnej teorii względności.

Ukończyłem studia inżynierskie i chciałem spróbować wyjaśnić, jaki wpływ miało na mnie takie wykształcenie. Nigdy później nie wykorzystywałem w praktyce zdobytej wiedzy technicznej, ale zmieniła ona w bardzo dużym stopniu moje poglądy. Przedtem interesowały mnie tylko ścisłe równania. Wydawało mi się, że

praca wykorzystująca przybliżenia zawierała w sobie coś nieznośnie brzydkiego, a ja bardzo chciałem zachować matematyczne piękno. Otrzymane wykształcenie inżynierskie nauczyło mnie jednak tolerować przybliżenia i dostrzegać, że nawet teorie oparte na przybliżeniach mogą nieraz mieć w sobie dużo piękna. Na przykład, problem nawinięcia zwojów dla rotora prądnicy wymagał pewnych rachunków matematycznych. Był to problem czysto rachunkowy, ale zawierał w sobie sporo piękna.

Poza tą jedną całkowitą zmianą poglądów była również druga, wywołana chyba przez teorię względności. Początkowo wierzyłem, że istnieją pewne ścisłe prawa przyrody i naszym zadaniem jest tylko wyprowadzić wnioski z tych ścisłych praw. Typowymi ścisłymi prawami były prawa ruchu Newtona. Gdy dowiedziałem się, że prawa ruchu Newtona nie są dokładne, lecz są tylko przybliżeniem, to doszedłem do wniosku, że być może wszystkie prawa przyrody są jedynie przybliżeniami. Byłem wtedy naprawdę gotów uważać wszystkie nasze równania za jedynie przybliżenia odpowiadające stanowi naszej wiedzy i postawić sobie za zadanie próbę ich poprawienia.

Sądzę, że bez otrzymanego wykształcenia inżynierskiego nie miałbym później sukcesów w swej pracy, gdyż trzeba było rzeczywiście odrzucić punkt widzenia, iż należy zajmować się tylko ścisłymi równaniami i wynikami, jakie można logicznie wyprowadzić ze znanych ścisłych praw, które przyjmuje się i bezwzględnie w nie wierzy. Inżynierowie byli zainteresowani tylko istnieniem równań przydatnych do opisu przyrody. Nie obchodziło ich bardzo, jak te równania zostały otrzymane. Gdy mieli równania, to przechodzili do ich wykorzystania, przy użyciu suwaków logarytmicznych, i otrzymywali wyniki potrzebne im w pracy.

Doszedłem w ten sposób do wniosku, że jest to rzeczywiście najlepszy pogląd, jaki można przyjąć. Chcemy opisywać przyrodę. Chcemy znaleźć równania ją opisujące i zwykle okazuje się, że w najlepszym wypadku są to równania przybliżone. Trzeba więc pogodzić się z brakiem ścisłej logiki i ograniczyć się do próby znalezienia równań, które rzeczywiście dobrze opisują przyrodę.

Po ukończeniu studiów inżynierskich, przez kolejne dwa lata studiowałem na Uniwersytecie Brytyjskim matematykę. W czasie tych studiów największy wpływ wywarł na mnie Fraser. Fraser był matematykiem, który wcale nie prowadził badań i nigdy nic nie opublikował, lecz był wspaniałym nauczycielem, który potrafił zaszczepić studentom zainteresowanie podstawowymi ideami matematyki. Sądzę, że obecnie jest on prawie nieznany, choć po jego śmierci Hodge napisał o nim wspomnienie pośmiertne [*Journal London Math. Soc.* 34, 111 (1959)], w którym złożył mu hołd jako naprawdę wielkiemu nauczycielowi.

Fraser nauczył mnie dwóch rzeczy. Jedną z nich była ścisła matematyka. Przedtem używałem tylko niezbyt ścisłej matematyki, jaka wystarczała inżynierom. Celem inżynierów było tylko uzyskanie praktycznych wyników. Nie byli za-

interesowani dokładną definicją granicy, szybkością zbieżności szeregu itp. Fraser zaś uczył, że nieraz przy zajmowaniu się tymi rzeczami potrzebne są ścisłe, logiczne idee.

Potem używałem jednak w swoich pracach głównie niezbyt ścisłej matematyki inżynierów i sądzę, że widać ją w większości moich późniejszych publikacji. Gdy wprowadzam funkcję, to nie dodaję, czy jest ciągła lub różniczkowalna oraz czy spełnia te wszystkie warunki, które czysty matematyk musi znać przed jej wykorzystaniem. Przyjmuję po prostu punkt widzenia, że jest to funkcja tego rodzaju, jaką interesuje się fizyk.

Ta niezbyt ścisła matematyka nie zawsze jednak wystarcza. Zdarzyło się parę razy, że musiałem nagle się zatrzymać, aby dokładniej rozważyć definicje i znaleźć możliwe źródła błędu, do którego mogła mnie doprowadzić niezbyt ścisła matematyka.

Drugą rzeczą, której nauczył mnie Fraser, była geometria rzutowa. Jej matematyczne piękno wywarło na mnie głęboki wpływ. Dużą rolę odegrała tu także wielka siła stosowanych przez nią metod. Sądzę, że wielu fizyków prawdopodobnie nie wie prawie nic o geometrii rzutowej. Powiedziałbym, że jest to luka w ich wykształceniu. Geometria rzutowa zajmuje się zawsze przestrzenią płaską, ale jest najsilniejszym narzędziem do jej badania i dostarcza metod, jak np. metoda odpowiedniości wzajemnie jednoznacznych, które prawie magicznie prowadzą do wyników. Twierdzenia geometrii euklidesowej, z którymi długo można się męczyć, dają się udowodnić przy użyciu najprostszych sposobów geometrii rzutowej.

Pięknem matematyki interesowałem się właściwie zawsze, ale poznanie geometrii rzutowej jeszcze pobudziło to moje zainteresowanie i spowodowało chyba, że trwało ono przez całe moje życie. Wielu ludzi sądzi, że geometria rzutowa nie jest bardzo interesująca dla fizyka, lecz tak nie jest. Obecnie wielu fizyków zajmuje się przestrzenią Minkowskiego. Jeśli chce się przedstawić związki między wektorami i tensorami w przestrzeni Minkowskiego, to często najlepszym sposobem jest użycie pojęć geometrii rzutowej. W swej pracy naukowej używałem ciągle jej idei. Chcąc zbadać, jak jakaś wielkość transformuje się przy przekształceniu Lorentza, bardzo często najlepiej jest do tego wykorzystać geometrię rzutową.

Geometria ta była dla mnie najbardziej użytecznym narzędziem badawczym, ale nie wspominałem o niej w swoich publikacjach. Wydaje mi się (choć nie jestem tego pewny), że nigdy nie pisałem o geometrii rzutowej w swoich pracach, bo zdawałem sobie sprawę, że większość fizyków jej nie zna. Gdy otrzymałem jakiś wynik, to sprowadzałem go do postaci analitycznej i uzasadniałem przy użyciu równań. Taką argumentację mógł zrozumieć każdy fizyk nie mający tego specjalnego wykształcenia.

Jednak w trakcie badań, gdy wchodzimy na nowe pole i nie wiemy, co jest przed nami, istnieje potrzeba przedstawienia sobie badanych rzeczy i najlepszym

do tego narzędziem jest geometria rzutowa.

Fakt ten miał znaczenie przy mej późniejszej pracy nad spinorami. Spinory są całkiem nowym typem wielkości, ale idee geometrii rzutowej są znów bardzo użyteczne do dyskusji związków między nimi.

Dwa lata spędziłem więc na studiowaniu matematyki w Bristolu a następnie przeniósłem się na studia doktoranckie do Cambridge. W Cambridge każdy doktorant miał swego opiekuna, który sugerował mu problemy, interesował się ogólnie jego pracą, kontrolował ją i pomagał w niej.

Moim opiekunem był R. H. Fowler i był to następny człowiek, który wywarł na mnie duży wpływ. Początkowo byłem nieco zawiedziony, gdy Fowler został wyznaczony moim opiekunem. Powodem tego był fakt, że interesowałem się głównie problemami geometrycznymi, a zwłaszcza teorią względności. Fowler zaś nie zajmował się teorią względności. Ekspertem od tej teorii był Cunningham, który w 1910 r. napisał o niej książkę. Nie chciał on jednak wziąć dalszych doktorantów i dlatego przeszedłem do Fowlera.

Wkrótce okazało się, że ten cień zawodu, jaki początkowo odczułem, był całkiem nieuzasadniony. Fowler zapoznał mnie z zupełnie nową dziedziną badań, a mianowicie z atomem Rutherforda, Bohra i Sommerfelda. Dotąd nic nie słyszałem o teorii Bohra. Była ona dla mnie zaskoczeniem. Byłem zdziwiony, że równania elektrodynamiki klasycznej można stosować do opisu atomu. Atomy traktowałem dotychczas zawsze jako bardzo hipotetyczne obiekty, a tu okazało się, że istnieją właśnie ludzie, którzy zajmują się równaniami opisującymi strukturę atomu.

Bardzo szybko znalazłem się w samym centrum zagadnień dotyczących badania atomów. Najważniejszym problemem była stabilność orbit elektronów. Dlaczego elektrony nie spadają po prostu na jądro, jak przewiduje to mechanika klasyczna?

Zacząłem bardzo intensywnie myśleć o tych zagadnieniach, poświęcając praktycznie cały swój czas tylko tym problemom i dodatkowo pewnej pracy matematycznej.

Nadal interesowałem się teorią względności. Przestudiowałem klasyczną książkę Eddingtona *Matematyczna teoria względności* i choć początkowo była ona dla mnie trudna, to w końcu przebrnąłem przez nią. Miałem szczęście, że Eddington był wtedy obecny. Nieraz spotykałem go, przedyskutowałem z nim problem prędkości kinematycznej i dynamicznej, o którym potem napisałem krótki list opublikowany w *Philosophical Magazine*. Było to naprawdę wspaniałe spotkanie człowieka, który na terenie Anglii był źródłem teorii względności. Einstein był zbyt daleko, aby się liczyć.

Zagadnienie matematyczne, jakim się interesowałem, zasugerował mi Baker, który w tym czasie był profesorem geometrii w Cambridge. Nie chodziłem na żadne wykłady Bakera. Chodziłem na wykłady Cunninghama i Fowlera, geome-

tria zaś nie pociągała mnie na tyle, aby chodzić na wykłady Bakera. Jednak w soboty po południu Baker organizował spotkania przy herbacie, na które byłem zapraszany. Na zakończenie tych spotkań ktoś mówił zawsze o jakimś problemie z geometrii. Była to zawsze geometria przestrzeni płaskiej i stale używano metod geometrii rzutowej. Wszyscy uważali wtedy, że warto studiować jedynie geometrię rzutową, gdyż jej metody są znacznie silniejsze od metod geometrii ograniczającej się do pewników Euklidesa. Często rozważano więcej niż trzy wymiary (zwykle cztery, pięć lub sześć) i badano różne figury, jakie można skonstruować w takich przestrzeniach o większej liczbie wymiarów. Byłem pod ogromnym wrażeniem siły tych metod. Badając figury w przestrzeniach o większej liczbie wymiarów, często można było szybko otrzymać dowody wyników w zwykłej trójwymiarowej przestrzeni Euklidesa, co innymi metodami byłoby trudno zrobić.

Te spotkania przy herbacie bardzo pobudziły moje zainteresowanie pięknem matematyki. Najważniejszą rzeczą było tu staranie się o wyrażenie różnych związków w pięknej postaci i spotkania te były bardzo udane. Po zrobieniu pewnej pracy z geometrii rzutowej wystąpiłem na jednym z tych spotkań. Był to mój pierwszy w życiu wykład i dlatego oczywiście bardzo dobrze go pamiętam. Dotyczył on nowej metody analizy tych problemów rzutowych.

Takie więc czynniki wywarły na mnie wpływ. Znalazłem się w zasadzie w światowym centrum rozwoju fizyki atomowej. Trzeba powiedzieć, że Bohr przyjaźnił się bardzo z Rutherfordem przez całe życie. Ciągłe przyjeżdżał do Cambridge i miał dla nas wykłady. Również Fowler często wyjeżdżał do Kopenhagi, dowiadywał się tam wszystkich nowości i oczywiście informował mnie o nich. Zimą 1925 r. Fowler spędził w Kopenhadze trzy miesiące.

Wiele także korzystałem z przysłuchiwania się rozmowom ludzi z Laboratorium Cavendisha o ich pracy doświadczalnej. Byli wśród nich Rutherford, Aston, Wilson i nauczyłem się rozumieć niektóre problemy eksperymentatorów.

Chciałbym opowiedzieć nieco o Bohrze, który przyjeżdżał na wykłady do Cambridge. Jego głęboki sposób myślenia wywierał wrażenie na wszystkich. Wykłady zaczynał zawsze od swojej pracy wyjaśniającej wzór Balmera i na tej podstawie rozwijał potem swoje idee. Mówił powoli i oczywiście zabierało mu dużo czasu, aby dojść do aktualnych rzeczy, które były celem jego wykładu. Wykłady Bohra trwały dlatego zwykle dwie godziny, a może i więcej, lecz wszyscy słuchali go z największą uwagą. Ludzie byli całkowicie zauroczeni tym, co mówił.

Trzeba było oczywiście bardzo uważać, gdyż Bohr mówił cichym głosem. W tych czasach nie używano mikrofonów. Należało naprawdę wyciągać słuch, aby usłyszeć, co powiedział.

Byłem zawsze pod silnym wrażeniem tego, o czym mówił Bohr, ale jego argumenty były głównie jakościowe i w zasadzie nie potrafiłem uchwycić faktów przemawiających za nimi. Potrzebowałem bardziej twierdzeń, które można by

wyrazić równaniami, a praca Bohra bardzo rzadko dostarczała takich twierdzeń. Nie jestem pewien, jaki wpływ na moją późniejszą pracę miały te wykłady Bohra. Nie potrafię na to odpowiedzieć. Z pewnością nie był to wpływ bezpośredni, gdyż Bohr nie pobudzał do myślenia o nowych równaniach.

W tym czasie byłem więc doktorantem bez żadnych obowiązków poza badaniami i całą swoją energię skoncentrowałem na próbie zrozumienia problemów, przed jakimi stali wtedy fizycy. W przeciwieństwie do większości obecnych studentów nie interesowałem się wcale polityką. Ograniczyłem się całkowicie do pracy naukowej i zajmowałem się nią codziennie z wyjątkiem niedziel, które poświęcałem na odpoczynek i jeśli była dobra pogoda, to wybierałem się na samotne spacery po okolicy. Moim zamiarem było oderwanie się od intensywnych studiów w ciągu tygodnia i zdobycie nowego spojrzenia na sprawy, do których analizy miałem wziąć się w poniedziałek. Głównym celem tych spacerów był jednak odpoczynek i badane problemy kołatały mi się po głowie, ale świadomie o nich nie myślałem.

Takie było moje życie. Od czasu do czasu pojawiała się w nim podniecenie. Wywołała je np. teoria Bohra-Kramersa-Slatera. Dała mi ona nowy pogląd, który wydawał mi się bardzo rozsądny. Skoro współautorem teorii był Bohr, to uznałem, że na pewno warto się nią zająć. W teorii tej odrzucało się ściśle zachowanie energii, ale tym szczególnie się nie przejąłem. Zachowanie energii było udowodnione tylko statystycznie. Teoria pozwalała ominąć pewne fundamentalne trudności związane ze zrozumieniem promieniowania. Promieniowanie było emitowane w sposób ciągły w postaci fal, a absorbowane nagle w postaci kwantów. Takiego obrazu ludzie przedtem nie rozważali, a tłumaczył on wszystkie dostępne wówczas fakty doświadczalne.

Satysfakcja z teorii Bohra-Kramersa-Slatera trwała krótko, gdyż w przeciągu roku Geiger i Bothe wykonali precyzyjne doświadczenia z rozpraszaniem promieni X na elektronach i sprawdzili, że energia zachowuje się ściśle. Zainteresowanie teorią było więc przejściowe i wygasło.

Warto wspomnieć, że idea Bohra-Kramersa-Slatera odżyła w 1936 r., gdy Shankland wykonał doświadczenia podobne do doświadczeń Geigera-Bothego, ale z promieniami  $\gamma$  zamiast promieni X, i doniósł, że w przypadku promieni  $\gamma$  energia nie jest ściśle zachowywana.

W tym czasie odnosiłem się z wielkim szacunkiem do eksperymentatorów i gdy stwierdzali coś z przekonaniem, to miałem tendencję im wierzyć. Skłonny więc byłem zaakceptować wynik Shanklanda. Próbowałem się zastanawiać, w jaki sposób zachowanie energii mogłoby być naruszone w obszarze wielkich energii i pozostawać słuszne w obszarze małych energii. Byłem tym nawet na tyle zainteresowany, że napisałem o tym artykuł do *Nature*.

Jednak w przeciągu roku Shankland powtórzył swoje doświadczenia i doniósł,



że jego wcześniejsze wyniki były niedokładne i że zachowanie energii jest ściśle. Powróciliśmy więc znów do ścisłej teorii kwantowej, w której prawo zachowania energii jest dokładne.

Inna z tych wczesnych idei pochodziła od de Broglie'a. Rozwinął on teorię łączącą cząstki z falami. Była to rzeczywiście bardzo piękna teoria, gdyż związek ten był relatywistyczny, i to piękno natychmiast mnie urzekło. Związek miał także tę właściwość, że po przejściu z masą spoczynkową cząstek do zera otrzymywało się związek między kwantami świetlnymi i falami elektromagnetycznymi.

Chociaż bardzo wysoko oceniałem piękno pracy de Broglie'a, to jego fal nie traktowałem poważnie. Byłem tak bardzo przywiązany do teorii Bohra i traktowałem jego orbity tak dosłownie, że elektrony były dla mnie rzeczywistymi cząstkami, a fale de Broglie'a wydawały mi się tylko matematyczną fikcją bez znaczenia dla fizyków.

Pogląd ten był oczywiście bardzo błędny. Pracę de Broglie'a przeczytał także Schrödinger, i jego pogląd był inny. Inne było również jego wykształcenie, gdyż wiedział bardzo dużo o wartościach własnych i wektorach własnych, czego ja w ogóle nie znałem. Schrödinger, przy swym innym spojrzeniu na sprawę, potrafił więc rozwinąć idee de Broglie'a i otrzymać wspaniały wynik. Potrafił rozszerzyć idee wyjściowe, które dotyczyły tylko cząstek swobodnych, na cząstki poruszające się w polu elektromagnetycznym, co doprowadziło do mechaniki falowej.

Była to więc jedna z moich poważnych pomyłek.

Ciekawi pewnie jesteście, w jaki sposób próbowałem sam rozwiązywać te problemy fizyki. Otóż bardzo się starałem zrozumieć dynamikę hamiltonowską. Przeczytałem książkę Sommerfelda *Struktura atomu i linie widmowe*. Było na szczęście dostępne tłumaczenie angielskie, bo wtedy nie znałem jeszcze bardzo dobrze języka niemieckiego. Książka ta pozwoliła mi uzyskać praktyczną wiedzę o teorii atomu. Było w niej uzupełnienie poświęcone dynamice hamiltonowskiej oraz jej zastosowaniom do teorii kwantów. Przystudiowałem bardzo dokładnie tę teorię hamiltonowską a następnie czytałem jeszcze inne rzeczy o dynamice hamiltonowskiej. Czytałem o zaawansowanej teorii przekształceń w tej dynamice i w jakimś stopniu poznałem ogólne idee tej teorii.

Studenci z Cambridge spotykali się w wielu miejscach, by dyskutować o problemach naukowych. Jednym z tych miejsc był Klub Kapicy. Kapica był młodym, bardzo utalentowanym fizykiem, który przyjechał z Rosji. Rutherford docenił jego zdolności i pomógł mu urządzić się w Cambridge. Kapica był także bardzo dynamiczny. Założył klub fizyków, zrzeszający zarówno eksperymentatorów jak i teoretyków. Spotykaliśmy się w czwartki wieczorem po kolacji, jeśli ktoś mógł przedstawić jakąś nową pracę z fizyki.

W zasadzie dla mnie nie był to bardzo odpowiedni czas, gdyż po kolacji byłem zwykle dość senny. Pracowałem głównie rano. Uważam, że rano możliwości

umysłu są największe. Pod koniec dnia, zwłaszcza po kolacji, stawałem się ospały i moja kondycja psychiczna nie była najlepsza, żeby chłonąć nową wiedzę. Mimo to warto było jednak chodzić na te spotkania do Klubu Kapicy.

Latem 1925 r. do Cambridge przyjechał Heisenberg i miał wykład w Klubie Kapicy. Głównym tematem wykładu było anomalne zjawisko Zeemana i byłem w stanie śledzić prawie cały wykład. Pod koniec Heisenberg mówił jeszcze o swoich nowych ideach. Byłem już wtedy zbyt zmęczony, aby móc to śledzić i nie uchwyciłem tych idei. Heisenberg mówił o genezie swojej idei nowej mechaniki. Nie zdawałem sobie jednak całkowicie sprawy, że rzeczywiście wprowadzał coś całkiem rewolucyjnego. Potem zupełnie zapomniałem, co on powiedział o swej nowej teorii. Byłem nawet całkiem przekonany, że wcale o niej nie mówił, lecz inni ludzie obecni na tym spotkaniu w Klubie Kapicy zapewniali mnie, że jednak mówił. W szczególności Fowler był tego zupełnie pewny. Muszę więc uznać, że Heisenberg rzeczywiście o tym mówił, lecz do mnie to wcale nie dotarło i straciłem wielką szansę, aby już wtedy się tym zająć.

Z nową teorią Heisenberga zapoznałem się naprawdę dopiero nieco później. Pod koniec sierpnia wróciłem do Bristolu, aby razem z rodzicami spędzić część wakacji. Heisenberg przysłał wtedy Fowlerowi korektę swego pierwszego artykułu o nowej mechanice. Fowler przesłał mi ją z zapytaniem, co o tym sądzę.

Korektę tę otrzymałem pod koniec sierpnia lub na początku września (nie jestem pewny daty) i oczywiście przeczytałem. Początkowo praca ta nie zrobiła na mnie dużego wrażenia. Wydawała mi się zbyt złożona. Po prostu nie dostrzegłem jej głównego punktu i, w szczególności, sposób wprowadzenia warunków kwantowych nie przemawiał mi do wyobraźni. Pracę jako nieinteresującą odłożyłem po prostu na półkę. Po tygodniu czy dziesięciu dniach powróciłem jednak do tego artykułu Heisenberga i dokładniej go przestudiowałem. I wtedy nagle uświadomiłem sobie, że praca ta stanowi klucz do pełnego rozwiązania trudności, z którymi się borykaliśmy.

W swej pracy badałem dotychczas zawsze pojedyncze stany stacjonarne. Jeśli chcecie znać błędne kierunki badań, w jakie się zaangażowałem, to jednym z nich było badanie hamiltonowskiej teorii zaburzeń ruchu planet i próba zastosowania takiej teorii do wzajemnych oddziaływań elektronów w atomie Bohra. Ta praca dała mi biegłość w stosowaniu metod hamiltonowskich, ale oczywiście prowadziła donikąd.

Heisenberg wykorzystał całkiem nowy pomysł i rozważył wielkości związane z dwoma stanami stacjonarnymi, a nie tylko z jednym.

Jest to chyba dobre miejsce, aby przerwać w nim wykład i później go kontynuować.

## Część II

Wczoraj opowiadałem o swoich zainteresowaniach i wykształceniu, jakie miałem, zanim wziąłem się do problemów nowej mechaniki. Podkreśliłem swoje silne zainteresowanie matematycznym pięknem, które rozwinęło się szczególnie podczas studiowania geometrii rzutowej. Bardzo interesowałem się także teorią względności, która dopiero co się pojawiła i interesowała wszystkich. A potem pojawiła się mechanika kwantowa, pełna zagadek i trudności, i zacząłem o niej intensywnie myśleć bez osiągnięcia jakiegoś rzeczywistego postępu. Nie sądzę, aby w tym studiowaniu teorii atomu nastąpił kiedykolwiek jakiś postęp, gdyby nie pojawił się Heisenberg. Zbyt mocno byłem przywiązany do orbit Bohra. Potrzebny był ktoś o całkiem innym spojrzeniu, aby móc mnie oderwać od budowania teorii przy użyciu orbit Bohra.

Podczas dwóch pierwszych lat w Cambridge, czyli przed ukazaniem się teorii Heisenberga, pracowałem głównie nad teorią względności. Wczoraj tego dostatecznie nie podkreśliłem. Praca moja dotyczyła dość ogólnego problemu, jaki się nasuwał, aby znając kawałek fizyki w przedstawieniu nierelatywistycznym przekształcić go do postaci zgodnej ze szczególną teorią względności. Była to jakby gra, której oddawałem się przy każdej okazji, a wynik był nieraz na tyle interesujący, że mogłem napisać o nim mały artykuł.

Tak wyglądała sytuacja do września 1925 r., kiedy to miałem okazję przestudiować pierwszy artykuł Heisenberga. Jak już powiedziałem wczoraj, moja pierwsza reakcja nie była przychylna i minęło jakieś dziesięć dni, zanim go rzeczywiście zrozumiałem. I nagle nabrałem przekonania, że stanowi ona klucz do zrozumienia atomów.

Co więc w tej sytuacji zrobiłem? Można to chyba przewidzieć. Nie zadowolili mnie nierelatywistyczna postać pracy Heisenberga i postanowiłem sprawdzić, czy można by ją tak przerobić, aby uzyskać zgodność ze szczególną teorią względności przy użyciu argumentów tego samego rodzaju, jakie już wielokrotnie stosowałem.

Konflikt pracy Heisenberga z teorią względności polegał głównie na tym, że Heisenberg wprowadził kilka elementów macierzowych, tworzących podstawowe bloki jego teorii, i każdy z tych elementów był związany z dwiema energiami. Elementy te wiązały się bowiem z dwoma stanami, odpowiadającymi dwom poziomom energetycznym.

Pierwszy krok był oczywisty. Trzeba było założyć, że jeśli te elementy odnosiły się do dwóch energii, to powinny odnosić się także do dwóch wartości pędu. Wtedy okazywało się jednak, że takich elementów macierzowych odnoszących się całkiem ogólnie do dwóch energii i dwóch pędów nie można w rozsądny sposób powiązać. Cała struktura była zbyt luźna. Wpadłem na pomysł, że trzeba nałożyć pewne ograniczenia na wartości dwóch pędów. Naturalnym ograniczeniem było przyrównanie różnicy między dwoma wartościami pędów do różnicy między

dzy dwoma wartościami energii podzielonej przez  $c$ , czyli przez prędkość światła, oraz przyjęcie tego samego kierunku różnicy pędów dla wszystkich elementów macierzowych.

Warunek ten oznaczałby, że wszystkim elementom macierzowym odpowiada jeden szczególny kierunek rozchodzenia się światła. Była to dość sztuczna sytuacja, choć jednak z relatywistycznego punktu widzenia mniej nienaturalna niż odnoszenie wszystkich elementów macierzowych do różnych energii w szczególnym układzie Lorentza i nieuwzględnianie żadnej zmiany pędu.

Miałem więc określoną wyjściową ideę pracy i zacząłem ją nawet spisywać, ale nie posunąłem się z tym daleko. Spostrzegłem chyba dość szybko, że problem ten nie jest istotny, i zarzuciłem tę pracę.

Idea ta pojawiła się znów w jakiś rok później w pewnej pracy, jaką poświęciłem zastosowaniu relatywistycznej mechaniki kwantowej do rozpraszania Comptona. Praca ta zawierała istotę tej wcześniejszej idei, gdyż pojawiały się w niej elementy macierzowe, z których każdy odnosił się do dwóch poziomów energetycznych i dwóch wartości pędu, przy czym wartość różnicy pędów była równa różnicy energii podzielonej przez prędkość światła.

Teorię Heisenberga zacząłem się zajmować podczas pobytu w Bristolu. Przyjechałem do domu na resztę wakacji letnich. Na początku października 1925 r. powróciłem do Cambridge i do poprzedniego stylu życia: w ciągu tygodnia intensywnie myślałem o tych nowych problemach, a w niedzielę odpoczywałem podczas długich samotnych spacerów po okolicy. Spacerowałem głównie dla odpoczynku, abym w pełni wypoczęty mógł zacząć pracę w poniedziałek.

Zagadnieniem, które mnie dręczyło, była oczywiście nieprzemienność zmiennych dynamicznych. Heisenberg stworzył teorię, w której zmienne dynamiczne odpowiadały macierzom. Macierze mają jednak tę właściwość, że gdy weźmiemy dwie zmienne  $u$  i  $v$  i pomnożymy je w tej kolejności, aby otrzymać  $uv$ , to wynik tego mnożenia będzie inny niż wtedy, gdy pomnożymy je w odwrotnej kolejności, czyli obliczymy iloczyn  $vu$ . Tę właśnie różnicę  $uv - vu$  było bardzo trudno zrozumieć.

Później dowiedziałem się, że sam Heisenberg też był ogromnie zmartwiony, gdy po raz pierwszy dostrzegł, że  $uv$  nie równa się  $vu$ . Musiał to odkryć dość wcześnie i oczywiście był tym bardzo zaniepokojony, gdyż wynik ten był fizykom całkowicie nieznanym. W analizie zagadnień fizycznych opartej na zasadach Newtona i przy wyprowadzaniu z nich wszystkich wniosków przyjmowało się zawsze, że iloczyn zmiennych dynamicznych jest przemienny. Gdy Heisenberg po raz pierwszy zauważył tę nieprzemienność, to miał obawę, czy trudność ta nie oznacza konieczności odrzucenia tej teorii. Sądzę, że potrzebował całkiem dużego wsparcia od swego profesora Borna, aby kontynuować pracę mimo tej rzeczywiście strasznej przeszkody, wynikającej w istocie z rewolucyjnego charakteru przedsta-

wionych przez niego nowych idei.

W przeciwieństwie do Heisenberga nie miałem już oczywiście obawy, że cała teoria załamie się, i mogłem odważnie podejść do całego zagadnienia. Całkiem szybko uświadomiłem sobie, że ta nieprzemienność była właśnie najważniejszą cechą nowej teorii. Należało próbować zrozumieć to, co tak bardzo zaniepokoiło Heisenberga i co było główną nową cechą teorii. Podstawę do zrozumienia przeze mnie tego problemu stanowiła oczywiście dynamika w postaci hamiltonowskiej, którą już znałem.

Podczas jednego z niedzielnych spacerów w październiku 1925 r., gdy zamiast odpoczywać myślałem intensywnie o tej różnicy  $uv - vu$ , przyszedł mi na myśl nawias Poissona. O tych dziwnych wielkościach, nawiasach Poissona, pamiętałem co nieco z uprzedniej lektury zaawansowanych książek o dynamice i to, co udało mi się zapamiętać, nasunęło mi myśl o bliskim podobieństwie między nawiasem Poissona dwóch wielkości  $u$  i  $v$  oraz komutatorem  $uv - vu$ .

Wydaje się, że idea ta olśniła mnie nagle i spowodowała oczywiście pewne podniecenie, ale wkrótce przyszła też reakcja: "Nie, to jest prawdopodobnie błędne".

Nie pamiętałem bardzo dobrze, co to jest nawias Poissona. Nie znałem dokładnego wzoru określającego ten nawias i miałem tylko niejasne odczucia. Istniejące tu możliwości podniecały mnie i pomyślałem, że może natknąłem się na jakąś wielką nową ideę. Była to naprawdę bardzo niepokojąca sytuacja, która zmusiła mnie do odświeżenia swoich wiadomości o nawiasach Poissona i w szczególności do znalezienia definicji nawiasu Poissona.

Nie mogłem oczywiście tego zrobić, będąc poza miastem. Musiałem więc szybko wrócić do domu i postarać się znaleźć coś o nawiasach Poissona. Przejrzałem swoje notatki, które robiłem podczas różnych wykładów, ale nie było w nich nigdzie żadnej wzmianki o nawiasach Poissona. Podręczniki, które miałem w domu, były zbyt elementarne, aby o nich wspominać. Nie mogłem właściwie nic zrobić, gdyż był to niedzielny wieczór i wszystkie biblioteki były zamknięte. Musiałem niecierpliwie przeczekać całą noc w niewiedzy, czy idea ta ma jakąś wartość, czy też nie. W ciągu nocy stopniowo jednak rosła we mnie wiara w jej poprawność.

Następnego ranka pospieszyłem do jednej z bibliotek zaraz po jej otwarciu i poszukałem nawiasów Poissona w *Dynamice analitycznej* Whittakera. Okazało się, że były tym, czego potrzebowałem. Stanowiły doskonałą analogię komutatora. Dokładny wzór na nawias Poissona jest następujący:

$$[u, v] = \sum_r \left( \frac{\partial u}{\partial q_r} \frac{\partial v}{\partial p_r} - \frac{\partial u}{\partial p_r} \frac{\partial v}{\partial q_r} \right). \quad (2)$$

Wielkości  $q$  i  $p$  stanowią zespół zmiennych hamiltonowskich opisujących układ dynamiczny i sumowanie przebiega po wszystkich stopniach swobody. Jak widać,

wzór jest raczej skomplikowany i sędzę, że można mi wybaczyć, że nie pamiętałem go dobrze podczas spaceru, albowiem nie było powodu przypuszczać, że się przyda. Napotkałem nań w książkach, gdy czytałem o teorii przekształceń dynamicznych, ale nie zwracałem sobie głowy, aby nauczyć się na pamięć takich szczegółów.

Sytuacja w rzeczywistości była dość pogmatwana, gdyż w teorii tej występował także inny rodzaj nawiasów w postaci nawiasów Lagrange'a. Z wyglądu nawias Lagrange'a bardzo przypomina nawias Poissona, ale są oczywiście istotne różnice w szczegółach. Sprawy się potoczyły tak, że dla ludzi zajmujących się teorią kwantową nawias Poissona ma bardzo duże znaczenie, a nawias Lagrange'a nie ma żadnego.

Idea połączenia nawiasów Poissona z komutatorami stanowiła załączek mojej pracy poświęconej nowej mechanice kwantowej. Związek tych dwóch wielkości, które wyglądają całkiem inaczej, jest bardzo bliski, jeśli zbada się ich właściwości. Jak się okazuje, związek ten jest na tyle bliski, że wystarczy uwzględnić tylko odpowiedni czynnik liczbowy  $ih/2\pi$  i potem móc powiedzieć, że wielkość  $uv - vu$  jest w mechanice kwantowej analogią wielkości

$$\frac{ih}{2\pi} \sum_r \left( \frac{\partial u}{\partial q_r} \frac{\partial v}{\partial p_r} - \frac{\partial u}{\partial p_r} \frac{\partial v}{\partial q_r} \right) \quad (3)$$

w mechanice klasycznej.

Ważność tego kroku polega na tym, że dostarcza on nam sposobu operowania wielkościami dynamicznymi w teorii kwantowej i określa odpowiednik pochodnych cząstkowych z mechaniki klasycznej. W mechanice klasycznej nasze zmienne dynamiczne możemy dodawać i mnożyć. To samo możemy robić dla naszych zmiennych kwantowych. W mechanice klasycznej mamy różniczkowanie względem czasu  $t$ . Operację tę możemy przenieść do teorii kwantowej, zakładając, że zmienne kwantowe, takie jak  $u$  i  $v$ , są funkcjami czasu  $t$ . Nie można jednak przenieść bezpośrednio do teorii kwantowej operacji obliczania pochodnych cząstkowych i w tym celu trzeba wprowadzić tę analogię. Ilekroć więc w mechanice klasycznej mamy do czynienia z różniczkowaniem cząstkowym względem jakiejś zmiennej, to w teorii kwantowej odpowiada temu operacja obliczenia komutatora tej wielkości z pewną inną zmienną dynamiczną.

Ten właśnie wynik — istnienie w mechanice kwantowej odpowiednika różniczkowania zmiennych — był dla mnie głównym wnioskiem z tej pracy. Zagadnienie to zacząłem więc rozważać z ogólnego punktu widzenia jako poszukiwanie odpowiednika różniczkowania, który można by stosować do zmiennych kwantowych.

Zapomnijmy o podanym wyżej wzorze łączącym komutator i nawias Poissona, i poszukajmy, od nowa, operacji różniczkowania, jaką można by stosować do zmiennych kwantowych.

Rozważmy zmienną kwantową  $x$  i niech  $v$  będzie jakąś inną zmienną. Zgodnie z ideami Heisenberga obie te zmienne kwantowe są reprezentowane przez macierze. W jaki sposób można nadać znaczenie pochodnej  $dx/dv$ ?

Po pierwsze, powinniśmy zażądać by pochodna  $dx/dv$  była liniową funkcją zmiennej  $x$ . Wymaga to, by elementy macierzowe  $dx/dv$  były liniowymi funkcjami elementów macierzowych  $x$ . Stąd

$$(dx/dv)(nm) = \sum_{n'm'} a(nm; n'm')x(n'm'), \quad (4)$$

gdzie  $a$  są nieznanymi współczynnikami, które nie mogą zależeć od zmiennej  $x$ .

Następnie możemy przejść do nałożenia warunku, aby dla pochodnej iloczynu  $xy$  obowiązywało prawo

$$d(xy)/dv = (dx/dv)y + x(dy/dv), \quad (5)$$

gdzie  $y$  jest inną zmienną kwantową reprezentowaną przez macierz.

Spełnienie obu powyższych warunków wymaga, aby  $dx/dv$  miało postać

$$dx/dv = xa - ax, \quad (6)$$

gdzie  $a$  jest pewną inną zmienną kwantową reprezentowaną przez macierz. Przeszedłem następnie do zbadania tego równania w przypadku, gdy mamy do czynienia z dużymi liczbami kwantowymi, i doszedłem do wzoru łączącego komutator i nawias Poissona.

W ten właśnie sposób napisałem swój pierwszy artykuł z mechaniki kwantowej. W większości artykułów, jakie napisałem, idee były przedstawiane w kolejności ich pojawienia się w pracy nad nimi, lecz tu zrobiłem wyjątek. Nie chciałem napisać artykułu opierającego się głównie na idei związku komutatora z nawiasem Poissona, który wzięłem z powietrza (rzeczywiście nie potrafię powiedzieć, skąd). Jako bardziej właściwe przedstawienie teorii wybrałem ten właśnie sposób, który w pewnym stopniu logicznie uzasadniał wykonane przeze mnie kroki. Istniała potrzeba wprowadzenia operacji różniczkowania do teorii kwantowej i ta operacja różniczkowania winna spełniać warunek liniowości i prawo dla iloczynu (5). W ten sposób można było podać argument, który prowadził do wzoru (6), a następnie powiązać ten wzór z nawiasem Poissona.

Napisałem artykuł i Fowler przedstawił go w Royal Society. Royal Society uznało ważność tej pracy i opublikowało ją bardzo szybko, dużo szybciej niż zwykle.

Kopię artykułu wysłałem Heisenbergowi i dość szybko otrzymałem od niego odpowiedź. Chciałbym opowiedzieć o tym liście od Heisenberga i o paru jego późniejszych listach. Heisenberg napisał do mnie po niemiecku. Znałem niemiecki na

tyłe, aby móc dość dobrze zrozumieć treść listu. List Heisenberga po przetłumaczeniu brzmiał mniej więcej tak:<sup>1</sup>

"Przeczytałem z dużym zainteresowaniem Pana piękną pracę. Nie można mieć wątpliwości, że wszystkie Pana wyniki są poprawne, jeśli się wierzy w nową teorię." Uważam to sformułowanie z listu Heisenberga za godne uwagi, gdyż wskazuje ono, że Heisenberg w rzeczywistości niezbyt mocno wierzył w swoją teorię, a przynajmniej przyznawał się do odczucia, że nadal mogą być co do niej wątpliwości, i dlatego napisał: "jeśli się wierzy w nową teorię".

"Pana przedstawienie warunku dla częstości i prawa energetycznego jest prostsze i piękniejsze niż dowód równania  $\nu = \partial H / \partial J$  w teorii klasycznej" — odnosi się to do związku między częstością i energią, jaki mamy w klasycznej teorii hamiltonowskiej.

Heisenberg pisze dalej tak: "Mam nadzieję, że nie zmartwi Pana fakt, że część Pana wyników została tu już otrzymana jakiś czas temu i będzie opublikowana niezależnie w postaci dwóch artykułów: jednego napisanego przez Borną i Jordana, a drugiego przez Borną, Jordana i mnie. Pana wyniki, a w szczególności ogólna definicja różniczkowania i związek warunków kwantowych z nawiasem Poissona, idą znacznie dalej. Chciałbym odnieść się do jednego punktu, który nie jest ważny." Mówi dalej o warunku kwantowym, który podałem w swoim artykule. Dla układu z jednym stopniem swobody, jedynym warunkiem kwantowym jest

$$2\pi m(q\dot{q} - \dot{q}q) = ih. \quad (7)$$

Przyrównując stałą część lewej strony do  $ih$ , otrzymuje się warunek kwantowy Heisenberga. W swoim artykule napisałem jednak, że przyrównując pozostałe składniki z lewej strony do zera, otrzymuje się dalsze warunki, które nie zostały podane w teorii Heisenberga.

Heisenberg miał zastrzeżenia właśnie do tego. Napisał, że te dalsze warunki mają postać

$$\frac{d}{dt}(pq - qp) = 0 \quad (8)$$

i wynikają z równań ruchu w tych szczególnych wypadkach, gdy hamiltonian  $H$  jest sumą funkcji zależnej od  $q$  i funkcji zależnej od  $p$ . Podał on szczegóły tego obliczenia i napisał, iż jest przekonany, że ten wynik można udowodnić ogólnie, jeśli tylko hamiltonian  $H$  jest rzeczywisty.

Heisenberg powtórzył znów, że nie jest to ważny punkt. W dalszym ciągu listu napisał: "W pracy Borną, Jordana i mojej podjęliśmy próbę dość pełnego przedstawienia całej teorii, włącznie z teorią zaburzeń, przypadkami zwyrodnienia itd.". Można wtedy wyprowadzić wzór dyspersyjny Kramersa-Heisenberga.

<sup>1</sup>List Heisenberga do Diraca z 20 listopada 1925 r., 2 strony po niemiecku.



Ścisłej mówiąc, Heisenberg napisał, że "można wyprowadzić wzór dyspersyjny Kramersa", chociaż wszyscy nazywają ten wzór wzorem dyspersyjnym Kramersa-Heisenberga.

Na koniec Heisenberg napisał, że "Pauliemu udało się w mechanice kwantowej otrzymać teorię atomu wodoru i wzór Balmera. Chętnie prześlę Panu korektę tego artykułu i miło mi będzie usłyszeć o Pana dalszych postępach".

Heisenberg napisał do mnie rzeczywiście bardzo uprzejmy list. Sądzę, że wtedy byłem dla niego osobą całkiem nieznaną. W czasie jego pobytu w Cambridge widziałem go podczas wykładu w Klubie Kapicy, ale byłem tylko jednym ze słuchaczy. Nie wiem, czy byłem mu wtedy przedstawiony. Wykładowca zwykle nie zwraca uwagi na kogokolwiek ze słuchaczy, chyba że jest ku temu jakiś szczególny powód. Wtedy jednak nie było powodu, abym miał być szczególnie wyróżniony i przedstawiony Heisenbergowi.

Był to bardzo uprzejmy list, bo Heisenberg nie chciał mnie martwić faktem, że inni ludzie równocześnie pracują nad tymi problemami i że w pewnym stopniu uprzedzili mnie w wynikach. List był także pełen pochwał dla mojego wkładu.

Dokładnie trzy dni później otrzymałem drugi list od Heisenberga<sup>2</sup> List ten został oczywiście wysłany, zanim Heisenberg otrzymał odpowiedź na swój pierwszy list. W drugim liście Heisenberg napisał: "Po wysłaniu poprzedniego listu miałem poważną dyskusję o Pana pracy z Jordanem i nasunęły się nam pewne problemy, które chciałbym, aby Pan wyjaśnił. Uważam, że Pana ogólny wzór na różniczkowanie — tzn. wzór (6) — jest nadzwyczaj zadowalający i choć nie wątpię w poprawność tego wyniku, to jego dowód nie jest dla nas jasny. Równanie to wyprowadza Pan z warunku liniowości". Z równania (4). "I na pierwszy rzut oka wydaje się stąd wynikać, że tego samego argumentu można by użyć dla zwykłych funkcji. Prowadziłoby to do równań

$$dx/dv = ax, \quad x = e^{av}; \quad (9)$$

które nie są ogólnie prawdziwe. Nie piszę tego jako zarzut, ale chciałbym, aby przedstawił Pan swój wywód precyzyjniej. Mam także drugą uwagę. Wydaje mi się, że fizyczna zawartość teorii nie jest dostatecznie scharakteryzowana, gdy powie się, że operacje matematyczne prowadzące do fizycznych wyników różnią się od operacji w teorii klasycznej. Wierzyłbym raczej, że w rzeczywistości mamy do czynienia ze zmianami w kinematyce. Wynikałoby stąd, że mechanika klasyczna mogłaby pozostawać słuszną. Jednak przy użyciu nowej kinematyki można zbudować mechanikę, która w dużym stopniu jest analogiczna do mechaniki klasycznej i pozwala udowodnić warunek na częstość i prawo energetyczne. Nie wiem, czy ta różnica wydaje się Panu nieważna, ale dla mnie jest tu ważny punkt fizyczny."

<sup>2</sup>List od Heisenberga do Diraca z 23 listopada 1925 r., 2 strony po niemiecku.

No cóż, nie pamiętam, co napisałem w odpowiedzi na te listy Heisenberga. Było to prawie pięćdziesiąt lat temu. Sądzę, że odpowiedziałem jakoś tak, że jest dość istotna różnica między jego argumentem prowadzącym do  $x = e^{av}$  i moim argumentem w artykule. Jeśli chodzi o drugą uwagę, to odpowiedziałem prawdopodobnie, że uważam jego argument raczej za nieważny, gdyż nie wpływa on na równania.

Listy, które napisałem do Heisenberga wtedy i później, były przez niego przechowywane do końca wojny w 1945 r. Wtedy zebrał on wszystkie swoje ważne papiery i zostały one wywiezione przez wojskowe władze amerykańskie. Heisenberg nie mógł ich otrzymać z powrotem. Prawdopodobnie papiery te leżą teraz gdzieś wśród tajnych akt Amerykańskiej Komisji Energii Atomowej. Nadal więc musimy uważać je za zaginione. Może kiedyś w przyszłości zostaną odgrzebane i historycy nauki będą mogli je otrzymać. Na razie jednak musimy sobie jakoś radzić bez nich. Mogę tylko wyobrażać sobie, co odpowiedziałem na te listy. Oczywiście przy znacznie większej obecnej wiedzy te odpowiedzi, które sobie wyobrażam, mogą być inne od rzeczywiście przeze mnie napisanych.

Dnia 1 grudnia 1925 r. Heisenberg napisał do mnie trzeci list.<sup>3</sup> Oto jego fragment: "Bardzo dziękuję za Pana interesujący list. Niestety, w swoim ostatnim liście wyraziłem się niejasno w pewnych sprawach i chciałbym znów Pana o to zapytać. Mówiąc o zastrzeżeniach do wyprowadzenia wzoru (4), miałem na myśli rzecz następującą. Jeśli ten wzór wynika ogólnie z warunku liniowości

$$\frac{d}{dv}(x + y) = \frac{dx}{dv} + \frac{dy}{dv}, \quad (10)$$

to musiałby się on stosować także dla pojedynczego stanu stacjonarnego. Faktem jest, iż nigdzie nie zakłada się, że liczba stanów stacjonarnych musi być nieskończona. Dla pojedynczego stanu stacjonarnego, gdy  $n$  i  $m$  oraz  $n'$  i  $m'$  są wszystkie równe, np. jedności, otrzymuje się więc równania

$$\frac{dx(11)}{dv} = a(11, 11)x(11), \quad \frac{dy(11)}{dv} = a(11, 11)y(11). \quad (4')$$

Przyjmijmy teraz  $x(11) = v^n$ ,  $y(11) = v^m$ . Pana związki (10) i (5) są oczywiście spełnione, ale nie jest spełnione równanie (4'), które w pierwszym przypadku daje  $a(11, 11) = 1/nv$ , a w drugim  $a(11, 11) = 1/mv$ , co wydaje się prowadzić do sprzeczności. Proszę tego nie rozumieć jako krytyki, lecz tylko jako dowód, że trudno jest zrozumieć Pana równania bez dalszych wyjaśnień.

Także inny problem dał mi wiele do myślenia podczas dyskusji. Pisze Pan w szczególności, że energia będzie taką samą funkcją zmiennych działania jak w teorii klasycznej. Trudno mi uwierzyć, że ten wynik jest ogólnie słuszny." I

<sup>3</sup>List Heisenberga do Diraca z 1 grudnia 1925 r., 3 strony po niemiecku.

Heisenberg przechodzi teraz do podania kontrprzykładu z oscylatorem anharmonicznym.

Wydaje mi się, że odpowiedź na ten list Heisenberga mogłaby wyglądać tak: "W wypadku, gdy jest tylko jeden stan stacjonarny, nieprzemienność jest niemożliwa. Operacja różniczkowania więc nie działa i dlatego argument przy użyciu tylko jednego stanu stacjonarnego prowadzi do sprzeczności."

Drugie zastrzeżenie, które Heisenberg przedstawił w tym liście, było zupełnie słuszne. Byłem nieostrożny mówiąc, że energia jest taką samą funkcją zmiennej  $J$  w klasycznej i kwantowej teorii, i całkiem słusznie Heisenberg wytknął mi ten błąd. Heisenberg powiedział nawet, że byłoby źle, gdyby moje stwierdzenie było słuszne, gdyż wtedy nie można by mieć nadziei na zrozumienie skomplikowanych widm, dla których klasyczne obliczenie energii całkowicie zawodzi.

Pod koniec tego listu Heisenberg pisze: "Proszę nie traktować tych problemów, o których piszę, jako krytyki Pana wspaniałej pracy. Muszę teraz napisać artykuł o stanie teorii do *Mathematischen Annalen* i wciąż zastanawiam się nad prostotą matematyczną, z jaką rozwiązał Pan to zagadnienie."

Po tym liście tego samego dnia Heisenberg wysłał kartkę pocztową<sup>4</sup>, w której pisze: "W swoim ostatnim liście, wysłanym do Pana dziś po południu, zapomniałem wspomnieć o poważnej trudności, która wynika w związku z równaniem (11)." Oto owo równanie:

$$xy - yx = \frac{i\hbar}{2\pi}[x, y]. \quad (11)$$

"Rozważmy przypadek z jednym stopniem swobody i weźmy wielkość  $x$  równą  $p^2$ , a wielkość  $y$  równą  $q^2$ . Wtedy Pana równanie daje

$$xy - yx = p^2q^2 - q^2p^2 = \frac{i\hbar}{2\pi}[p^2, q^2] = -\frac{i\hbar}{2\pi}4qp. \quad (12)$$

Proste obliczenie prowadzi jednak do wyniku

$$p^2q^2 - q^2p^2 = p(pq^2) - (pq^2)p + p(q^2p) - (q^2p)p = \frac{h}{2\pi i}(2pq + 2qp)." \quad (13)$$

Poważna trudność, o której mówi tu Heisenberg, wiąże się po prostu z faktem, że nawias Poissona obliczony w teorii kwantowej jest równy klasycznemu nawiasowi Poissona tylko w prostych przypadkach; w bardziej skomplikowanych przypadkach trzeba wziąć wynik otrzymany bezpośrednio przy użyciu komutatora, a nie przyjmować wzór klasyczny. Taką właśnie odpowiedź dałem Heisenbergowi w związku z tą trudnością.

Tak wyglądały dla mnie początki mechaniki kwantowej. Powinienem może wspomnieć, że pisząc artykuł, dokładnie przemyślałem problem notacji. Mam

<sup>4</sup>Kartka od Heisenberga do Diraca z 1 grudnia 1925 r., po niemiecku.

odczucie, że pisząc pracę z nowej dziedziny, należy zwrócić szczególną uwagę na problem notacji, gdyż wprowadzony przez nas zapis przyjmie się z dużym prawdopodobieństwem na zawsze i zła notacja naprawdę szkodzi dalszemu rozwojowi tej dziedziny.

Jeden z problemów notacji, któremu musiałem stawić czoła, dotyczył nawiasu Poissona. O nawiasach Poissona dowiedziałem się z *Dynamiki analitycznej* Whittakera i Whittaker oznaczał je przy użyciu nawiasów okrągłych. Przy użyciu nawiasów kwadratowych oznaczał nawiasy Lagrange'a. W teorii kwantowej nawiasy Lagrange'a nie są nam wcale potrzebne i chcemy mieć tylko nawiasy Poissona. Wydawało mi się, że użycie notacji Whittakera nie byłoby właściwe, gdyż nawiasy okrągłe sugerują iloczyn skalarny z analizy wektorowej. Iloczyn ten jest symetryczny w obu czynnikach w nim występujących, natomiast nawias Poissona jest w nich antysymetryczny. Odważyłem się więc użyć innego rodzaju nawiasów do oznaczenia nawiasu Poissona i odejść od notacji Whittakera. Odtąd wszyscy mnie naśladowali i rzeczywiście bardzo się przydaje konsekwentne używanie nawiasów kwadratowych do oznaczania wielkości antysymetrycznej w dwóch czynnikach występujących w jej definicji.

Inny problem notacji wiąże się z tym, że nie zawsze  $uv = vu$ . Gdy równość ta zachodziła, to matematycy stosujący algebrę nieprzemienną mówili, że  $u$  permutuje z  $v$ . Wydawało mi się, że właściwe słowo "permutuje" nie bardzo jest tu odpowiednie. Permutacje kojarzą się nam z przestawianiem kilku wielkości, a tu mamy tylko dwie wielkości. Wymyśliłem więc słowo "komutuje". Wydaje mi się, że przedtem nie było ono używane w matematyce. Napisałem więc, że jeśli  $uv = vu$ , to  $u$  komutuje z  $v$ . Odtąd tę notację znowu wszyscy przyjęli.

Ponieważ znalazłem się w sytuacji wymagającej stosowania tych nowych zmiennych, zmiennych kwantowych, które wydawały mi się jakimiś bardzo tajemniczymi wielkościami fizycznymi, to wymyśliłem dla nich nowe określenie. Nazwałem je liczbami  $q$ , a dla odróżnienia zwykle zmienne matematyczne nazwałem liczbami  $c$ . Litera  $q$  oznaczała *quantum* (kwantowe) lub może *queer* (dziwaczne), litera  $c$  zaś — *classical* (klasyczne) albo *commuting* (przemienne). Przeszedłem następnie do zbudowania teorii tych nowych liczb  $q$ . Liczby  $c$  można właściwie traktować jako szczególny przypadek liczb  $q$ : posiadają one tę właściwość, że komutują ze wszystkim.

O rzeczywistej naturze liczb  $q$  nie wiedziałem właściwie nic. Sądziłem, że macierze Heisenberga są tylko przykładem liczb  $q$ , a być może liczby  $q$  są w rzeczywistości czymś ogólniejszym. O liczbach  $q$  wiadomo było tylko tyle, że podlegają algebrze ze zwykłymi aksjomatami, z wyjątkiem aksjomatu przemienności mnożenia.

Przeszedłem do rozwinięcia teorii, w której mogłem przyjąć dowolne potrzebne założenia, chyba że prowadziły one natychmiast do sprzeczności. Nie za-

wracałem sobie głowy znalezieniem dokładnej natury matematycznej liczb  $q$ , ani jakąś precyzją w operowaniu nimi.

Sądzę, że są to widoczne skutki wykształcenia inżynierskiego. Chciałem tylko szybko otrzymać wyniki, w które można by wierzyć, nawet jeśli nie były one ściśle logicznymi wnioskami. Użyłem więc matematyki inżynierskiej, a nie ścisłej matematyki, której uczył mnie Fraser.

Było to chyba najodpowiedniejsze podejście, aby szybko rozwinąć teorię, ale doprowadziło mnie do popełnienia błędów. Jednym z nich było przyjęcie, że każda liczba  $q$  ma odwrotność. Innym było założenie, że jeśli iloczyn dwóch czynników,  $A$  razy  $B$ , jest równy zero, to jeden z czynników musi być równy zero.

Błędy te wytknął mi w swoim liście Brillouin. Napisał do mnie w marcu 1926 r. i zwrócił uwagę, że założenia przyjęte przeze mnie dla liczb  $q$  nie są słuszne dla macierzy. Zajęło mi nieco czasu pogodzenie się z poglądem, że moje liczby  $q$  nie są w rzeczywistości ogólniejsze od macierzy i że muszą mieć te same ograniczenia, jakie matematycznie można udowodnić w przypadku macierzy.

A oto inne założenie, jakie przyjąłem.

Założyłem mianowicie, że jeśli mamy jakieś dwie liczby  $q$ , np.  $u$  i  $v$ , to zawsze można znaleźć taką liczbę  $q$ , np.  $b$ , że  $v = bub^{-1}$ . Na podstawie tego założenia byłem w stanie stworzyć ogólną teorię funkcji liczb  $q$ , która bardzo ładnie pracowała matematycznie. To wyjściowe założenie nie jest oczywiście prawdziwe. Obecnie wiemy, że może być ono prawdziwe tylko w szczególnym przypadku, gdy  $u$  i  $v$  mają te same wartości własne.

Nie martwiłem się jednak wtedy tymi matematycznymi problemami, a przystąpiłem do wykorzystania swoich równań. Napisałem wkrótce drugi artykuł, w którym zastosowałem właśnie metody operowania tymi liczbami  $q$  przy użyciu reguł algebraicznych, aby otrzymać teorię widma wodoru i wyprowadzić w szczególności wzór Balmera.

Moja metoda polegała po prostu na wzięciu równań ruchu elektronu i potraktowaniu zmiennych dynamicznych jako liczb  $q$ , a następnie przejściu do rozwiązania tych równań. Pracowałem tylko w dwóch wymiarach i było to wystarczające, aby otrzymać potrzebny wynik. Wiedziałem już od Heisenberga, że Pauli z pomyslnym wynikiem zastosował mechanikę kwantową do atomu wodoru i faktycznie wtedy z nim konkurowałem.

Powiniennem powiedzieć, że w czasie mojej pracy nad liczbami  $q$  ukazał się artykuł Lanczosa, który zawierał transformację macierzy Heisenberga na funkcje dwóch zmiennych ciągłych. Artykuł nie wywarł na mnie bardzo dużego wrażenia, gdyż wydawał mi się tylko przekształceniem matematycznym, które wcale nie posuwało naprzód fizyki. Naprawdę byłem całkowicie zadowolony z własnej metody. Oczywiście byłem w błędzie przypisując tak małe znaczenie pracy Lanczosa, która w rzeczywistości była całkiem ważnym wynikiem i torowała drogę do od-

krytego później związku między macierzami Heisenberga i postacią Schrödingera mechaniki kwantowej.

Gdy napisałem już swój drugi artykuł zawierający zastosowanie do atomu wodoru, to jego kopię przesłałem znów do Heisenberga i otrzymałem od niego odpowiedź, w której stwierdzał, co następuje:<sup>5</sup>

”Od paru dni jestem z powrotem w świecie fizyki i znalazłem ostatnią Pana pracę o atomie wodoru. Gratuluję Panu. Byłem dość podniecony, czytając ten artykuł. Pana podział problemu na dwie części i z jednej strony obliczenia przy użyciu liczb  $g$ , z drugiej strony interpretacja fizyczna liczb  $g$  wydają mi się całkowicie odpowiadać rzeczywistemu problemowi matematycznemu. Pana podejście do atomu wodoru stanowi, jak mi się wydaje mały krok ku obliczaniu prawdopodobieństw przejścia, do czego w międzyczasie z pewnością już Pan przystąpił. Można teraz mieć nadzieję, że wszystko jest w najlepszym porządku, i jeśli Thomas ma rację w sprawie czynnika 2, to wkrótce będzie można zajmować się modelami wszystkich atomów.”

To odwołanie się do czynnika 2 Thomasa dotyczyło zaproponowanego ostatnio spinu elektronu. Idea spinu elektronu została wysunięta przez Goudsmita i Uhlenbecka i zastosowali ją oni do opisu linii dubletowych, które występują w widmach pierwiastków alkalicznych. Spin elektronu wyjaśniał istnienie dubletów, ale dla ich rozszczepienia dawał wartość dwukrotnie większą od obserwowanej. Thomas wykazał, że czynnik 2 wynika z błędu w obliczeniach, polegającego na użyciu wzoru na precesję spinu w spoczynkowym układzie odniesienia elektronu, podczas gdy należało uwzględnić ruch elektronu.

W dalszej części listu Heisenberg pisał: ”Rzeczywistym powodem mojego listu jest naturalnie to, że chcę Panu zadać parę pytań. Kilka tygodni temu ukazał się w *Annalen der Physik* [79, 301] artykuł Schrödingera, którego treść według mnie jest ściśle związana z mechaniką kwantową. Czy zastanawiał się Pan, w jakim stopniu to podejście Schrödingera do atomu wodoru wiąże się z mechaniką kwantową? Te matematyczne problemy szczególnie mnie interesują, ponieważ wierzę, że mogą być bardzo istotne dla fizycznego znaczenia teorii.”

No cóż, odpowiedziałem, że nie rozważałem teorii Schrödingera. Z początku byłem do niej nieco wrogo usposobiony. Wynikało to z odczucia, że mamy już całkowicie dobrą mechanikę kwantową, którą, jak wierzyłem, można rozwinąć do analizy wszystkich problemów teorii atomowej. Dlaczego mielibyśmy wracać do okresu przed Heisenbergiem, gdy nie mieliśmy mechaniki kwantowej, i próbować budować ją od nowa? Oburzała mnie myśl o takim powrocie i być może rezygnacji z całego postępu, do jakiego ostatnio doszło przy użyciu tej nowej mechaniki, i zaczynaniu wszystkiego od nowa. Z całą pewnością miałem początkowo niechęć do idei Schrödingera i trwała ona przez jakiś czas. Nie wiem dokładnie, co odpo-

<sup>5</sup>List Heisenberga do Diraca z 9 kwietnia 1926 r., 2 strony po niemiecku.

wiedziałem na ten temat Heisenbergowi, lecz otrzymałem jego odpowiedź, mającą datę 26 maja.<sup>6</sup>

Heisenberg zaczął od szczegółowego przedstawienia związku między teorią Schrödingera i mechaniką macierzową. Podjął się trudnego zadania przedstawienia na dwóch czy trzech stronach szczegółów, które okazały mi się bardzo pomocne.

Heisenberg napisał następnie, iż zgadza się z moją krytyką artykułu Schrödingera, że falowa teoria materii musi być podobnie niekonsekwentna jak falowa teoria światła, ale teoria Schrödingera stanowi rzeczywisty postęp dlatego, że te same równania matematyczne można interpretować jako mechanikę punktu o nieklasycznej kinematyce lub zgodnie ze Schrödingerem jako teorię falową. Heisenberg miał nadzieję, że w ten sposób będzie można znaleźć rozwiązanie paradoksów w teorii kwantowej, i prosił o więcej informacji na temat mojej pracy o zjawisku Comptona. Napisał, że "ludzie w Kopenhadze dyskutowali dużo o tym problemie i są nim bardzo zainteresowani".

Powinienem powiedzieć, że wykorzystałem moją teorię liczb  $q$  i znalazłem metodę zbudowania teorii w pewnym stopniu relatywistycznej przy wykorzystaniu omówionych wczoraj pierwszych idei, jakie miałem po przeczytaniu artykułu Heisenberga we wrześniu 1925 r.

W marcu 1926 r. miałem okazję spotkać się z Sommerfeldem, gdy odwiedził on Cambridge. Eddington zaprosił mnie 13 marca na herbatę i był na niej również Sommerfeld. Ucieszyłem się bardzo ze spotkania z Sommerfeldem, ponieważ nauczyłem się z jego książki tak dużo. W czasie naszej rozmowy wspomniałem, że zbadałem zjawisko Comptona zgodnie z mechaniką kwantową. Sommerfeld wtedy niemal wybuchnął i powiedział: "Ale dlaczego nic o tym nie słyszałem?". Fowler, który był także obecny na herbacie, wyjaśnił, że dopiero co zrobiłem tę pracę, i uspokoił Sommerfelda.

Teorię zjawiska Comptona, o której pisał Heisenberg w swoim liście, opublikowałem wkrótce po jej opracowaniu. Całość spisałem wiosną 1926 r. jako pracę doktorską. W tym czasie w Anglii trwał strajk powszechny. Wszyscy chętni zostali wezwani do ochotniczej służby publicznej, np. prowadzenia pociągów, autobusów itp., aby mogły działać podstawowe służby. Wielu moich kolegów studentów prze-rwało studiowanie i podjęło taką pracę. Sam byłem jednak zbyt zaabsorbowany pisaniem swej pracy doktorskiej, siedziałem przy niej wytrwale i ukończyłem ją w czerwcu 1926 r.

---

<sup>6</sup>List Heisenberga do Diraca z 26 maja 1926 r., 4 strony po angielsku.

## Część III

Swoją pracę doktorską napisałem wiosną 1926 r. Pracowałem nad nią bez przerwy przez jakiś czas, nie zwracając uwagi na trwający wtedy w Anglii strajk powszechny, który przerwał działalność bardzo wielu ludzi. W pracy doktorskiej były nadal pewne błędy w moich ogólnych ideach dotyczących liczb  $q$ . Nie odwoływałem się tam nigdy do teorii Schrödingera. Zdaje mi się, iż na poprzednim wykładzie powiedziałem, że tuż po jej ukazaniu się byłem do niej dość wrogo usposobiony. Miałem odczucie, że w wyniku pracy Heisenberga mieliśmy całkiem zadowalające podstawy mechaniki kwantowej i mogliśmy z powodzeniem ją rozwijać bez potrzeby dalszej rewizji podstaw.

Jednak w jednym z listów do mnie Heisenberg wyjaśnił szczegółowo związek między teorią Schrödingera i mechaniką macierzową i dostrzegłem wtedy, że teoria Schrödingera nie wymagała od nas odrzucania czegokolwiek z mechaniki macierzowej. Całkiem na odwrót, teoria Schrödingera w rzeczywistości uzupełniała mechanikę macierzową i dostarczała bardzo silnych metod matematycznych, które pasowały doskonale do idei mechaniki macierzowej.

W wyniku tego moje poglądy na teorię Schrödingera uległy oczywiście zmianie, może nie natychmiast, lecz po krótkim czasie. Później zajmowałem się teorią Schrödingera z entuzjazmem, ucząc się o niej wszystkiego, czego było można. Musiałem nauczyć się nowej techniki — metody wartości własnych i wektorów własnych. Schrödinger poznał tę metodę wcześniej na studiach, ale w Cambridge była ona bardzo słabo znana.

Po opanowaniu tej nowej techniki zastanawiałem się nad jej wykorzystaniem i zacząłem badać problem układu atomowego z wieloma takimi samymi cząstkami. Myślałem o możliwości stosowania funkcji falowej, która jest symetryczna lub antysymetryczna ze względu na wszystkie cząstki. Te problemy symetrii prowadziły do możliwości istnienia nowych praw przyrody. Badając ich konsekwencje, stwierdziłem, że w przypadku symetrycznych funkcji falowych cząstki podlegają dokładnie tej statystyce, którą pierwotnie zaproponował Bose i poprawił nieco Einstein. Statystyka ta jest znana jako statystyka Bosego–Einsteina. Stosuje się ona do fotonów i umożliwia wyjaśnienie prawa Plancka.

Poza tym były antysymetryczne funkcje falowe, które prowadziły do nowej statystyki. Znalazłem podstawowe związki dla tej nowej statystyki i opublikowałem tę pracę.

Wkrótce po publikacji otrzymałem list od Fermiego, wskazujący, że ta statystyka nie była w rzeczywistości nowa, gdyż zaproponował on ją jakiś czas wcześniej. Przesłał mi także informację, gdzie tę pracę opublikował. Zajrzałem do tej publikacji i okazało się, że było rzeczywiście tak, jak Fermi napisał w swoim liście. Rozważał on statystykę charakteryzującą się tym, że w dowolnym stanie nie może znajdować się więcej niż jedna cząstka.



Gdy przeglądałem artykuł Fermiego, przypomniałem sobie, że widziałem go przedtem, ale całkowicie o nim zapomniałem. Obawiam się, że jest to moja wada, polegająca na niezbyt dobrej pamięci. Nieraz całkowicie wylatywało mi coś z pamięci, jeśli w odpowiedniej chwili nie dostrzegłem ważności tego. Gdy czytałem artykuł Fermiego, to nie dostrzegłem znaczenia tej pracy dla jakiegokolwiek podstawowego problemu teorii kwantowej, gdyż praca była tak bardzo od niej odległa. Artykuł ten wyleciał mi całkowicie z pamięci i gdy pisałem swoją pracę o antysymetrycznych funkcjach falowych, to wcale o nim nie pamiętałem.

Napisałem wówczas do Fermiego list z przeprosinami. Czuję, że Fermi miał prawo rozniewać się na mnie i że powinienem go ułagodzić. Fermi musiał mi to wybaczyć, ponieważ nigdy nie napisał do mnie dalszych listów na ten temat i kiedy go potem spotkałem, był bardzo życzliwy. Nigdy nie rozmawialiśmy o tym, kto był autorem statystyki. Obecnie ta statystyka jest często wiązana z nazwiskami nas obu. Publikacje wskazują jednak całkiem wyraźnie, że została ona po raz pierwszy zaproponowana przez Fermiego, a moja późniejsza praca pokazała, jak można ją włączyć do mechaniki kwantowej i że w rzeczywistości jest konsekwencją mechaniki kwantowej, gdy zrobi się dodatkowe założenie, że funkcje falowe powinny być antysymetryczne.

Po otrzymaniu doktoratu nie musiałem pozostawać dłużej w Cambridge i miałem ochotę popodróżować. Miejscem najbardziej dla mnie atrakcyjnym była oczywiście Getynga, miejsce narodzin mechaniki kwantowej. Mieszkał tam Heisenberg oraz byli Born i Jordan, który odegrał dużą rolę, gdy startowała mechanika macierzowa. Gdy jednak rozmawiałem o tym z Fowlerem, to on zasugerował mi wyjazd do Kopenhagi. Fowler osobiście miał bardzo bliskie kontakty z Kopenhagą i często tam bywał. Powiedział mi, jak miłym miejscem jest instytut w Kopenhadze, jak życzliwy dla wszystkich gości swego instytutu jest Bohr. Byłem więc niezdecydowany, czy powinienem pojechać do Kopenhagi, czy do Getyngi. Ostatecznie zdecydowałem się podzielić czas w ciągu nadchodzącego roku między te dwa miejsca i pojechałem najpierw do Kopenhagi.

Przyjechałem do Kopenhagi we wrześniu 1926 r. i byłem z tego bardzo zadowolony, gdyż okazało się, że było to nadzwyczaj przyjemne miejsce. Bohr był dla mnie szczególnie życzliwy. Fowler miał całkowicie rację. Zawarłem z Bohrem bliską znajomość, prowadziliśmy ze sobą długie rozmowy, podczas których praktycznie mówił tylko Bohr.

Wydaje się, że Bohr miał zwyczaj głośno myśleć i lubił mieć przy tym słuchaczy. Mogło to być audytorium na sali wykładowej lub audytorium złożone z jednej czy dwóch osób. Bardzo często podczas tego procesu głośnego myślenia takie audytorium stanowiłem właśnie ja. Bardzo podziwiałem Bohra. Wydaje się, że był najgłębszym myślicielem, jakiego kiedykolwiek spotkałem. Jego rozmyślenia były dość, powiedziałbym, filozoficzne. Wcale ich nie rozumiałem, chociaż

staralem się, jak tylko mogłem. Ja bowiem w swoich rozmyślaniach kładłem nacisk na myśli, które można wyrazić w postaci równań. Natomiast rozmyślania Bohra miały bardziej ogólny charakter i były dość odległe od matematyki. Mimo to byłem bardzo szczęśliwy z tej bliskiej znajomości z Bohrem. Jak już raz przedtem wspomniałem, nie jestem pewien, w jakim stopniu przysłuchiwanie się tym rozmyślaniom Bohra wpłynęło na moją własną pracę.

W Kopenhadze spotkałem także Ehrenfesta, który miał głęboki wpływ na każdego, kto się z nim zetknął. Ehrenfest domagał się całkowitej jasności w każdym szczególe podczas dyskusji. Nigdy nie pozwolił referentowi pójść dalej w wypadku niejasności w jego wykładzie. Przyczepiał się do takiej niejasności i powracał doń ciągle dopóty, dopóki nie stało się wszystko całkowicie jasne. Dopiero wtedy pozwalał przejść do dyskusji dalszych problemów. Obecność Ehrenfesta wśród audytorium była jak najbardziej pożyteczna w czasie wykładu, kolokwium itp. Nie tylko ciągle przerywał i domagał się dalszych wyjaśnień, gdy referent nie wyraził się dostatecznie jasno, lecz miał także inne bardzo wartościowe umiejętności.

Wyobraźmy sobie, że referent zaczyna bardzo szczegółowo przedstawiać jakiś punkt i audytorium zaczyna się nieco nudzić. Otóż wtedy Ehrenfest by wstał i przerwał referentowi, lecz bardzo uprzejmie i dyplomatycznie, aby referent nie poczuł się urażony. Powiedziałby tak: "Jestem całkiem pewny, że praca ta jest bardzo ważna, ale chcielibyśmy przeczytać o szczegółach tej pracy później i nie chcemy o tym wszystkim szczegółowo słuchać teraz. Czy referent mógłby przejść do omówienia swoich wniosków i wyników?" Referent był ulagodzony tą bardzo dyplomatyczną wypowiedzią, przechodził do wyników i wszyscy na sali byli Ehrenfestowi wdzięczni.

Mogłaby się też zdarzyć inna sytuacja, gdy referent zakłada może nieco na wyrost, że wiele osób spośród audytorium wie o czymś. Wtedy Ehrenfest by znów przerwał i poprosił o dodatkowe wyjaśnienie tej sprawy. Wiele osób znów byłoby wdzięczne Ehrenfestowi za zrobienie tego. Prawdopodobnie wielu słuchaczy potrzebowało również dodatkowych wyjaśnień tego punktu, lecz nie chciało ujawniać swej niewiedzy pytaniem o to.

Ehrenfest powiedziałby w tej sytuacji, że on nie boi się ośmieszyć. Nieraz śmiano się z niego, gdy wyjaśnienie jakiegoś punktu wymagało całkiem elementarnych argumentów. Ehrenfest nie był jednak w najmniejszym stopniu zmieszany tym śmiechem. Nie znałem nikogo, kto się tak nie przejmowałby możliwością ośmieszenia się. Powiedziałby tak: "Nic nie szkodzi, że śmieją się ze mnie. Ważne jest jedynie to, że powinienem zrozumieć ten punkt."

Jeśli Ehrenfest był obecny na sali, to można było mieć pewność, że wykład będzie dobry i czas nie będzie niepotrzebnie stracony, a referent będzie ograniczony do powiedzenia audytorium dokładnie tego, co rzeczywiście chciało ono

usłyszeć.

Powinienem chyba powiedzieć jeszcze jedną rzecz o Bohrze. Podczas naszych dyskusji wspomniał mi o nieporozumieniu, jakie miał dużo wcześniej z Thomsonem. Powiedział, że miał wielki podziw dla Thomsona i ostatnią rzeczą, jaką chciałby zrobić, byłaby krytyka Thomsona lub denerwowanie go w jakiś sposób. Bohr potrzebował jednak dodatkowych wyjaśnień pewnych właściwości modeli atomowych Thomsona, lecz nie znał wtedy bardzo dobrze angielskiego i nie potrafił wyrazić się w tak uprzejmy sposób, jak by tego pragnął. Thomson źle odebrał jego pytania i rozzłościł się, gdyż sądził, że jest krytykowany.

Zdarzenie to bardzo Bohra zmartwiło i sądzę, że wywarło na nim trwały ślad. Myślę, że trapiło go przez całe życie. Był później bardzo ostrożny, aby tego rodzaju rzecz nie zdarzyła się znowu. Ilekroć pytał autora o jego pracę, to zawsze mówił: "Chcę się tylko dowiedzieć, a nie krytykować". W Kopenhadze stało się to właściwie powszechnym powiedzeniem: "Chcę się tylko dowiedzieć, a nie krytykować". Po niemiecku mówiło się często: "Nicht um zu kritisieren, nur um zu lernen".

Jestem przekonany, że Heisenberg musiał pozostawać pod wpływem tego powiedzenia, ponieważ w listach do mnie, o których opowiadałem na poprzednich wykładach, ciągle mówił: "Nie mam wątpliwości, że Pana wyniki są poprawne, ale chciałbym mieć dodatkowe wyjaśnienie tego punktu". Był bardzo ostrożny, aby nie powiedzieć czegoś, co mogłoby być potraktowane jako bezpośrednia krytyka i urazić. Heisenberg nie potrzebował wcale być tak dyplomatyczny. Byłem bardzo zaszczycony mając te listy od Heisenberga i nie byłbym urażony jego otwartą krytyką. Był on jednak bardzo ostrożny, aby tego nie zrobić.

Inną osobą w Kopenhadze, która wywierała silny wpływ na bieg rzeczy, był Gamow. Gamow był nieco dziecinny, zawsze miał ochotę do zabawy i wprowadzał przy różnych okazjach dobry nastrój. Bardzo lubił rysować myszkę Miki i zapewniał nam rozrywkę. Miał trochę dobrych pomysłów, których zastosowanie doprowadziło do istotnego postępu w teorii kwantowej, ale nie sądzę, aby jakaś jego praca była bardzo głęboka.

Gdy zacząłem już przedstawiać swoje opinie o innych fizykach, to powinienem także wspomnieć o Schrödingerze. Wydaje mi się, że nie widziałem nigdy Schrödingera w Kopenhadze. Nie pamiętam takiego zdarzenia. Później spotykałem go jednak często i sądzę, że Schrödinger był najbardziej podobny do mnie spośród wszystkich fizyków, jakich spotkałem. Okazywało się, że łatwiej dochodziłem do porozumienia z nim niż z kimkolwiek innym. Uważam, że przyczyną tego było to, że obaj bardzo mocno ceniliśmy matematyczne piękno i to uznanie dla matematycznego piękna dominowało w całej naszej pracy. Był to pewnego rodzaju akt naszej wiary, że jakiegokolwiek równania opisujące podstawowe prawa przyrody muszą posiadać w sobie matematyczne piękno. Była to jakby nasza re-

ligia. Religia ta była bardzo pożyteczna i można ją uważać za podstawę wielu naszych sukcesów.

Jest właściwie jeden punkt, który może zastanawiać, gdy czyta się o twórczości Schrödingera. Schrödinger rozwinął swą mechanikę kwantową z równania falowego de Broglie'a. Równanie falowe de Broglie'a było relatywistyczne a Schrödinger był oczywiście pod głębokim urokiem piękna teorii względności. Można się więc dziwić, dlaczego jego praca, w której wprowadza równanie falowe, jest nierelatywistyczna. Jest tu jakaś sprzeczność.

Wiele lat później Schrödinger wyjaśnił mi tę sprawę. Nie pamiętam dokładnie kiedy, chyba ok. 1940 r., gdy dobrze go poznałem. Powiedział mi, że inspirowany przez de Broglie'a uwzględniał relatywistyczny punkt widzenia i doszedł do relatywistycznego równania falowego, które było uogólnieniem równania de Broglie'a, uwzględniającym potencjały elektromagnetyczne. Gdy otrzymał to relatywistyczne równanie, to jego pierwszym posunięciem było zastosowanie go do atomu wodoru, aby zobaczyć, do jakich prowadzi wyników. Wyniki obliczeń okazały się niezgodne z obserwacjami.

Schrödinger był tym ogromnie rozczarowany i pomyślał, że jego równanie w ogóle nie jest dobre i odrzucił je. Minęło parę miesięcy, zanim do niego powrócił i spojrzawszy nań po raz drugi zauważył, że zastosowanie tego równania z mniejszą dokładnością w przybliżeniu nierelatywistycznym prowadzi do wyników zgodnych z wynikami doświadczalnymi, jeśli w nich również zaniedbać efekty relatywistyczne. Mógł więc opublikować swoje równanie falowe w postaci nierelatywistycznej i zgodnej z doświadczeniem.

Powodem niezgodności oryginalnego, relatywistycznego równania Schrödingera z doświadczeniem było oczywiście to, że nie wziął on pod uwagę spinu elektronu. Spin elektronu był bardzo nową ideą i prawdopodobnie Schrödinger nawet o niej nie słyszał. Schrödinger nie miał zaś wtedy wystarczającej śmiałości, aby opublikować równanie, które dawało wyniki wyraźnie sprzeczne z obserwacjami.

Relatywistyczne równanie Schrödingera zostało później wskrzeszone i opublikowane przez Kleina i Gordona. Obecnie jest znane jako równanie Kleina–Gordona. Uważa się je za dobre równanie relatywistyczne dla bezspinowej cząstki naładowanej. W tym czasie nie znano żadnej takiej naładowanej cząstki. Klein i Gordon opublikowali swą pracę jako wynik czysto matematyczny bez żadnego bezpośredniego zastosowania fizycznego. Mieli odwagę opublikować równanie, które nie było związane z wynikami doświadczalnymi, a Schrödinger takiej odwagi nie miał.

Wracając do mego pobytu w Kopenhadze, chciałbym powiedzieć, że mimo spotkania tak wielu znakomitych fizyków i dyskusji z nimi pracowałem nadal głównie sam, wykorzystując własne idee. Zajmowałem się głównie problemem

stworzenia ogólnej interpretacji fizycznej mechaniki kwantowej. Mieliśmy do dyspozycji równania oparte na nieprzemiennej obiektach, nazywanych przeze mnie liczbami  $q$ , ale użycie tych równań do otrzymania wyników w celu porównania ich z doświadczeniem wymagało stosowania różnych specjalnych reguł. Istniała wielka potrzeba zebrania tych reguł i podania pewnej ogólnej metody interpretacji fizycznej. Przez pewien czas nad tym pracowałem i napisałem artykuł zawierający moje wyniki.

Chciałbym powiedzieć, że praca nad nim dała mi więcej przyjemności niż praca nad którymkolwiek innym artykułem, jaki napisałem o mechanice kwantowej przedtem lub potem. Możecie się dziwić, dlaczego tak było. Wiele moich artykułów było w istocie konsekwencją idei, które nasunęły mi się przypadkowo. Na przykład, wcześniejsza praca o nawiasach Poissona i późniejsza o relatywistycznym równaniu falowym miały bardzo wyraźnie taki charakter. Były one konsekwencjami idei, które wzięły się z powietrza. Nie potrafię dobrze powiedzieć, w jaki sposób przyszły mi do głowy. I czułem, że tego rodzaju praca była raczej niezasłużonym sukcesem. Z drugiej strony, moja praca o fizycznej interpretacji mechaniki kwantowej była zasłużonym sukcesem. Zajmowałem się w niej problemem, który nie był za trudny do rozwiązania w bezpośrednim podejściu. Problem ten zawierał różne etapy, które trzeba było rozwiązać po kolei.

W czasie pracy ciągle natykałem się na problem znalezienia odpowiedniej notacji do wypisywania równań, którymi się potem zajmowałem. Często modyfikowałem notację. Praca postępowała krok po kroku w dość logiczny sposób i doprowadziła do publikacji, która położyła podwaliny ogólnej teorii przedstawień mechaniki kwantowej i dostarczyła istotnych cech właściwej notacji.

W związku z tym problemem notacji musiałem wziąć pod uwagę problem wypisywania symboli, które bezpośrednio odnosiły się do tych czynników, które trzeba było wymienić jawnie, i pomijania symboli tych wielkości, które bezpiecznie można było pozostawić domyślnymi, pozostawianymi w naszej pamięci i nie wypisywanymi jawnie. Doprowadziło to do notacji, która po pewnych drobnych modyfikacjach stała się standardową notacją używaną obecnie w mechanice kwantowej.

Pobyt w Kopenhadze był bardzo udanym okresem w moim życiu, gdyż rozwinąłem tę ogólną fizyczną interpretację, która dała mi tyle przyjemności. Rozpocząłem także pracę nad kwantową teorią promieniowania i wykazałem, jak można ją skojarzyć ze statystyką Bosego-Einsteina, wynikającą z użycia funkcji falowych symetrycznych w cząstkach przez nie opisanych.

Podczas tej pracy znów wziąłem z powietrza nową ideę, a mianowicie wypisałem równanie kwantowe Schrödingera i proces kwantyzacji zastosowałem do samej funkcji falowej. Dotychczas funkcja falowa była zawsze wyrażana przez zwykłe liczby, czyli liczby  $c$ . Do czego prowadziło przekształcenie ich w liczby  $q$  i

założenie, że nie są przemienne ze swymi sprzężeniami?

Dochodziło się wtedy do teorii równoważnej teorii promieniowania, którą budowałem, i otrzymywało możliwość innego sposobu jej wprowadzenia. Dało to początek metodzie, która stała się znana jako druga kwantyzacja.

Pod koniec mego pobytu w Kopenhadze, prawdopodobnie w styczniu 1927 r., Kopenhagę odwiedził Pauli. Wyjaśniłem mu swoją pracę o interpretacji fizycznej i teorii przedstawień mechaniki kwantowej. Dyskutowaliśmy, jak można by zastosować te idee do spinu elektronu. Doprowadziło to nas do wprowadzenia trzech zmiennych  $\sigma$  do opisu trzech składowych spinu. Jestem przekonany, że do stałem te zmienne niezależnie od Pauliego i prawdopodobnie Pauli otrzymał je niezależnie ode mnie.

Wkrótce po wyjeździe z Kopenhagi Pauli napisał artykuł [*Zeits. f. Physik* 43, 601], w którym włączył spin elektronu do funkcji falowej w sposób nierelatywistyczny. Sommerfeld w swej książce *Atombau und Spektrallinien II* odwołuje się do artykułu Pauliego (na s. 226) i pisze: "Odkrycie równania Pauliego było ważnym krokiem prowadzącym do poznania prawdziwej natury elektronu, czyli równania Diraca".

Stwierdzenie to nie jest prawdziwe, jeśli idzie o mnie. Nie interesowałem się wprowadzeniem spinu elektronu do równania falowego, nie rozważałem wcale tego zagadnienia i nie wykorzystywałem pracy Pauliego. Przyczyną było to, że moim głównym celem było otrzymanie relatywistycznej teorii zgodnej z moją ogólną interpretacją fizyczną i teorią przedstawień. Sądziłem, że ten problem należy rozwiązać w najprostszym możliwym przypadku, jakim wydawała się cząstka bezspinowa, i dopiero później należało przejść do wprowadzenia spinu. Było dla mnie wielkim zaskoczeniem, gdy odkryłem później, że najprostszy możliwy przypadek zawierał spin.

Skoro omawiam relatywistyczne równanie falowe, to powinienem wspomnieć, że Kramers powiedział mi (parę lat po ukazaniu się mojego równania), że niezależnie otrzymał równanie drugiego rzędu równoważne mojemu równaniu pierwszego rzędu. Możliwe, że Kramers wyszedł od równania Pauliego. Kramers nie opublikował swej pracy, gdyż wcześniej pojawiła się moja.

Na początku lutego 1927 r. przenieśliśmy się z Kopenhagi do Getyngi. Przejeżdżałem przez Hamburg. W Hamburgu był wtedy zjazd Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego i przez parę dni w nim uczestniczyłem. Dyskusja na zjeździe Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego koncentrowała się głównie na omawianiu wyników doświadczalnych dotyczących widm. Zobaczyłem także, jak pracowali fizycy niemieccy. Odniosłem wrażenie, że pracowali bardzo intensywnie, mieli wiele godzin wykładów i nie wydawali się być nimi zmęczeni. Mieli niespożyta energię.

Z Hamburga do Getyngi podróżowałem w przedziale czwartej klasy tym samym pociągiem, co wielu innych fizyków uczestniczących w zjeździe w Hamburgu

i powracających do Getyngi. Wśród nich był Robertson, którego poznałem dość dobrze później w Princeton. Zajmował się on kosmologią i od niego zaraziłem się zainteresowaniem modelami kosmologicznymi Wszechświata.

Przyjechałem do Getyngi i spędziłem tu parę miesięcy. Atmosfera była tu raczej bardziej oficjalna niż w Kopenhadze. Wzbogaciłem swą wiedzę matematyczną. Chodziłem na wykłady Weyla o teorii grup. Przy różnych okazjach spotykałem Heisenberga i Borna. Spotykałem także Oppenheimera i stałem się jego bliskim przyjacielem, gdyż mieszkaliśmy w tym samym pensjonacie i oczywiście często się widywaliśmy.

Warto powiedzieć, że po opuszczeniu Cambridge kontynuowałem swój ogólny styl życia. W ciągu tygodnia studiowałem i prowadziłem obliczenia, w niedziele odpoczywałem i chodziłem na długie wycieczki po okolicy. W Kopenhadze często nie były to samotne spacerowanie, gdyż nieraz towarzyszył mi Bohr. On także lubił spacerować i razem mieliśmy wiele przyjemnych długich spacerów. Nieraz wybierała się razem cała grupa z instytutu, tworząc coś w rodzaju wycieczki, i odświeżało to nas wszystkich.

Niedzielne spacerowanie kontynuowałem także w Getyndze. Nieraz chodziłem z Oppenheimerem. I pamiętam w szczególności jeden nasz długi spacer w niedzielę wielkanocną w 1927 r., kiedy to przeszliśmy spory kawał drogi.

Otrzymałem zaproszenie od Ehrenfesta, aby odwiedzić jego instytut w Lejdzie. Oppenheimer był także zaproszony i pojechaliśmy razem z Getyngi do Lejdy w czerwcu 1927 r. Spędziliśmy parę dni z Ehrenfestem w jego instytucji i złożyliśmy także jednodniową wizytę Kramersowi w Utrechcie.

W październiku 1927 r. pojechałem do Brukseli na konferencję solvayowską. Było to dla mnie wielkie przeżycie spotkać tak wielu znakomitych fizyków, a wśród nich Einsteina i Lorentza. Pamiętam wyraźnie parę rzeczy z tego spotkania. Miałem wystąpienie o swojej metodzie drugiej kwantyzacji. Po wykładzie ktoś powiedział, że podobna metoda drugiej kwantyzacji istnieje w przypadku statystyki Fermiego i została podana przez Jordana i Wignera.

Początkowo nie lubiłem tej pracy Jordana i Wignera i uważam, iż wiązało się to z tym, że mój umysł był w zasadzie geometryczny, a nie algebraiczny. W przypadku statystyki Bosego i związanej z nią drugiej kwantyzacji mieliśmy określony obraz leżący u podstaw zasadniczych równań, a mianowicie to, że teorię można było zastosować do układu oscylatorów. W wypadku statystyki Fermiego nie było takiego obrazu i czułem, że jest to poważna wada. Nie uznałem dlatego ważności tej innego rodzaju drugiej kwantyzacji.

W rzeczywistości ważny jest oczywiście bardzo bliski związek między tymi dwoma rodzajami drugiej kwantyzacji, gdy spojrzeć na nie z czysto algebraicznego punktu widzenia. Wypiszmy po prostu podstawowe równania:

$$\psi_n \psi_m - \psi_m \psi_n = 0, \quad \bar{\psi}_n \psi_m - \psi_m \bar{\psi}_n = \delta_{nm}. \quad (14)$$

Równania tego rodzaju otrzymuje się przy kwantowaniu zwykłej funkcji falowej Schrödingera i można je powiązać z równaniami opisującymi oscylatory harmoniczne, jeśli w każdym stanie  $\psi_n$  jest jeden oscylator.

Przy drugim rodzaju drugiej kwantyzacji mamy te same równania

$$\psi_n \psi_m + \psi_m \psi_n = 0, \quad \bar{\psi}_n \psi_m + \psi_m \bar{\psi}_n = \delta_{nm}, \quad (15)$$

ale ze znakiem plus zamiast znaku minus. Na tym polega nadzwyczaj bliskie podobieństwo między tymi dwoma metodami drugiej kwantyzacji, gdy spojrzeć na nie z algebraicznego punktu widzenia. Jeśli chce się mieć jakieś obrazy tych związków, to mamy taki obraz w przypadku statystyki Bosego i nie mamy w przypadku statystyki Fermiego. Właśnie ten algebraiczny związek jest ważny i wynika z niego, że druga kwantyzacja dla statystyki Fermiego jest w rzeczywistości równie ważna jak druga kwantyzacja dla statystyki Bosego.

Innym ważnym zagadnieniem na tej konferencji solvayowskiej w 1927 r. była fizyczna interpretacja mechaniki kwantowej. Było oczywiście dużo dyskusji między ludźmi widzącymi indeterminizm w wynikach mechaniki kwantowej i ludźmi sprzeciwiającymi się jakiemukolwiek indeterminizmowi w fundamentalnych procesach przyrody. Przedstawiłem swój własny punkt widzenia, oparty na pracy o ogólnej interpretacji mechaniki kwantowej. Praca ta prowadziła bezpośrednio do interpretacji kwadratu modułu funkcji falowej jako prawdopodobieństwa określonych wyników przy dowolnej obserwacji zastosowanej do układu atomowego. Powinienem powiedzieć, że Born otrzymał niezależnie ten sam wynik w związku ze swoją teorią rozpraszania. Przyjmując tę interpretację probabilistyczną, należało zgodzić się, że wyniki obserwacji nie są deterministyczne. Sytuację tę określiłem słowami, że przy tych warunkach "przyroda dokonuje wyboru". Sądzę, że jest to chyba nadal najlepszy sposób określenia rodzaju indeterminizmu, jaki mamy w teorii atomowej. Są sytuacje, gdy po prostu musimy przyjąć, że przyroda dokonuje wyboru, i nie możemy przewidzieć, jaki będzie ten wybór.

Pamiętam jedno zdarzenie z tej konferencji solvayowskiej. Któregoś dnia przed rozpoczęciem się wykładu Bohr podszedł do mnie i zapytał: "Nad czym Pan teraz pracuje?".

Odpowiedziałem: "Próbuję znaleźć relatywistyczną teorię elektronu".

Wtedy Bohr powiedział: "Przecież Klein rozwiązał już ten problem".

Byłem tym nieco zaskoczony. Zacząłem wyjaśniać, że rozwiązanie Kleina, oparte na równaniu Kleina-Gordona, nie było zadowalające, ponieważ nie pasowało do mojej ogólnej fizycznej interpretacji mechaniki kwantowej. Nie byłem jednak w stanie wyjaśnić Bohrowi wiele, gdyż rozpoczynający się wykład przerwał naszą rozmowę i problem zawiśł raczej w powietrzu.



W tym czasie nurtowało mnie bardzo właśnie to zagadnienie: jak można otrzymać zadowalającą relatywistyczną teorię elektronu? Miałem ogólną fizyczną interpretację mechaniki kwantowej, której poprawności byłem pewny. Wymagała ona używania równania falowego liniowego w operatorze  $d/dt$ , które przyrównywało  $d\psi/dt$  do pewnej określonej funkcji wielkości  $\psi$ . Równanie Kleina–Gordona zawierało natomiast  $d^2\psi/dt^2$  i stąd nie pasowało do mojej ogólnej interpretacji. Jeśli próbowało się ją zastosować, to otrzymywało się prawdopodobieństwo, które nieraz mogło być ujemne, a to oczywiście nie miało fizycznego sensu.

Klein i Gordon próbowali obejść tę trudność mówiąc, że wielkość, która według mnie powinna być prawdopodobieństwem, w rzeczywistości jest gęstością ładunku. Równanie należało stosować do układu cząstek i proponowane było wyrażenie na gęstość ładunku. Gęstość ładunku mogła oczywiście być dodatnia lub ujemna, jeśli dopuszczało się możliwość występowania cząstek zarówno z ujemnym jak i dodatnim ładunkiem.

Nie była to jednak dla mnie wystarczająco dobra interpretacja. Teoria wielu cząstek nie była bardzo przydatna, jeśli nie miało się najpierw teorii jednej cząstki. Nie można było uważać jej za logiczną teorię, jeśli nie można było jej zastosować do jednej cząstki. Gdy rozważało się zaś jedną cząstkę, to należało umieć znaleźć prawdopodobieństwa dla tej cząstki, a prawdopodobieństwa powinny być dodatnie, czyli równanie powinno zawierać tylko  $d\psi/dt$ .

Problem ten męczył mnie przez kilka miesięcy i powiedziałbym, że rozwiązanie wzięło się raczej z powietrza, czyli był to jeden z moich niezasłużonych sukcesów. Rozwiązanie pojawiło się przy zabawie w matematykę. Bawiłem się trzema składowymi spinu elektronu  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$  i zauważyłem, że jeśli wyrażenie  $\sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2 + \sigma_3 p_3$ , gdzie  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$  są trzema składowymi pędu, podnieść do kwadratu, to otrzymuje się dokładnie kwadrat pędu  $p_1^2 + p_2^2 + p_3^2$ . Był to bardzo ładny wynik matematyczny. Byłem nim nadzwyczaj podniecony i wydawało mi się, że musi być bardzo ważny. Nie dawał on jednak bezpośrednio odpowiedzi na pytanie, jak można by otrzymać zadowalające relatywistyczne równanie dla elektronu.

Otrzymany wynik pozwalał w istocie wyciągnąć pierwiastek kwadratowy z sumy trzech kwadratów i otrzymać wynik w postaci liniowej. Jeśli jednak chcemy mieć relatywistyczną teorię cząstki, to potrzebujemy mieć pierwiastek kwadratowy z sumy czterech kwadratów. Tej metody nie można było jednak użyć do wyciągnięcia pierwiastka kwadratowego z sumy czterech kwadratów. Wydawało się więc, że jest to interesujący kawałek matematyki, ale jednak nie wystarcza on do znalezienia rozwiązania problemu.

Zajął mi nieco czasu badanie tego dylematu, gdy nagle uświadomiłem sobie, że nie ma potrzeby ograniczać się do wielkości  $\sigma$ , które mogą być reprezentowane przez macierze z dwoma wierszami i dwiema kolumnami. Dlaczego nie przejść do

czterech wierszy i czterech kolumn? Matematycznie nie było tu żadnych przeciwwskazań. Zastępując macierze  $\sigma$  przez macierze o czterech wierszach i czterech kolumnach, można było łatwo wyciągnąć pierwiastek kwadratowy z sumy czterech kwadratów, a nawet, jeśli się chciało, z sumy pięciu kwadratów.

W ten sposób dochodziło się więc do nowego równania falowego dla elektronu, równania falowego, które było liniowe w czterech składowych relatywistycznego czterowektora pędu i energii. Oto nowe równanie falowe:

$$(p_0 - \alpha_1 p_1 - \alpha_2 p_2 - \alpha_3 p_3 - \alpha_4 mc)\psi = 0 \quad (16)$$

Spodziewam się, że wszyscy znacie to równanie falowe, w którym występuje funkcja falowa o czterech składowych, co odpowiada macierzom o czterech wierszach i czterech kolumnach. Każda z tych składowych spełnia równanie de Broglie'a.

Tak w rzeczywistości wyglądało równanie dla jednej cząstki w nieobecności jakiegokolwiek pola sił. Aby otrzymać coś interesującego, należało wprowadzić pole elektromagnetyczne. Był to ogólny problem, jak wprowadzić pole elektromagnetyczne, gdy mamy teorię cząstki w nieobecności jakiegokolwiek pola. Na problem ten natknąłem się już nieco wcześniej. Sądzę, że pierwszy raz przy okazji pracy o zjawisku Comptona. Trzeba tam było wprowadzić potencjały elektromagnetyczne do opisu ruchu cząstki i zachować nadal hamiltonowską postać tych równań.

Gdy zetknąłem się z tym problemem po raz pierwszy, to wziąłem się za jego rozwiązanie, nie trudząc się zaglądaniem do literatury, aby zobaczyć, czy był on wcześniej rozwiązany. Problem sprowadzenia relatywistycznych równań ruchu cząstki naładowanej do postaci hamiltonowskiej był problemem z mechaniki klasycznej. Przypuszczam, że był prawdopodobnie rozwiązany kiedyś na początku tego stulecia, ale nigdy nie trudziłem się szukaniem, kto to zrobił pierwszy. Jest to pytanie dla historyków nauki. Zdecydowałem się rozwiązać ten problem sam, co nie było bardzo trudne, i sądzą, że było rzeczywiście prostsze niż szukanie w literaturze.

Użyłem więc znów tej samej metody do nowego równania falowego, liniowego w czteropędzie. Polegała ona po prostu na zastąpieniu każdej ze składowych czteropędu  $p$  przez składowe  $p + (e/c)A$ , gdzie  $A$  było odpowiednim potencjałem elektromagnetycznym.

Zauważyłem następnie, że było to rzeczywiście bardzo udane równanie. Automatycznie uwzględniało ono połówkowy spin elektronu, jak tego wymagały eksperymenty. Z równania wynikało także, że elektron ma moment magnetyczny. Zastosowałem równanie do atomu wodoru w pierwszym przybliżeniu i otrzymałem wyniki zgodne z obserwacjami.

Napisałem tę pracę i opublikowałem ją, ograniczając się do pierwszego przybliżenia w obliczeniach dla atomu wodoru. Możecie się dziwić, dlaczego nie przeszedłem natychmiast do rozważenia wyższych przybliżeń, ale powodem było to,

że bałem się to zrobić. Lękałem się, że w wyższych przybliżeniach mogą nie wyjść poprawne wyniki. Byłem tak szczęśliwy, że mam teorię poprawną w pierwszym przybliżeniu, że chciałem utrwalić ten sukces przez opublikowanie wyniku w tej postaci, nie narażając się na niepowodzenie w wyższych rzędach. Wyższe przybliżenia obliczył później Darwin, który napisał do mnie i opowiedział o swoich wynikach. Byłem bardzo szczęśliwy widząc, że są one zgodne z obserwacjami.

Twórca nowej idei raczej zawsze boi się, że dalsze jej rozwinięcie może ją zabić, podczas gdy niezależna osoba może działać bez tych obaw i może bardziej odważnie poruszać się po nowych obszarach.

Było więc równanie falowe dla elektronu, bardzo zadowolające w wielu aspektach, ale mające też poważną wadę. Macierze opisujące ruch wewnętrzny miały cztery wiersze i cztery kolumny, podczas gdy do opisu dwóch stanów obserwowanego spinu elektronu potrzebowaliśmy macierzy z dwoma wierszami i dwiema kolumnami. W wyniku tego równanie dawało nam dwa razy więcej stanów, niż potrzebowaliśmy do opisu sytuacji doświadczalnej. Gdy przyjrzeć się temu bliżej, to natychmiast widać, że połowa stanów odpowiada ujemnym energiom elektronu. Można by więc powiedzieć: wykluczmy po prostu te nieobserwowalne stany o ujemnej energii. Ograniczmy się do stanów o dodatniej energii, a wtedy będziemy mieli teorię prowadzącą do tego, co można zaobserwować.

Nie można jednak tego tak prosto zrobić ze względu na przejścia, jakie mogą występować między stanami o dodatniej energii i stanami o ujemnej energii.

Stany o ujemnej energii mogą wystąpić także w teorii klasycznej, ale w teorii klasycznej można je zaniedbać, bo nie mamy żadnych przejść od stanów o dodatniej energii do stanów o ujemnej energii. W teorii kwantowej tych przejść nie można zignorować.

Przejścia te występują dość rzadko, gdy ma się do czynienia z promieniowaniem nie zawierającym bardzo dużych częstości. Można wtedy otrzymać przybliżoną teorię przez proste zaniedbanie tych przejść i musimy na razie to zrobić.

Schrödinger zaproponował modyfikację, zgodnie z którą przejścia między stanami o dodatniej i ujemnej energii były wykluczone, ale musiał on wtedy wprowadzić zmianę w równaniu falowym, która naruszała jego relatywistyczny charakter i niszczyła jego piękno, a więc nie było to zadowolające wyjaśnienie.

Problem stanów o ujemnej energii męczył mnie przez pewien czas. Początkowo zaatakowałem go frontalnie, czyli próbowałem znaleźć sposób uniknięcia przejść do stanów o ujemnej energii, ale potem spojrzałem na ten problem z innego punktu widzenia. Pogodziłem się z faktem, że stanów o ujemnej energii nie można wykluczyć z matematycznej teorii, i postanowiłem poszukać ich fizycznego wyjaśnienia.

Okazało się to niezbyt trudne, jeśli pamiętało się, że elektrony podlegają statystyce Fermiego, która nie pozwala, aby w jakimkolwiek stanie był więcej niż

jeden elektron. Doszedłem do obrazu świata, w którym wszystkie stany o ujemnej energii są wypełnione i elektron w stanie o dodatniej energii nie może więc przejść do stanu o ujemnej energii. Następnie oczywiście musimy rozważyć możliwość, że niektóre stany o ujemnej energii nie są wypełnione. Mamy więc dziury, które będą się zachowywać jak cząstki o dodatniej energii.

W rzeczywistości nie było tak trudno wpaść na ten pomysł, jeśli rozumiało się właściwie postawiony sobie cel. Bardzo bliskiej analogii dostarczała chemiczna teoria wartościowości. W teorii tej mamy gazy szlachetne, dla których wszystkie elektrony wypełniają zamknięte powłoki. Gdy przejdziemy do pierwiastków alkalicznych, to jeden lub dwa elektrony są poza zamkniętymi powłokami. Są to elektrony aktywne chemicznie i odgrywają one także dużą rolę w wytwarzaniu widma. Następnie musimy rozważyć możliwość istnienia dziury w zamkniętej powłoce, co prowadzi nas do chlorowców. Związek między dziurami i elektronami, jaki otrzymuje się z tej chemicznej teorii atomów, można przenieść bezpośrednio do stanów o dodatniej i ujemnej energii. Nie wymaga więc jakiejś wielkiej wyobraźni, aby móc stworzyć taką teorię, w której prawie wszystkie stany o ujemnej energii są zajęte.

Gdy nasunęła mi się ta idea, to oczywiście od razu wydawało mi się, że stany o ujemnej energii powinny odpowiadać cząstkom dodatnio naładowanym w przeciwieństwie do ujemnie naładowanych elektronów i mającym taką samą masę jak elektrony. Była to jednak poważna trudność. W tym czasie mieliśmy ujemnie naładowane elektrony i dodatnio naładowane protony i wszyscy byli dość przekonani, że elektrony i protony są jedynymi cząstkami elementarnymi w przyrodzie. Wprawdzie Rutherford rozważał kiedyś możliwość istnienia trzeciej cząstki, neutronu, ale propozycję tę podał raczej życzeniowo. Powiedział, że istnienie tych neutronów byłoby bardzo użyteczne dla eksperymentatorów, gdyż stanowiłyby one idealne pociski do bombardowania jąder atomowych. Ich ruch nie byłby wcale zaburzony przez elektrony z powłok atomowych. Ludzie w rzeczywistości niezbyt wierzyli w istnienie neutronów. Było dla wszystkich całkiem oczywiste, że skoro są dwa rodzaje elektryczności, to po prostu powinny istnieć dwa rodzaje cząstek przenoszących je. Ludzie nie wychodzili poza to.

Cóż miałem więc zrobić z tymi dziurami? Najlepsze, co przyszło mi do głowy, to możliwość, że być może masa dziur nie jest taka sama jak masa elektronu. Przecież moja prymitywna teoria ignorowała siły kulombowskie między elektronami. Nie wiedziałem, jak uwzględnić je w tym obrazie. Być może, że w jakiś tajemniczy sposób te siły kulombowskie przyczyniały się do różnicy tych mas.

Bardzo trudno jest oczywiście zrozumieć, dlaczego ta różnica miałaby być tak duża. Potrzebowaliśmy masy protonu prawie 2000 razy większej od masy elektronu, czyli różnica była ogromna. Trudno było zrozumieć, jak można to połączyć z efektem perturbacyjnym wynikającym z sił kulombowskich między

elektronami.

Nie chcąc jednak odrzucać zupełnie swej teorii, przedstawiłem ją jako teorię elektronów i protonów. Oczywiście natychmiast zostałem zaatakowany, że dziury mają masy różne od mas pierwotnych elektronów. Uważam, że najbardziej precyzyjny był atak Weyla, który wykazał, że matematycznie dziury powinny mieć taką samą masę jak elektrony, i pogląd ten trzeba było zaakceptować.

Oppenheimer przedstawił teorię, zgodnie z którą dziury mają taką samą masę jak elektrony, lecz w przyrodzie istnieje pewien szczególny powód, dlaczego nie są nigdy obserwowane. Nie potrafił on powiedzieć, jaki to jest szczególny powód, i rzecz tę pozostawił do wyjaśnienia. Oppenheimer był rzeczywiście bliski prawdy. Te dziury były cząstkami o takiej samej masie jak elektron, a nie były nigdy zaobserwowane, bo po prostu eksperymentatorzy nie szukali ich nigdy we właściwym miejscu.

Pamiętam, że chodząc na wykłady eksperymentatorów w Laboratorium Cavendisha usłyszałem pewnego razu (nie jestem pewny, czy było to w 1926, czy w 1927 r.) podczas dyskusji po wykładzie, jak wykładowca wspominał o dość niezwykłej rzeczy, jaką zaobserwował w swych eksperymentach. Eksperymenty te polegały na obserwacji śladów cząstek w komorze Wilsona w obecności pola magnetycznego. Wszystkie tory cząstek były więc zakrzywione. Jeśli znany jest znak ładunku cząstki, to wiadomo, w którą stronę tor się zakrzywia. Niezwykle było to, że często obserwowano istnienie śladów prowadzących do źródła. Po przyjęciu, że cząstki muszą być elektronami, zakrzywienie ich śladów wskazywało bowiem, że poruszają się one w kierunku źródła.

Była to tylko zdawkowa uwaga. Nikt nie pomyślał o bardziej szczegółowym zbadaniu tego punktu, ale gdyby ktoś to zrobił, to dokonałby ważnego odkrycia. Cząstkami, które uważano za elektrony poruszające się w kierunku źródła, były w rzeczywistości dodatkowo naładowane cząstki, o takiej samej masie jak elektron, wychodzące ze źródła.

Fakt ten wskazuje więc, jak można zmarnować okazję dokonania ważnego odkrycia, jeśli nie przywiązuje się dostatecznej wagi do czegoś, co uważa się za ciekawostkę nie wartą dodatkowego badania.

Spodziewam się, że wszyscy wiedzą, jak potoczyła się dalej historia. Dodatkowo naładowana cząstka o takiej samej masie jak elektron została odkryta parę lat później. Pierwszy w zasadzie zaobserwował ją Blackett, ale był on dość ostrożny i nie chciał publikować swego wyniku bez potwierdzenia. Anderson, otrzymawszy podobny wynik, był odważniejszy i opublikował go. Przeszedł więc do historii jako pierwszy człowiek, który zaobserwował pozyton.

Fakt ten stał się początkiem całej serii odkryć wielu cząstek. Odkryto neutron, potem różne rodzaje mezonów i mnóstwo nowych cząstek. Ludzie nadal odkrywają coraz to nowe cząstki.

To niesamowite, jak drastycznie zmieniło się nastawienie do nowych cząstek w stosunku do końca lat dwudziestych, gdy praktycznie uważano za oczywiste, że poza elektronami i protonami nie mogą istnieć inne cząstki. Ludzie zmienili swe poglądy na diametralnie przeciwne i skłonni są postulować istnienie nowej cząstki na podstawie nadzwyczaj kruchych oznak eksperymentalnych czy teoretycznych. Liczba cząstek, które uważa się za elementarne, wzrosła od dwóch w latach dwudziestych do kilkuset obecnie.

W ten sposób doszedłem do końca okresu, który uważam za lata pasjonujące. W okresie tym nastąpił szybki rozwój idei teoretycznych, dotyczących podstaw naszej wiedzy o atomach. Oczywiście fizyka rozwijała się bardzo silnie także potem, lecz raczej na innej drodze. Eksperymentatorzy zaczęli kształtować ją niemal w całości. Robią eksperymenty i przedstawiają wyniki swych obserwacji. Teoretycy nie mają dostatecznie silnej pozycji, aby te obserwacje kwestionować. Muszą akceptować to, co mówią eksperymentatorzy, i starać się zbudować teorie pasujące do obserwacji. Praca ich polega głównie na budowaniu teorii, które wyjaśniają obserwowaną obfitość nowych cząstek.

Tłumaczył

*Zygmunt Ajduk*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW

Warszawa

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

**Mirosław Kozłowski**

*Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

**Przemysław Kapałka**

*Instytut Informatyki  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa*

### **Twierdzenie $H$ Boltzmann'a w przypadku oddziaływań łamiących symetrię względem odwrócenia czasu**

**Boltzmann's  $H$  theorem for interactions breaking the time-reversal symmetry**

*Abstract:* Computer experiments with dilute gas of hard discs with a time-reversal non-invariant interaction are described. The effect on the  $H$ -function and on the anti-kinetic behaviour is discussed.

Relacja między dwiema podstawowymi dziedzinami fizyki klasycznej: dynamiką i termodynamiką wiąże się ściśle z zagadnieniem czasu [1]. W pięknej książce: *A brief history of time*, Stephen Hawking rozważa trzy podstawowe strzałki (arrows) czasu: strzałkę termodynamiczną, psychologiczną i kosmologiczną [2]. Pierwsza z nich wiąże się z kierunkiem upływu czasu wyznaczonym przez wzrost entropii. Druga, psychologiczna, jest wyznaczona przez upływ czasu postrzegany przez umysł, który pamięta przeszłość a nie przyszłość. Wreszcie trzecią strzałkę czasu wyznacza rozszerzanie się Wszechświata. Związek między tymi trzema znaczeniami strzałki czasu stanowi przedmiot intensywnych badań

rozpoczętych jeszcze w XIX w. przez Ludwiga Boltzmanna. W swej pracy Boltzmann [3] sformułował podstawowe twierdzenie — (znane jako twierdzenie  $H$  Boltzmanna), które wyznacza "dynamiczny" opis wzrostu entropii, a więc termodynamiczną strzałkę czasu. Uzyskujemy w ten sposób związek między prawami dynamiki nie wyróżniającymi strzałki czasu i drugą zasadą termodynamiki (zasadą wzrostu entropii). W mikroświecie istnieją jednak zjawiska naruszające symetrię ze względu na transformację  $t \rightarrow -t$  (rozpady mezonów  $K$ ). Można więc zadać pytanie: czy istnieją makroskopowe efekty mikroskopowej strzałki czasu?. Innymi słowy: jak zmieni się twierdzenie  $H$  Boltzmanna, gdy oddziaływanie międzycząstkowe zawiera człon łamiący symetrię  $t \rightarrow -t$ ?

Na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego prowadzony jest wykład "Fizyka ośrodków ciągłych", podczas którego druga zasada termodynamiki jest wyprowadzana z funkcji  $H$  Boltzmanna. Można to zrobić na dwa sposoby: albo wychodząc z kinetycznego równania Boltzmanna (tak postępuje K.Huang [4]), albo obserwując zderzenia cząstek za pomocą komputera. To drugie podejście pozwala zdefiniować i obliczyć funkcję  $H$  Boltzmanna (a więc i entropię) niezależnie od kinetycznego równania Boltzmanna.

W artykule tym przedstawimy doświadczenie komputerowe przeprowadzane podczas wykładu z fizyki ośrodków ciągłych. W doświadczeniu tym modelujemy zachowanie się  $N$  cząstek (dwuwymiarowych dysków), których oddziaływanie zawiera człon łamiący symetrię ze względu na transformację  $t \rightarrow -t$ . W trakcie doświadczenia bada się przejście układu cząstek do stanu równowagi termodynamicznej śledząc w czasie rozkład położenia i prędkości cząstek jak również wartość funkcji  $H$  Boltzmanna dla  $t \rightarrow \infty$  (twierdzenie  $H$  Boltzmanna).

Jak wiadomo twierdzenie  $H$  Boltzmanna dobrze opisuje zachowanie się makroskopowych układów termodynamicznych. Jednak już Loschmidt zauważył, że z każdego mikroskopowego stanu układu, który zdąża do równowagi, można utworzyć inny stan układu (odwracając kierunek prędkości cząstek), który nie dąży do stanu równowagi. W tym drugim przypadku mówimy o antykinetycznym zachowaniu się układu termodynamicznego.

Antykinetyczne zachowanie się układu można badać za pomocą symulacji komputerowej [5]. W tym celu rozważmy układ  $N$  identycznych dwuwymiarowych dysków zawartych w dwuwymiarowym pojemniku o "objętości"  $V$ . Oddziaływanie cząstek (dysków) przyjmijmy w postaci  $u(r) = 0$  dla  $r > \sigma$ ,  $u(r) = \infty$  dla  $r < \sigma$ , gdzie  $r$  jest odległością środków dysków zderzających się oraz  $\sigma = D$ , gdzie  $D$  jest średnicą dysku. Zadając początkowy rozkład prędkości i położenia dysków i przyjmując warunki brzegowe możemy śledzić w czasie zachowanie się układu  $N$  dysków. W przedstawionym modelu "gazu" dysków przyjmuje się periodyczne warunki brzegowe, tzn. rozważa się wiele replik zbiornika o objętości  $V$  zawierających  $N$  dysków. Rozważany zbiornik o objętości  $V$  ma przepuszczalne



dla cząstek ściany, tak aby liczba cząstek w wyjściowym zbiorniku była stała. Cząstka, która opuszcza "wyjściowy" zbiornik przez jedną ze ścian, powraca doń przez ścianę przeciwną. W chwili  $t_0 = 0$  wszystkie cząstki mają równe prędkości  $|v| = 1.0$  a kierunki tych prędkości i początkowe położenia cząstek są ustalane losowo. Symulację komputerową realizuje się za pomocą (napisanego przez autorów artykułu) programu, nazwanego BH. Program ten pozwala wyznaczyć:

- 1) położenie i prędkość cząstek w dowolnej chwili  $t > t_0$
- 2) funkcję  $H$  Boltzmann zdefiniowaną następująco:

$$H = \sum_k (n(v_k) \ln(n(v_k)/\Delta s)), \quad (1)$$

gdzie  $n(v_k)$  jest liczbą cząstek o prędkości  $v_k$  z przedziału  $(v_k, v_k + \Delta v)$ , zaś

$$\Delta s = \pi[(v_k + \Delta v)^2 - v_k^2]; \quad (2)$$

- 3) rozkład prędkości cząstek,  $f(v_k)$ .

Program BH umożliwia również badanie zachowania się układu w wyniku odwrócenia strzałki czasu,  $t \rightarrow -t$ . Symulacje transformacji  $t \rightarrow -t$  wykonuje się przez zmianę kierunku prędkości wszystkich cząstek w wybranej chwili  $t > t_0$ .

W dotychczasowych rozważaniach przyjmowaliśmy, że zderzenia cząstek (dysków) nie wyróżniają kierunku upływu czasu. A. Aharony [6] zaproponował model oddziaływań cząstek, który łamie symetrię ze względu na zmianę kierunku upływu czasu. Cząstki poruszają się po liniach prostych do chwili gdy zbliżą się na odległość  $D$ . W tym momencie ich względna prędkość  $v_{rel}$  doznaje skokowej zmiany

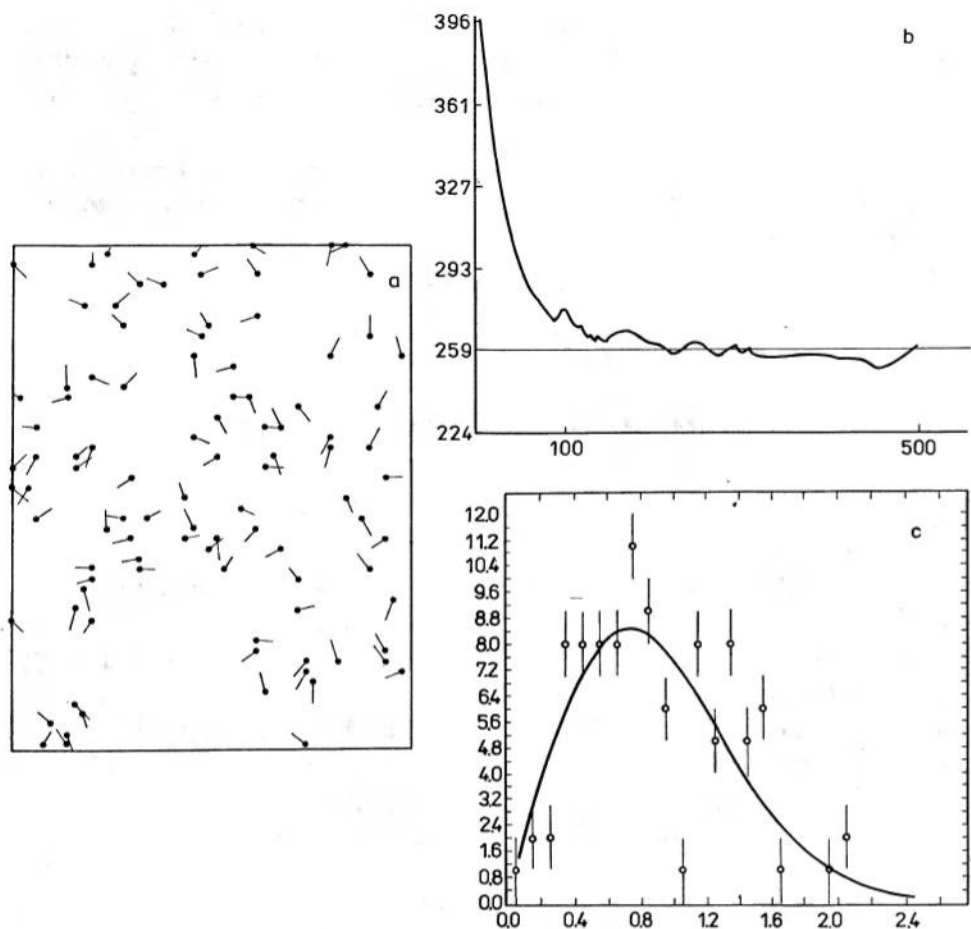
$$\mathbf{v}_{rel} \rightarrow \mathbf{v}_{rel} - \alpha \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v})}{r^2} \mathbf{r} - \beta \mathbf{v}_{rel},$$

gdzie

$$\alpha = (1 - \beta) \left[ 1 + \left[ 1 + \frac{r^2 v^2}{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}_{rel})^2} \frac{\beta(2 - \beta)}{(1 + \beta)^2} \right]^{1/2} \right]. \quad (3)$$

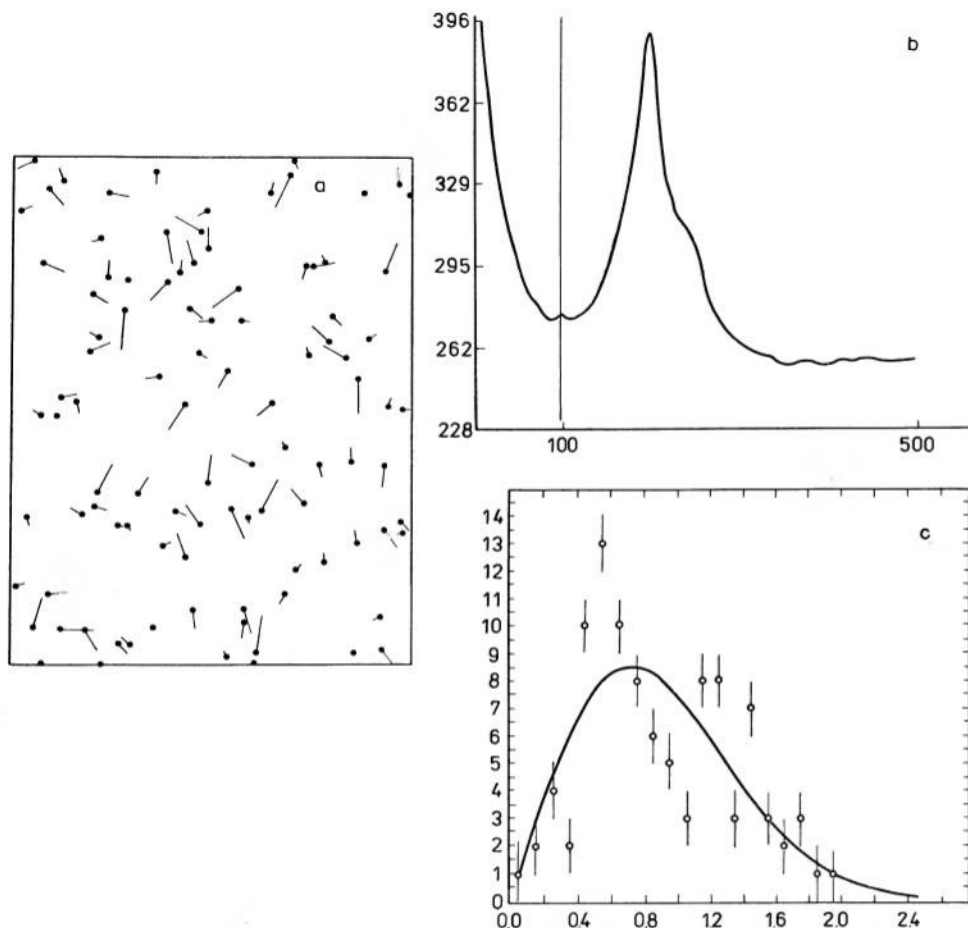
Przypadek  $\beta = 0$  ( $\alpha = 2$ ) odpowiada sytuacji nie wyróżniającej strzałki czasu. Wyraz  $\beta v_{rel}$  jest odpowiedzialny za łamanie symetrii.

Na rysunkach 1-3 przedstawiono wyniki symulacji komputerowej za pomocą programu BH dla przypadku zbiornika o rozmiarach  $50 \times 50$  zawierającego 100 dysków. Rysunek 1 ilustruje zachowanie się układu w sytuacji gdy  $\beta = 0$  (nie ma łamania symetrii ze względu na transformację  $t \rightarrow -t$ ). Rysunek 1a przedstawia początkowy rozkład położenia i prędkości cząstek w chwili  $t = t_0$ . Rysunek 1b ilustruje wartości funkcji  $H$  dla rosnącej liczby zderzeń aż do  $N_{max} = 500$ . Rysunek 1c przedstawia rozkład prędkości cząstek po 500 zderzeniach. Linia ciągła opisuje dwuwymiarowy rozkład Maxwella  $f(v) = v \exp(-v^2/\langle v^2 \rangle)$ . Rysunek



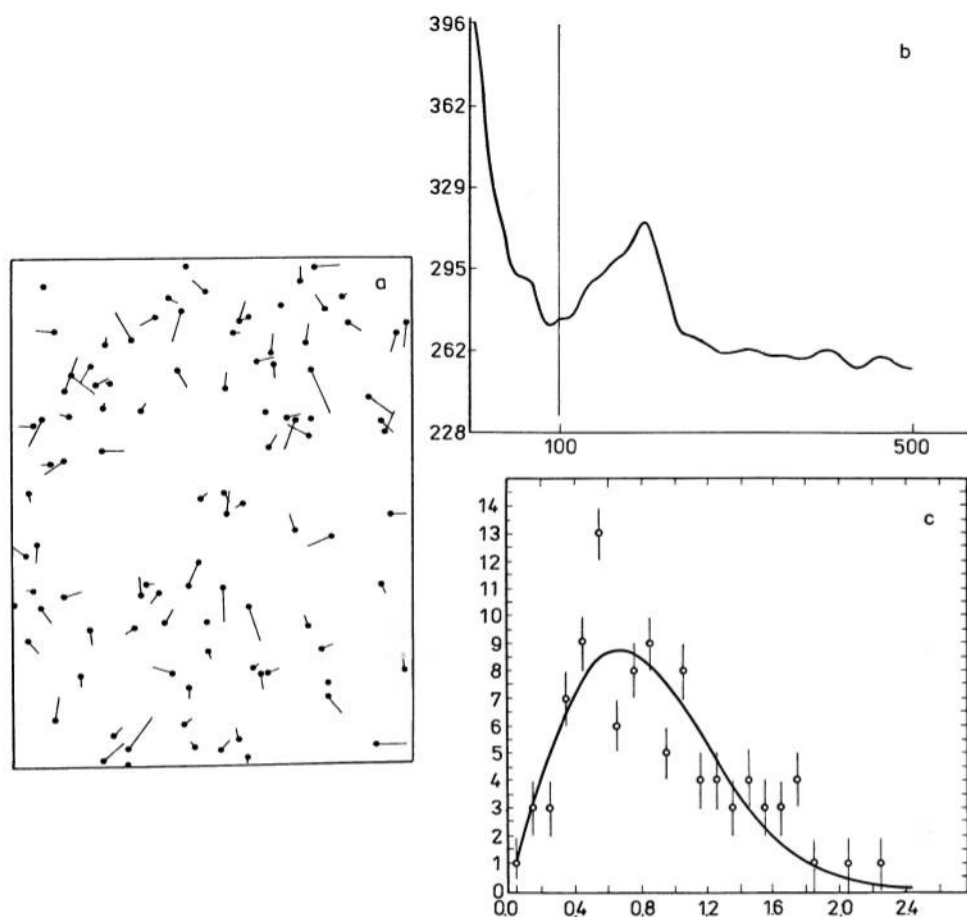
Rys.1. Wyniki symulacji komputerowej dla 100 dysków w zbiorniku o rozmiarach  $50 \times 50$ , w przypadku gdy  $\beta = 0$ . Rysunek 1a przedstawia początkowy ( $t = 0$ ) rozkład prędkości cząstek. Rysunek 1b przedstawia zależność funkcji  $H$  Boltzmana od czasu. Na osi pionowej zaznaczono wartość funkcji  $H$ , a na poziomej liczbę zderzeń cząstek. Rysunek 1c przedstawia wykres funkcji  $f(v)$ . Na osi pionowej zaznaczono wartość funkcji  $f(v)$ , a na poziomej  $v$

2 przedstawia zachowanie się cząstek (dysków), gdy po 100 zderzeniach dokonano odwrócenia kierunku wszystkich prędkości. Oznaczając czas, w którym dokonano



Rys.2. Wyniki symulacji komputerowej przeprowadzonej w tych samych warunkach jak na rys. 1. Na rys. 2b przedstawiono zachowanie się funkcji  $H$  Boltzmannna w chwili zmiany kierunku strzałki czasu. Rys. 2c przedstawia wykres funkcji  $f(v)$

odwrócenia prędkości przez  $t_0 = t_{100}$  stwierdzamy, że w czasie od  $t_0$  do  $2t_0$  układ zachowuje się antykinetycznie — funkcja  $H$  rośnie, entropia układu maleje! Układ powraca do stanu początkowego, a następnie zachowuje się kinetycznie. Jest to po prostu ilustracja tzw. paradoksu Loschmidta. Na rysunku 3 rozważany jest przypadek  $\beta = 0.001$ . Jak widać istnienie w oddziaływaniu członu łamiącego symetrię  $t \rightarrow -t$  utrudnia powrót układu do stanu początkowego — antykinetyczne zachowanie układu jest silnie stłumione.



Rys.3. Wyniki symulacji komputerowej przeprowadzonej w przypadku gdy  $\beta = 0.001$ , pozostałe oznaczenia są takie same jak na rys. 1 i 2

Jak sądzimy, głównym wynikiem przedstawionej symulacji komputerowej jest tłumienie antykinetycznego zachowania się skończonego układu cząstek (dysków) dzięki wprowadzeniu "mikroskopowego" oddziaływania łamiącego symetrię  $t \rightarrow -t$ . Wynik ten przypomina rezultaty uzyskane w pracy [7], w której tłumienie antykinetycznego zachowania układu uzyskuje się dzięki wprowadzeniu losowych błędów prędkości w czasie realizacji programu na komputerze. Jak wykazał P. Morrison [8], tłumienie antykinetycznego zachowania układu może być wywołane przez kosmologiczną strzałkę czasu. Nie istnieją rzeczywiste układy izolowane — z wyjątkiem Wszechświata. Każdy skończony układ cząstek jest zaburzany przez oddziaływanie z resztą Wszechświata. To właśnie zaburzenie może być symulowane na komputerze przez wprowadzenie losowych błędów prędkości cząstek. Dochodzimy zatem do wniosku, że zarówno kosmologiczna strzałka czasu jak i mi-

kroscopowa strzałka czasu tłumią antykinetyczne zachowanie się układu cząstek i wymuszają nieodwracalne przejścia do stanu równowagi.

### Literatura

- [1] I. Prigogine, *From Being to Becoming*, W.H. Freeman and Company, New York 1980.
- [2] Stephen W. Hawking, *A Brief History of Time*, Bantam Books, Toronto 1988; także tłumaczenie polskie *Krótką historia czasu*, Wydawnictwa Alfa, Warszawa 1990.
- [3] L. Boltzmann, *Wien. Ber.* **66**, 275 (1872).
- [4] Kerson Huang, *Mechanika statystyczna*, PWN, Warszawa 1978.
- [5] M.L. Aiello-Nicosia, R.H. Sperandeo-Minco, *Eur. J. Phys.* **6**, 148 (1985).
- [6] A. Aharony, *Phys. Lett.* **37A**, 143 (1971).
- [7] J. Orban, A. Bellemants, *Phys. Lett.* **24A**, 620 (1967).
- [8] P. Morrison, "Time's arrow and external perturbations", w zbiorze *The Enigma of Time*, red. P.T. Landsberg, Adam Hilger, Bristol 1984, str. 53.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## Kongres ICO

W dniach 5-10 sierpnia 1990 odbył się 15 Kongres Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO). Tym razem organizacja Kongresu przypadła w udziale Republice Federalnej Niemiec, która na miejsce spotkania wybrała atrakcyjną alpejską miejscowość Garmisch-Partenkirchen. Głównymi organizatorami były trzy niemieckie instytucje naukowe: Deutsche Forschungsgemeinschaft, Deutsche Gesellschaft für Angewandte Optik i Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt. Wsparcia technicznego i finansowego udzieliły również Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS), Europejska Federacja Optyki Stosowanej (EUROPTICA), Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (OSA), oraz Międzynarodowe Towarzystwo Inżynierii Optycznej (SPIE), które m.in. wydało materiały konferencyjne w postaci oddzielnego tomu swych bardzo popularnych wydawnictw (*Proceedings of the SPIE*, tom 1319). Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. F. Lanzl z Institut für Optoelektronik w Oberpfaffenhofen, a Komitetu Programowego — prof. G. Weigelt z Max-Planck-Institut für Radioastronomie w Bonn.

Tematem Kongresu była optyka w układach złożonych (optics in complex systems), tematyka jak zwykle bardzo szeroka i obrady odbywały się równocześnie w trzech salach w kilku sekcjach: optyka fizyczna, optyka kwantowa, lasery, optyka statystyczna, optyka nieliniowa, światłowody i optyka scalona, komputery optyczne, sieci neuronowe, połączenia optyczne, pamięci optyczne, interferometria, holografia, metrologia, struktury periodyczne, przetwarzanie obrazu, optyka astronomiczna, mikroskopia, mikrooptyka, spektroskopia, optyka rentgenowska, optyka atmosferyczna, własności optyczne materiałów, układy obrazujące i ich testowanie.

Ta różnorodność tematyki odzwierciedlała się również w referatach plenarnych i zamówionych w sekcjach. Najciekawsze z nich to: "Doświadczenia z pojedynczymi fotonami" — W. Martiensen z Universität Frankfurt a.M. (RFN); "Rozpoznawanie obrazów, podobieństwo, sieci neuronowe i optyka" — H.H. Arsenault z Université Laval w Québecu (Kanada); "Chaos w optyce kwantowej" — F.T. Arecchi z Istituto Nazionale di Ottica we Florencji (Włochy); "Połączenia optyczne" — J. Goodman ze Stanford University (USA); "Komputery molekularne" — U.P. Wild, C. de Caro, St. Bernet, A. Renn z ETH w Zurychu (Szwajcaria); "Nowa architektura komputerów optycznych" — A. Huang z AT&T Bell Laboratory (USA); "Fotorefrakcyjne optyczne sieci neuronowe" — B.H. Soffer, Y. Owechko, G.J. Dunning z Hughes Research Laboratory (USA). Z Polski również był jeden referat wygłoszony przez K. Chałasińską-Macukow z Uniwersytetu Warszawskiego pt. "Niekonwencjonalne korelatory optyczne". Niezwykle interesująca była sesja zamykająca, na której C. Hansen z California Institute of Technology mówiła na temat "Voyager: Wyprawa poza System Słoneczny", bogato ilustrując fascynującymi zdjęciami.

W Kongresie wzięło udział ok. 700 uczestników z ponad 28 krajów (147 — RFN, 77 — Japonia, 60 — USA, 48 — ZSRR, 45 — NRD, 43 — W. Brytania, 37 — Francja, 30 — Włochy, 29 — Hiszpania, 14 — Izrael, 14 — Polska, 14 — Węgry, 13 — Czechosłowacja, 11 — Chiny).

Jak zwykle w trakcie Kongresu odbyło się walne zebranie delegatów państw członkowskich ICO. Zostały wybrane nowe władze ICO na najbliższe trzy lata: przewodniczący - J.C.Dainty (Wlk.Brytania), były przewodniczący - J.W.Goodman (USA), sekretarz - P.Chavel (Francja), skarbnik - P.Hariharan (Australia), wiceprzewodniczący: T.Asakura (Japonia), A.Consortini (Włochy), F.Lanzl (RFN), G.Lubkovics (Węgry), K.K.Rebane (ZSRR), G.Sincerbox (USA), C.F.H.Veltzel (Holandia), M.J.Yzuel (Hiszpania).

Kongres był bardzo przyjemnie i sprawnie zorganizowany. Obrady odbywały się w Pałacu Zjazdów w centrum Garmisch-Partenkirchen. Przewidziane było również miejsce na spotkania i dyskusje towarzyskie w mniejszym gronie. Organizatorzy nie zapomnieli o atrakcjach towarzyskich. Uczestnicy Kongresu i osoby towarzyszące wzięły udział w wycieczce do klasztoru benedyktyńskiego i Muzeum Fraunhofera, w koncercie Orkiestry Drezdeńskiej oraz w bankiecie, na którym starym zwyczajem rozdano nagrody ICO. W trakcie Kongresu w kularach Pałacu otwarta była wystawa sprzętu optycznego.

Imprezą satelitarną, która rozpoczęła się zaraz po zakończeniu kongresu (12-16 sierpnia 1990) i odbywała się również w Pałacu Zjazdów w Garmisch-Partenkirchen była konferencja na temat "Optics in life science".

Następny kongres, ICO — 16 odbędzie się za trzy lata (9 - 13 sierpnia 1993) w Budapeszcie na Węgrzech a jego tematem będzie "Optics as a key to the high technology".

*Katarzyna Chałasińska-Macukow*

Instytut Geofizyki UW

*Adam Kujawski*

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

## XV Międzynarodowa Konferencja "Particle Tracks in Solids"

Minęło już ponad 30 lat od czasu kiedy po raz pierwszy stwierdzono (D.A. Young w 1958 r. oraz P.E. Price i R.M. Walter w 1962 r.), że naładowane cząstki przechodząc przez dielektryk w stanie stałym mogą wywołać w nim zaburzenia strukturalne wzdłuż swoich torów. Powstające w ten sposób ślady cząstek dają się ujawniać na drodze trawienia chemicznego i obserwacji mikroskopowych.

Ta metoda ujawniania śladów cząstek znalazła liczne zastosowania tak w badaniach o charakterze poznawczym jak i w zastosowaniach. Do dzisiaj ukazuje się na świecie średnio  $280 \pm 60$  prac rocznie na ten temat. Periodycznie odbywają się międzynarodowe konferencje poświęcone tej problematyce. Do tego właśnie rodzaju spotkań należy zaliczyć XV Międzynarodową Konferencję na temat śladów cząstek w ciałach stałych (Particle Tracks in Solids), która odbyła się w dniach 3–7 września 1990 r. w Marburgu (RFN) oraz towarzyszące jej sympozjum poświęcone ciężkim jonom w badaniach materiałowych. Sympozjum to zorganizowano w Centrum Akceleratorowym (GSI) w Darmstadcie. Na konferencji wygłoszono 277 referatów a podczas sympozjum przedstawiono ok. 40 komunikatów. Głównymi organizatorami byli prof. E. Schopper (honorowy przewodniczący) oraz prof. R. Brand (wiceprzewodniczący i prezes Międzynarodowego Towarzystwa Particle Tracks in Solids) jak również dr R. Spohr — przedstawiciel Laboratorium Akceleratorowego w Darmstadcie.

XV Konferencja "Particle Tracks in Solids" stała się okazją do oceny kierunków rozwoju badań w tej dziedzinie. Na podstawie przedstawionych referatów można obecnie wyróżnić następujące kategorie badań: mechanizmy powstawania śladów cząstek i właściwości umożliwiające ich rejestrację, zachowanie się śladów podczas ich trawienia chemicznego oraz zjawiska z tym związane, identyfikacja cząstek, ślady aktów rozpadu, promieniowanie kosmiczne, "stare" ślady cząstek, fizyka jądrowa i cząstek elementarnych, chemia materiałów detekcyjnych, dozymetria i różnorodne zastosowania.

Istnieje wiele ciał stałych, a przede wszystkim polimerów, które mogą być używane jako "mikrokomory jonizacyjne" do rejestracji śladów cząstek. Zakres ich zastosowań rozciąga się, jak już wspomniałem wyżej, od fizyki jądrowej i badań w dziedzinie promieniowania kosmicznego aż do wytwarzania filtrów i materiałów charakteryzujących się submikronowymi porami, znajdujących interesujące zastosowania praktyczne. Tematyka Konferencji koncentrowała się głównie na zagadnieniach powstawania śladów, ich trawienia oraz rejestracji. Wiele komunikatów było poświęconych zastosowaniu metody śladów do celów dozometrycznych (neutronów i  $^{222}\text{Rn}$ ), fizyki jądrowej i m.in. do określania wieku tworów geologicznych. W ostatnich latach można było zaobserwować wzrastające zainteresowanie badaniami struktury śladów w skali atomowej. Do tego celu zastosowano metody rentgenowskie, m.in. niskokątowe rozpraszanie i topografię, jak również wysokorozdzielczą mikroskopię elektronową. Badaczy interesują przede wszystkim zagadnienia, dlatego np. ślady szybkich ciężkich jonów obserwuje się głównie w dielektrykach, a nie wykrywa się ich w metalach i półprzewodnikach. Na konferencji przedstawiono tylko



jeden referat poświęcony obserwacji śladów ciężkich jonów w uporządkowanym stopie Ni-Zr naświetlonym w temperaturze 80 K jonami uranu o energii 3 GeV. Autor niniejszej notatki przedstawił komunikat na temat rentgenowskich efektów dyfrakcyjnych wywołanych szybkimi ciężkimi jonami uranu w monokryształach krzemu. Po raz pierwszy na tej drodze udało się określić zasięg zaburzeń wywołanych implantacją tych jonów.

Reasumując należy podkreślić, że badania śladów cząstek w ciałach stałych stale się rozwijają i stają się źródłem nowych tematów z pogranicza różnych dziedzin fizyki, chemii i innych nauk przyrodniczych. Znajdują też coraz szersze zastosowania techniczne.

Materiały konferencji zostaną opublikowane przez wydawnictwo Pergamon Press.

*Julian Auleytner*

Instytut Fizyki PAN

Warszawa

## RECENZJE

**H. Szydłowski** *Pracownia fizyczna*, PWN, Warszawa 1989, s. 545,  
wydanie VI zmienione, nakład 5000

Książka H. Szydłowskiego *Pracownia fizyczna* jest kolejnym, szóstym wydaniem. Jest ona, jak pisze sam Autor, poradnikiem dla studentów wykonujących ćwiczenia w pracowni fizycznej. Podręcznik wydany w formie książkowej przeznaczony jest dla studentów fizyki na uniwersytetach oraz na niektórych kierunkach w wyższych szkołach technicznych. Może też być pomocna dla studentów, dla których fizyka jest przedmiotem dodatkowym, tj. dla chemików, matematyków, biologów. Zawiera omówienie 108 zadań doświadczalnych, a wliczając w to wszystkie warianty pomiarowe, które można traktować jako pojedyncze zadania eksperymentalne, liczba ta powiększy się do 229. W książce tej opisano aparaturę stosowaną w Pracowni I Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu, a także omówiono sposób wykonania poszczególnych doświadczeń i opracowania wyników.

Do nowego wydania włączono opis kilkunastu (ok. 15) zupełnie nowych doświadczeń, część ćwiczeń starych, już klasycznych, pominięto. Wprowadzono rozdział "0" zawierający istotne dla czytelnika informacje o układzie podręcznika, o tym w jaki sposób z niego korzystać, przykłady opracowania wyników pomiarowych i łączenia obwodów elektrycznych. Z opisów doświadczeń usunięto także szczegółowe instrukcje, dotyczące sposobu wykonywania pomiarów i opracowywania wyników. W znacznym stopniu zmieniono rozdział dotyczący niepewności pomiarowych i analizy wyników, upraszczając rachunek matematyczny, przez co rozdział ten stał się bardziej przejrzysty.

Pierwszy rozdział poświęcony jest matematycznym metodom opracowywania wyników pomiarów z uwzględnieniem wybranych metod wnioskowania statystycznego. Drugi rozdział to opis budowy i zasady działania podstawowych przyrządów pomiarowych używanych w wielu doświadczeniach w różnego rodzaju pracowniach fizycznych. Następne rozdziały ( III,IV,V,VI ) to kolejno zadania doświadczalne z mechaniki, elektryczności i magnetyzmu, drgań i fal oraz termodynamicznych, elektrycznych i optycznych własności materii. Wewnątrz każdego rozdziału zadania pogrupowane są tematycznie, np. w mechanice są to gęstość, kinematyka i dynamika, własności sprężyste ciał stałych, dynamika bryły sztywnej, przepływ płynów. Poszczególne podrozdziały poprzedzone są wspólnym wstępem teoretycznym.

Każde zadanie doświadczalne zaczyna się od tytułu, w którym zawarty jest cel pomiaru. Po tytule znajduje się instrukcja metodyczna, w której jest informacja o stosowanych przyrządach oraz o podręcznikach, które pozwalają uzupełnić wiadomości. Następnie znajduje się wprowadzenie teoretyczne do danego zadania doświadczalnego, zwięzły opis aparatury oraz sposób wykonania pomiarów według kilku możliwych wariantów, oznaczonych symbolami A,B. . .

W rozdziale końcowym zamieszczono tablice jednostek i stałych fizycznych, parametrów materiałowych, niektóre wzory fizyczne i tablice niezbędne w pracy laboratoryjnej.

O wartości recenzowanej książki decyduje bogaty, tak pod względem liczby jak i atrakcyjnej tematyki, dobór zadań doświadczalnych, przewyższający pod tym względem istniejące u nas podręczniki i skrypty uczelniane do ćwiczeń z fizyki na poziomie I pracowni. Tematyka zadań jest unowocześniona w porównaniu z poprzednim wydaniem i dostosowana do wymagań współczesnej fizyki. Usunięto z poprzedniego wydania np. "rozszerzalność liniową ciał", "prawo Boyle'a i Mariotte'a", a wprowadzono "wyznaczanie ładunku elektronu metoda Millikana", "badanie przetworników fotoelektrycznych", "badanie elektronowego rezonansu paramagnetycznego (ERP)", itp.

Mimo, że mamy do czynienia z szóstym zmienionym wydaniem, w książce zauważyłem błędy drukarskie, terminologiczne, a także merytoryczne. Przytaczam ważniejsze z nich:

W wierszu 204<sup>3</sup> (tj. w 3-cim wierszu od góry na str. 204) zdanie "Zgodnie z definicją, siłę  $F$  możemy wyrazić przez czasową pochodną pędu, która w ruchu jednostajnym jest równa stosunkowi zmiany pędu do czasu  $p/t \dots$ " jest niepoprawne, powinno być: "w ruchu jednostajnie przyspieszonym" Inny przykład: na str. 282 określony jest błędnie zwrot siły elektrodynamicznej działającej na dolny bok ramki z prądem w polu magnetycznym (patrz rys. 15.5 i stwierdzenie w 12 wierszu od dołu "na dolny bok działa siła skierowana w górę"). Na str. 328 znajduje się zdanie "Wprowadzimy różniczkowe równanie ruchu dla napięcia...", które będzie poprawne, jeśli przez ruch będziemy rozumieli zmianę wartości napięcia. Zaś na str. 466 jest następujące błędne stwierdzenie: "W normalnych warunkach elektron nie może opuścić metalu. Musi on pokonać potencjał jonizacyjny, na co potrzebna jest pewna energia." Nie chodzi tu przecież o potencjał jonizacyjny, a o barierę potencjału na granicy metal-powietrze. Równanie 6.13 na str. 153 powinno być w zapisie wektorowym. Wzór 1.1 na str. 40 mający ilustrować definicję pojęcia miary  $A$  wielkości fizycznej, przez zastosowanie 3 liter " $A$ " tylko niepotrzebnie ją skomplikował, tym bardziej, że kilka wierszy dalej litera tej użyto w zdaniu (4.wiersz od dołu) "zmierzono wzrost pana A...". Podobne niekonsekwencje w oznaczaniu stwierdziłem w wielu przypadkach, a oto niektóre z nich. W wierszu 105<sup>3</sup>  $U_s$  oznacza napięcie fazy  $S$ , trzy wiersze dalej to samo  $U_s$  zastosowano do napięcia skutecznego, zresztą źle zdefiniowanego, jako  $U_s = U_0\sqrt{2}$ . Inny przykład: na str. 240 w ćwiczeniu "wyznaczanie ładunku elektronu metodą Millikana" we wzorze 12.21 literą  $e$  oznaczono ładunek zgromadzony na kulce. Ładunek elektronu w tym ćwiczeniu Autor oznacza  $e^*$ , aby na str. 263 we wzorze 14.5 wrócić do oznaczenia ładunku elektronu litera  $e$ . Tego typu niekonsekwencje są wysoce niedydaktyczne, tym bardziej, że książka ta adresowana jest do studentów pierwszych lat studiów.

Nagannym jest stosowanie w książce przeznaczonej dla studentów żargonu. Nie można pisać:

127<sup>5</sup>: "pole magnetyczne określa przybliżony wzór...",

128<sup>3</sup>: "pole to oblicza się ze wzoru...",

128<sup>9</sup>: "pole do kilku MAm<sup>-1</sup>...",

233<sup>1</sup>: "badanie zależności pola magnetycznego od odległości...",

264<sub>5</sub>: "otrzymujemy wyrażenie na prąd anody...",

297<sup>9</sup>: "prąd  $I$  wyrazić można wzorem...",

366<sup>8</sup>: "prąd przewodzony  $j$ , który jest proporcjonalny..." itp.

W książce można spotkać także tabele zawierające wiele liczb bez podania jednostek, w których te wielkości są wyrażone (patrz str.27 tab. 0.1 lub str. 243, tab. 12.1 i 12.2), co stanowi zły przykład dla studentów. Powyższy mankament dotyczy także wielkości fizycznych w wierszu 28<sup>8</sup> i wierszu 58<sup>14</sup>.

W podrozdziale 1.3 w tabelach i na rysunkach znajduje się wielkość  $\epsilon$ , która nie jest w tekście zdefiniowana (tab.1.2 i 1.3 ,rys.1.2 i 1.3 ). W rozdziale III na stronach 156 i 157 w opisie przyrządu zamieszczonego na rys. 6.9 są bramki P1 i P2, których na rysunku nie ma. W spisie literatury na str.12 symbolem S1 oznaczono dwie różne pozycje literatury: S. Szczeniowskiego *Fizyka doświadczalna* cz.1 i R. Śledziewskiego *Elektronika dla fizyków*.

A oto kolejne zauważone błędy :

16<sup>4</sup>: powinno być (p.b)  $g = \frac{4\pi^2 l}{T^2}$  zamiast  $d = \frac{4\pi^2 l}{T^2}$ ,

16<sub>14</sub>: p.b.  $9.9 - 9.81 \leq 0.9$  zamiast  $9.9 - 8.1 \leq 0.9$ ,

21<sub>8</sub>: p.b.  $\check{S}_T = \sqrt{S_T^2 + \frac{1}{3}(\Delta T)^2}$  zamiast  $\check{S}_T \sqrt{(\check{S}_T^2 + \frac{1}{3}(\Delta T)^2)}$ ,

44<sup>12</sup>: p.b.  $\Delta_k x = 0.01$  A zamiast  $\Delta x = 0.02$ A ,

47<sub>1</sub> i 48<sup>2</sup>: p.b.  $(x_i - \bar{x})$  zamiast  $(x_i - x)$ ,

48<sub>2</sub>: p.b.  $P(2Sx) = 0.9954$  zamiast  $P(2Sx) = 9.954$ ,

52 (wzór 1.21): p.b.  $\check{S}\bar{x} =$  zamiast  $\check{S}x =$ ,

53<sup>21</sup>: p.b. "dla prostoty" zamiast "dla prostych",

53 (wzór 1.25): p.b.  $\forall \epsilon_\kappa^2$  zamiast  $y\epsilon_\kappa^2$ ,

367<sub>6</sub>: p.b.  $F = dp/dt$  zamiast  $F = p/t$ .

Reasumując, należy stwierdzić, że przytoczone błędy nie mogą podważyć najistotniejszej wartości książki, którą stanowi bogactwo pomysłowych zadań laboratoryjnych. Recenzowana książka jako podręcznik dla studentów pierwszych lat będzie z pewnością w stałym użyciu. Jestem jednak przekonany, że będzie ona lepiej spełniać swoją rolę jeśli usunięte zostaną omówione powyżej usterki.

Marek Sowa

Instytut Fizyki UMCS

Lublin

## LIST DO REDAKCJI

## W kwestii terminologicznej

Ostatnio coraz większą popularność uzyskuje angielski termin *anyon* występujący w opisie układów dwuwymiarowych. Według artykułu, jaki ukazał się na str. 17 w numerze listopadowym *Physics Today* z 1989 r. "*anyons* można sobie wyobrażać jako cząstki niosące zarówno ładunek elektryczny, jak i strumień magnetyczny. Frank Wilczek nazwał takie obiekty *anyons* w 1982 r. w trzeciej z serii prac..."

Uważam, że należy zastanowić się nad polską wersją tego terminu. Pierwsza możliwość, jaka przychodzi do głowy, to "anion", ale jest ona identyczna z istniejącym już "anionem" jako dopełnieniem pary z "kationem". Dla znalezienia lepszej propozycji zajrzyjmy do wspomnianej pracy Wilczka [1] z 1982 r., w której napisano m.in.: "Jeśli istnieje uogólniony związek spinu ze statystyką, to musimy oczekiwać, że układy złożone: cząstka – rurka strumienia, mają niezwykle statystykę leżącą pomiędzy bozonami a fermionami. Skoro zamiana dwóch takich cząstek może dać dowolną (*any*) fazę, nazwę je ogólnie *anyons*." Teraz widzimy, jaka jest etymologia tego słowa – jest to po prostu angielski zaimek "any" z grecką końcówką "-on", która okazała się bardzo płodna dając nazwy różnych cząstek: elektron, foton, proton, neutron, mezon, bozon, fermion itd.. To wyjaśnienie etymologii pozwala zauważyć, że *anyon* w angielskiej wymowie brzmi [énion] z zupełnie innym początkiem, niż angielski *anion* [an'ajon], który jest parą do *cation* [kat'ajon].

Z tych przeto powodów proponuję na *anyon* polski odpowiednik "enion". W ten sposób zachowamy identyczną wymowę z angielskim oryginałem, choć pisownia będzie inna. Takie sposoby przyswajania słów obcych w języku polskim już się zdarzały, jak np. "aut" z *out*, "nokaut" z *knock-out*, czy "mecz" z *match*.

*Postępy Fizyki* zajmują wyjątkowe miejsce w polskim piśmiennictwie fizycznym. Tu w artykułach przeglądowych pojawiają się po raz pierwszy polskie odpowiedniki nowych terminów angielskich, które tworzone są w oszałamiającym tempie. Może uda się tym moim listem wpłynąć na ugruntowanie terminu "enion" wśród polskich fizyków.

*Bernard Jancewicz*

Instytut Fizyki Teoretycznej

Uniwersytet Wrocławski

Wrocław

- [1] Frank Wilczek, "Quantum mechanics of fractional spin particles", *Phys.Rev.Lett.* **49**, 957 (1982).

## K R O N I K A

## PTF

*Oddział Wrocławski PTF*

Powszechnie znane są trudności pracy społecznej w Polsce okresu wielkich przemian polityczno-gospodarczych. Trudności te nie omijają Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Zarząd Oddziału Wrocławskiego wybrany w marcu 1990 r. (patrz *Postępy Fizyki* 41, 303 (1990)) dostrzegając powolny uwiąd działalności Towarzystwa próbował temu zaradzić. Na skierowaną do różnych związków z fizyką instytucji pisemną prośbę o przygotowanie wykładów przedstawiających te placówki odzew był mizerny. Na zapowiadane odczyty PTF przychodziło niewiele osób, stanowiących drobny ułamek członków Towarzystwa. Zaległości w płaceniu składek są ostatnią niechwalebą sprawą, jaką warto tu wymienić.

Przed kompletną rezygnacją z wszelkiej działalności Zarząd podjął ciekawą próbę ożywienia środowiska wrocławskich fizyków. W lutym 1991 r. ukazało się drukowane offsetem piśmko *WIF — Wrocławski Informator Fizyków*, a w nim m.in. notatka "Kryzys we wrocławskim PTF?". Warto przytoczyć jej fragmenty "Może minęły czasy, kiedy przynależność do towarzystwa naukowego nobilitowała, a zarazem zobowiązywała? Trudno pogodzić się z myślą o zmierzchu uczonego-humanisty zainteresowanego nie tylko działką fizyki przez siebie uprawianą. Rozumiemy, że obecna sytuacja w kraju daje wiele innych możliwości działania. Czy ma to jednak oznaczyć upadek Towarzystwa o tak bogatej historii i wielu zasługach? (...) A może potrzebna jest po prostu nowa *formuła* działa-

nia? Chcemy rozbudzić ostygłe zainteresowania tym, co się dzieje choćby we Wrocławiu. Czekamy na wszelkie propozycje, które życzliwie zostaną przyjęte przez Zarząd Oddziału."

W piśmku znalazła się również ankieta z siedmioma pytaniami, z których przytoczę trzy:

1. Czy spotkał się Pan w ciągu ostatnich trzech lat z działalnością Wrocławskiego Oddziału PTF?

2. Czy celowe wydaje się Panu kontynuowanie działalności Oddziału w dotychczasowej formie?

3. Czy chce Pan uczestniczyć w pracach Zarządu Oddziału?

Biuletyn *WIF* redagowany z pasją przez pomysłodawcę dra Pawła Tomaszewskiego, sekretarza Zarządu, ukazywał się odtąd z miesięczną regularnością. Refleksje nad kondycją PTF zawierały ostrą krytykę przeszłości ("...odwrócić złą passę poprzedników", "działalność w tak skromnym i ograniczonym zakresie jak dotychczas — bez Olimpiad Fizycznych, bez spotkań z młodzieżą, bez kontaktów z przemysłem") tudzież sugestie radykalnych zmian ("...nie ulega wątpliwości, że są dziś konieczne nowe wybory Zarządu"). Po opisie trudności z szukaniem chętnych do wygłaszania referatów padły drażliwe pytania: "Czyżby we Wrocławiu nic się nie działo? Czym więc zajmuje się kilkudziesięciu profesorów i docentów fizyki?".

Poza tym *WIF* zamieszczał informacje o terminach i tytułach referatów na różnych seminariach instytucyjnych, kalendarz konferencji i szkół organizowanych przez ośrodek wrocławski oraz oferty pracy dla fizyków. W numerze kwietniowym podano wy-

niki ankiety. Poza nikłym uczestnictwem ilościowym (20 osób) zauważono przewagę postawy biernej: na pytanie drugie odpowiadano twierdząco, ale na trzecie przecząco.

Niestety krytyka dotychczasowej działalności nie była rzetelna. W zeszytce majowym ukazała się polemika wyjaśniająca, że w 1989 r. odbyły się cztery posiedzenia naukowe, a nie dwa, jak to było napisane. Poza tym w 1989 r. były trzy wykłady dla uczniów szkół średnich, a w całej kadencji siedem i to z ogromną frekwencją, co przeczy zarzutom o braku spotkań z młodzieżą. Czytamy też taką uwagę: "Retoryczne pytanie, co robi kilkudziesięciu profesorów i docentów (...) jest nieuzasadnione, gdyż siedem osób zgłosiło chęć referatów, o czym wiedział p. Tomaszewski pisząc swoje pesymistyczne refleksje." Niejako w odpowiedzi na tę polemikę ten sam numer *WIF* zamieszcza obszerną dokumentację statystyczno-historyczną o Oddziale Wrocławskim PTF.

Swoistą pointą tej sprawy jest fakt, iż 9 maja na Walnym Zebraniu Oddziału dowiedzieliśmy się, że dr Paweł Tomaszewski z powodu wyjazdu zagranicznego zrezygnował z funkcji sekretarza Zarządu. Powodów rezygnacji było więcej (dr Tomaszewski wymienił je wszystkie w swoim piśmie do Zarządu), ale ten jeden wystarczy w myśl słynnego powiedzenia Napoleona o braku armat. Skarbnika nie ma od jesieni zeszłego roku, bo już wyjechał. Do wyborów nowego Zarządu Oddziału jednak nie doszło.

*Bernard Jancewicz*

## XL Olimpiada Fizyczna

W roku szkolnym 1990/91 w zawodach XL Olimpiady Fizycznej wzięło udział w

stopniu: wstępnym — 1040 uczniów z 245 szkół (w tym 183 uczniów z 42 techników), pierwszym — 1080 uczniów z 324 szkół (w tym 161 uczniów z 51 techników), drugim (części teoretycznej) — 693 uczniów z 224 szkół (w tym 94 uczniów z 32 techników), drugim (części doświadczalnej) — 187 uczniów ze 113 szkół (w tym 25 uczniów z 12 techników), trzecim — 73 uczniów (w tym 3 dziewcząt).

Porównanie z ubiegłym rokiem, zarówno liczby uczestników biorących udział w stopniach wstępnych (ok. 1200 uczestników do blisko 1040) jak i liczby szkół (ok. 330 do 324) wskazuje na pewną stabilizację liczby uczestników i szkół, jakkolwiek trzeba prowadzić obserwację przez czas dłuższy by móc stwierdzić, że mamy do czynienia ze zjawiskiem trwałym. Jedno nie ulega wątpliwości: uczestnicy tegorocznych zawodów to z pewnością miłośnicy fizyki, jako że przysługujące dawniej przywileje finalistów i laureatów zdecydowanie straciły na wartości i tylko próba zmierzenia się z samym sobą i kolegami mogła być czynnikiem zachęcającym do uczestnictwa.

Do zawodów finałowych dopuszczono 73 uczestników. Spośród nich wyłoniono 28 laureatów, a pierwszych dziesięciu z nich to:

- 1) Michał Rams z XII LO w Krakowie, uczeń mgra Tomasza Turka,
- 2) Leszek Motyka z V LO im. A.Witkowskiego w Krakowie, uczeń mgra Marka Cygana,
- 3) Jacek Pliszka z Zesp. Szkół Ogóln. LO im. T.Kościuszki w Łomży, uczeń mgr Wandy Kęciak,
- 4) Kacper Sokółowski z I LO im. M.Kopernika w Łodzi, uczeń mgr Stefanii Łakomickiej,
- 5) Olgierd Cybulski z Zesp.Szkół Ogóln. im. St. Dubois w Koszalinie, uczeń mgra Stefana Turowskiego,
- 6) Krzysztof Giaro z I LO im. M.Kopernika z Gdańska, uczeń mgr Krystyny Sadłow-



skiej,

7) Marek Michałkiewicz z Zesp. Szkół Ogóln. LO im. Wł. Broniewskiego w Bolestawcu, uczeń mgr Ireny Bazan,

8) Cezary Śliwa z LX LO im. W. Górskiego w Warszawie, uczeń mgr Teresy Lipnickiej,

9) Marcin Sieprawski z Zesp. Szkół Elektryczno-Mechanicznych w Skawinie, uczeń mgra Jerzego Wątor,

10) Ewa Czuchry z I LO im. A. Mickiewicza w Białymstoku, uczennica mgr. Eugeniusza Dawidziuka.

W tegorocznej Olimpiadzie laureatem zostawało się zdobywając więcej niż 62 punkty na 100 możliwych. Najlepszy zawodnik, Michał Rams uzyskał 97 punktów, co jest niewątpliwie dużym osiągnięciem. Laureatkami są dwie uczennice i jak tak dalej pójdzie to przestaniemy pisać jako o ewenemencie o uczennicach, a zaczniemy o uczniach (w ub. roku była jedna a zatem wzrost 100% rok po roku). Wśród laureatów większość to uczniowie klas czwartych. Niestety, w przeciwieństwie do ub. roku nie ma drugoklasistów. Jeden uczestnik, Cezary Śliwa, to absolutny weteran, który laureatem został po raz czwarty. Tak jak w ub. roku łodzianie, tak w tym dominowali krakowianie z których pięciu zostało laureatami. Podkreślić należy sukcesy dwóch uczniów z ZSO im. Stanisława Dubois w Koszalinie i dwóch z Zesp. Szkół Elektryczno-Mechanicznych w Skawinie. Tegoroczni laureaci reprezentują wszystkie okręgi Olimpiady Fizycznej. Michał Rams, Krzysztof Giaro i Przemysław Repetowicz zostali ponadto wyróżnieni za rozwiązanie zadania doświadczalnego.

Wyniki zawodów drugiego stopnia były w tym roku nadzwyczaj dobre co mogłoby sugerować, że były zbyt łatwe zadania. Tak jednak nie było, gdyż również wyniki finałów należy oceniać bardzo wysoko. Nie obniża tej oceny fakt, że stosunkowo łatwe było zadanie doświadczalne (wyznaczanie siły napięcia drutu za pomocą pomiaru

częstości fal dźwiękowych i pomiaru oporności drutu molibdenowego), gdyż Komitet Główny, mając to na uwadze, przedstawił uczestnikom zawodów finałowych dość trudny zestaw zadań teoretycznych. Jeśli chodzi o zadanie doświadczalne to okazało się, nie po raz pierwszy, że bardzo trudno utrafić w złoty środek i dawane przez nas zadania są albo trudne albo łatwe. Wzorem lat ubiegłych jedno z zadań — tym razem z termodynamiki — nawiązywało tematycznie do zadanego wcześniej w stopniu pierwszym. Trzeba przyznać, że uczniowie wzięli sobie do serca niepowodzenia ubiegłoroczne (zadanie z termodynamiki wypadło bardzo słabo) i w tegorocznym finale osiągnęli zdecydowanie lepsze wyniki. Wieleletnie doświadczenie wskazuje bowiem, że zadania z termodynamiki sprawiają, nie tylko uczniom, ogromne kłopoty. Jak co roku podkreślamy, że wskazuje to na systematyczne braki w nauczaniu szkolnym ale, naszym zdaniem, jest to wynik lekceważenia termodynamiki również w nauczaniu uniwersyteckim. Zadanie z mechaniki o ruchu rozpadającego się na dwie części satelity było, jak się okazało słusznie, uważane przez Komitet Główny za bardzo trudne i mimo że w sposób pełny nie rozwiązał go żaden uczestnik finału to jednak spora liczba uczniów, ku miłemu zaskoczeniu, przedstawiła rozwiązania częściowe. Zadanie z elektryczności było zadaniem jak to określamy "rzemieślniczym", ponieważ można je było rozwiązać dużym nakładem pracy, stosując utarty schemat, ale rozwiązanie można było także znaleźć, jak to się mówi, "sposobem". Wyniki w przypadku takich zadań są typowe, tzn. albo jest pełne rozwiązanie albo nie ma żadnego.

Zdecydowanie wyróżnić trzeba pracę dwóch nauczycielek i trzech nauczycieli, Pań Magister Krystyny Sadłowskiej z I LO im. M. Kopernika z Gdańska i Elżbiety Schwermer z I LO im. K. Marcinkowskiego w Poznaniu oraz Panów Ma-

gistrów Marka Cygana z V LO im. A. Witkowskiego w Krakowie, Stefana Turowskiego z Zespołu Szkół Ogólnokształcących w Koszalinie i Jerzego Wątor z Zespołu Szkół Elektryczno-Mechanicznych w Skawinie, którzy wychowali po dwóch laureatów.

Pięciu laureatów, zdobywców miejsc od pierwszego do piątego, są naszymi reprezentantami na 22 Olimpiadzie Międzynarodowej na Kubie.

Dnia 27 maja 1991 r., w sali Audytorium Maximum Uniwersytetu Warszawskiego odbyło się uroczyste zakończenie jubileuszowej XL Olimpiady Fizycznej i rozdanie nagród oraz dyplomów laureatom i ich nauczycielom. Kilku osobom, najbardziej zasłużonym dla Olimpiady Fizycznej, wręczono Medale Edukacji Narodowej i medale "Za zasługi dla oświaty". I tak medale Edukacji Narodowej otrzymali między innymi: dr Jan Budziński z Uniwersytetu Szczecińskiego, dr Henryk Kołodziej z WSP w Częstochowie, mgr Barbara Kostańska-Sekulska z UMK w Toruniu, dr Anna Maryanowska z UAM w Poznaniu, dr Andrzej Nadolny z IF PAN w Warszawie oraz dr Wiesław Pusz z UW.

W trakcie uroczystości prof. Łukasz A. Turcki z Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN wygłosił wykład pt. "Kształt, forma, miara i podobieństwo w przyrodzie".

*Mirosław Hamera*

### Fundacja "Pro Physica"

Na początku 1990 r. grupa pracowników Instytutu Fizyki PAN, powodowana chęcią zwiększenia wpływu na kształtowanie swego środowiska naukowego przez samych naukowców, podjęła inicjatywę utworzenia fundacji mającej na celu wspieranie wszelkich działań zmierzających do szeroko ro-

zumianego rozwoju fizyki. W celu pozyskania dla tej idei jak największej aprobaty wśród fizyków, pomysłodawcy rozesłali informacje o swoich zamierzeniach do wszystkich ośrodków naukowych w kraju. W wyniku powstało około pięćdziesięcioosobowe grono założycieli fundacji grupujące ludzi z różnych instytutów naukowych i wyższych uczelni. Wśród założycieli znalazło się również — jako osoba prawna — Polskie Towarzystwo Fizyczne. W październiku 1990 r. odbyło się zebranie założycielskie, na którym uchwalono statut, wybrano Zarząd Fundacji i przyjęto nazwę Fundacja "Pro Physica". W maju 1991 r. Fundacja została wpisana do rejestru i rozpoczęła swoją działalność. Wybrana została ósmioosobowa Rada Fundacji: prof. Stefan Pokorski (UW) — przewodniczący, prof. Marian Grynberg (UW) — zastępca przewodniczącego, prof. Jerzy Czerwonko (Pol. Wrocław), prof. Sylwester Porowski (ZWC PAN), dr Zbigniew Romaszewski, prof. Jan Stankowski (IFM PAN), prof. Andrzej Szytuła (UJ), oraz — jako przedstawiciel PTF — prof. Zdzisław Wilhelmi. Powstał też Zarząd Fundacji w następującym składzie: doc. dr hab. Jacek Kossut — prezes, doc. dr hab. Tadeusz Suski (Zakład Wysokich Ciśnień PAN) — wiceprezes oraz dr Perła Kacman i dr Mirosław Łukaszewski (z Instytutu Fizyki PAN).

Zgodnie ze statutem Fundacja "Pro Physica" będzie gromadzić środki finansowe i materialne (m.in. poprzez prowadzenie działalności gospodarczej) na wspieranie wszelkich inicjatyw naukowych, wydawniczych, popularyzatorskich itp. związanych z fizyką. Należy podkreślić, że Fundacja może być pośrednikiem w przekazywaniu różnego rodzaju informacji jak również darów (finansowych, materialnych), których przekazanie inną drogą byłoby niemożliwe, bądź nieopłacalne.

Skuteczna, a więc odczuwalna dla wszy-

stkich działalność Fundacji będzie jednak możliwa tylko wtedy, jeśli spotka się z poparciem całego środowiska związanego z fizyką polską. Nie chodzi tu wyłącznie o wsparcie finansowe (konto fundacji "Pro Physica": PKO IX Oddział w Warszawie nr. 1599-314761-132-3), lecz przede wszystkim o różnego rodzaju inicjatywy, pomysły, sugestie i informacje dotyczące szeroko pojętych problemów fizyków i fizyki w Polsce, które prosimy kierować do Zarządu Fundacji na adres: Fundacja "Pro Physica", Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel: 432509, telex: 812468, fax: 430926, email: MAF02@PLEARN.

*Jacek Kossut*

### Europejskie Towarzystwo Optyczne

W dniu 12 marca 1991 r. powołano do życia Europejskie Towarzystwo Optyczne. Zebranie założycielskie odbyło się w Hadze w Centrum Kongresowym w czasie Europejskiego Kongresu Optycznego ECO-4. Organizatorami zebrania i równocześnie inicjatorami utworzenia Towarzystwa byli członkowie zarządu Europejskiej Federacji Optyki Stosowanej (Europtica — The European Federation of Applied Optics) oraz członkowie zarządu Sekcji Optyki Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (Optics Division of the European Physical Society). Przedstawiciele Europtica, H. Walter (Niemcy), P. Bozec (Francja) oraz Sekcji Optyki EPS J. Bulabois (Francja), H.A. Ferwerda (Holandia) i J.J. Stamnes (Norwegia), prowadzili od kilku miesięcy rozmowy na temat połączenia obu organizacji w celu zintensyfikowania międzynarodowej współpracy w zakresie optyki stosowanej.

Członkami Towarzystwa mogą być zarówno stowarzyszenia narodowe jak i

osoby indywidualne. Członkami założycielami Europejskiego Towarzystwa Optycznego zostało 14 stowarzyszeń narodowych należących uprzednio do Europtica lub Sekcji Optyki EPS oraz 22 indywidualnych członków, uczestników zebrania. Z Polski weszły trzy organizacje: Polski Komitet Optoelektroniki, Sekcja Optyki PTF i Sekcja Optyki SIMP, reprezentowane w Hadze przez dra Andrzeja Domańskiego z Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Decyzją zebranych dotychczasowa grupa inicjatywna przekształcona została w tymczasowy zarząd Towarzystwa w składzie: H. Walter (Niemcy) — przewodniczący, J. Bulabois (Francja) — wiceprzewodniczący, H.A. Ferwerda (Holandia) — wiceprzewodniczący, J.J. Stamnes (Norwegia) — sekretarz, P. Bozec (Francja) — skarbnik. Jego zadaniem jest praca nad organizacją Towarzystwa, ustalenie polityki finansowej, nawiązanie współpracy z istniejącymi organizacjami narodowymi i międzynarodowymi oraz przygotowanie w ciągu najbliższego roku wyborów zarządu. Tymczasowa siedziba Towarzystwa mieści się w Instytucie Optyki w Orsay pod Paryżem w biurach Francuskiego Towarzystwa Optycznego.

*Katarzyna Chałasińska-Macukow  
Andrzej Domański*

### Wolfgang Paul doktorem *h.c.* Politechniki Poznańskiej

Politechnika Poznańska nadała tytuł doktora *honoris causa* Wolfgangowi Paulowi, profesorowi emerytowanemu Uniwersytetu w Bonn. Uroczysta promocja odbyła się 10 października 1990 w Pałacu Działyńskich, laudatio wygłosił prof. Jerzy Dembczyński.

Z tej okazji w dniach poprzedzających (8-9 października) Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej zorganizował między-

narodowe kolokwium "New trends in atomic physics", na którym referaty wygłosili wybitni specjaliści niemieccy i polscy. Na zakończenie kolokwium wystąpił prof. Paul, który ze swadą i bardzo interesująco przedstawił przebieg swoich badań i rozwój idei pułapkowania neutronów.



Prof. W. Paul (po lewej) i prof. J. Dembczyński w czasie promocji doktorskiej

Wolfgang Paul urodził się 10 sierpnia 1913 r. w Lorenzkirch w Saksonii. Studiował na Uniwersytecie w Monachium i na Politechnice w Charlottenburgu. W 1944 r. habilitował się na Uniwersytecie w Bonn. Od wczesnych lat swojej działalności zajmował się wiązkami cząstek naładowanych i obojętnych znajdujących się w polach elektrycznych i magnetycznych, koncentrując się na wprowadzeniu i udoskonalaniu filtrów mas i pułapek jonowych. Pułapka Paula składa się z pierścieniowej elektrody w kształcie hiperboloidy obrotowej oraz dwóch elektrod zamykających pułapkę z góry i z dołu. Pomiędzy elektrodą pierścieniową i przykrywającą przykładają się napięcie wysokiej częstości. W elektrodach wykonane są otwory pozwalające wprowadzić cząstki naładowane, które oscylują w gradencie pola. Zastosowanie pułapki jonowej do badania elektronów pozwoliło wyznaczyć czynnik giromagnetyczny  $g$  z dokładnością do 11 cyfr znaczących. Natomiast zaproponowana przez Paula i Freburga so-

czewka atomowa) pozwala zbudować pułapki również dla cząstek neutralnych — atomów. Za pomocą innego wariantu pułapki magnetycznej w postaci sześciopolo-wego torusa Paul i współpracownicy przeprowadzili eksperyment gromadzenia zimnych neutronów. W 1978 r., chłodząc promieniowaniem laserowym zgromadzono w pułapce Paula chmurę 25 jonów baru. Dalszym osiągnięciem było zamknięcie w pułapce pojedynczego jonu baru schłodzonego poniżej 10 mK za pomocą fluorescencji wzbudzonej promieniowaniem laserowym.

Paul od 1952 r. aż do przejścia na emeryturę w 1980 r. był dyrektorem Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Bonn, a ponadto w latach 1960–62 przewodniczącym zarządu ośrodka badań jądrowych w Jülich, w latach 1965–67 dyrektorem Wydziału Fizyki Jądrowej w CERN-ie, w latach 1971–73 dyrektorem zarządzającym DESY w Hamburgu. Jest doktorem *honoris causa* Uniwersytetu w Uppsali i Politechniki w Akwizgranie. W 1989 r. wraz z N. Ramseyem i H. Dehmlem otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki.

W latach 1979–89 Wolfgang Paul był prezesem Fundacji im. Aleksandra Humboldta. W tym okresie odbywał niezliczone podróże, w czasie których spotykał się z byłymi stypendystami Fundacji, podkreślał znaczenie kontynuowania ich kontaktów z ośrodkami niemieckimi oraz akcentował przynależność wszystkich stypendystów do jednej wielkiej światowej rodziny. Z Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej na stypendiach naukowych finansowanych przez Fundację Humboldta przebywały 4 osoby (łącznie 17 osób z Politechniki Poznańskiej). Do r. 1990 prof. Paul odwiedził Instytut Fizyki PP dwukrotnie. Pierwszy raz w maju 1986, gdy przekazywał Instytutowi dar Fundacji — jednodimowy przestrajalny pierścieniowy laser barwnikowy. Otrzymanie tego kosztownego

urządzenia było możliwe tylko dzięki jego ogromnemu osobistemu poparciu. Po raz drugi odwiedził prof. Paul Instytut Fizyki PP w październiku 1989 podczas swego pobytu w Poznaniu na zjeździe naukowym inaugurującym powstanie Societas Humboldtiana Polonorum, towarzystwa zrzeszającego wszystkich stypendystów Fundacji Humboldta w Polsce.

Od lat istnieją silne związki między fizykami atomowymi z Uniwersytetu w Bonn i z Instytutu Fizyki PP. W latach 1976–78 prof. Jerzy Dembczyński przebywał w Bonn jako stypendysta Fundacji Humboldta, a później na licznych stażach naukowych. W Bonn pracowało też kilku jego współpracowników. Powstanie uprawianej obecnie w Instytucie Fizyki PP spektroskopii laserowej było możliwe dzięki wsparciu prof. Paula oraz innych fizyków z Bonn.

Osiągnięcia naukowe Wolfganga Paula są istotne zarówno dla fizyki i techniki jądrowej jak i spektroskopii atomowej. Potrafi on przy zastosowaniu swoich pomysłów łączyć wiele odległych dziedzin, inspirując innych badaczy do dalszego rozwijania jego idei.

*Bronisław Arcimowicz*

### Medal Holwecka

Medal Holwecka za r. 1991 otrzymał Alain Aspect z École Normale Supérieure i z Collège de France za wkład do badań teoretycznych i doświadczalnych ultrazimnych atomów.

W latach 1974–84 Aspect pracował w Instytucie Optyki w Orsay nad doświadczalnym sprawdzeniem nierówności Bella. Później, w École Normale, zajmował się chłodzeniem laserowym i pułapkowaniem neutralnych atomów. W 1987 r. jego grupa wyjaśniła nowy mechanizm chłodzenia wyko-

rzystujący emisję wymuszoną, tzw. chłodzenie Syzyfa. W 1988 r. Aspect wraz ze współpracownikami zademonstrował zupełnie nowy sposób chłodzenia polegający na pompowaniu optycznym w przestrzeni prędkości, co powoduje, że wiązka lasera zachowuje się jak demon Maxwella kumulujący atomy w małej objętości przestrzeni fazowej.

Medal Holwecka przyznają co roku wspólnie Francuskie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki dla upamiętnienia Fernanda Holwecka, fizyka francuskiego zamordowanego w czasie II wojny światowej przez Niemców.

*Phys. World* 4, No 6 (1991) *B. W.*

### Europejskie źródła neutronów

Reprezentanci 9 krajów Wspólnoty Europejskiej i Komisji EWG, obradujący pod przewodnictwem prof. J.E. Enderby z Uniwersytetu w Bristolu stwierdzili, że: "aby wiodąca rola Europy w badaniach fazy skondensowanej materii przy użyciu rozpraszania neutronów była w przyszłości zachowana, niezbędne są natychmiastowe działania". Profesor J.E. Enderby był jednym z dyrektorów Instytutu Lauego-Langevina (ILL) w Grenoble we Francji. Instytut ten jest najważniejszym europejskim reaktorowym ośrodkiem badawczym prowadzącym badania fazy skondensowanej, w którym wykorzystuje się technikę rozpraszania neutronów. Został on stworzony na początku lat siedemdziesiątych przez Francję, RFN i Wielką Brytanię. Obecnie członkami ILL są również Hiszpania, Szwajcaria i Austria.

Raport ekspertów, przedstawiony w grudniu ub. r. Komitetowi Doradczemu ds. Dużych Urządzeń Komisji Nauki, Badań i Rozwoju EWG, sugeruje pełniejsze wykorzystanie narodowych ośrodków reaktorowych i dalszy intensywniejszy rozwój ich

współpracy. Krótko- i długoterminowe inwestycje winny być prowadzone tak, aby w przyszłości można było zastąpić reaktor w ILL nowym źródłem neutronów. Reaktor w ILL zakończy bowiem pracę w 2010 r. Aby zaprojektować, zbudować i uruchomić nowy reaktor potrzeba ok. 15 lat.

W badaniach fazy skondensowanej metodą rozpraszania neutronów stosowane są dwa rodzaje źródeł neutronów: stacjonarne (reaktory) i impulsowe (źródła spalacyjne, reaktory impulsowe).

Pierwsze eksperymenty neutronograficzne prowadzono przy reaktorach zaprojektowanych do innych badań. Pierwszy reaktor, który został zbudowany specjalnie do badań wykorzystujących metodę rozpraszania neutronów termicznych powstał dopiero w latach sześćdziesiątych. Dokonywano w tym czasie również adaptacji wielu reaktorów tak, aby mogły one służyć do tego celu.

Reaktor w ILL zbudowano w 1971 r. specjalnie do badań wykorzystujących technikę rozpraszania neutronów. Moc tego reaktora wynosi 58 MW, strumień neutronów termicznych  $1.5 \times 10^{15}$  neutronów  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . W reaktorze tym zainstalowano jedno źródło gorących (200 meV) i dwa źródła zimnych neutronów (5 meV). Jest on wyposażony w 30 spektrometrów i dyfraktometrów różnych typów. Najnowszym europejskim reaktorem jest obecnie reaktor w Laboratoire Léon Brillouin (LLB) w Saclay we Francji. Został on zbudowany w 1980 r. Jego moc wynosi 0.25, a strumień 0.2 odpowiednich wielkości reaktora w ILL. Jest on wyposażony w 21 urządzeń badawczych. W RFN, po zwiększeniu mocy reaktora w Instytucie Hahn-Meitner (IMI) posiadany potencjał badawczy będzie jedynie o połowę mniejszy od reaktora w ILL. W Europie znajduje się jeszcze ok. 10 innych mniejszych reaktorów, których średni wiek wynosi ok. 30 lat.

Należałoby zachować istniejące reaktory

średniej mocy. Przy tych reaktorach można bowiem prowadzić eksperymenty nie wymagające dużych strumieni neutronów, np. prace dotyczące doskonalenia technik eksperymentalnych. Okazało się, że bardziej efektywnym jest ulepszenie parametrów spektrometrów (monochromatorów, polaryzatorów etc.) niż zwiększanie mocy reaktorów. Zastosowanie najnowszych technologii przy projektowaniu nowych zimnych i gorących źródeł neutronów umożliwi prawdopodobnie otrzymanie efektywnych strumieni neutronów dziesięciokrotnie większych od strumienia z reaktora w ILL.

Innym typem źródeł neutronów są źródła spalacyjne. W tym przypadku źródłem neutronów jest spalacja (kruszenie) jąder ciężkich atomów w zderzeniach z protonami o energii od 500 do 1500 MeV.

Pionierskie prace w tej dziedzinie wykonano w USA, gdzie w 1981 r. w Argonne uruchomiono źródło spalacyjne IPNS (jego średni prąd protonów wynosi obecnie 35  $\mu\text{A}$ ). Najlepsze obecnie na świecie źródło spalacyjne ISIS znajduje się w Rutherford Appleton Laboratory w Wielkiej Brytanii. Źródło to działa już od 5 lat, pracuje przy średnim natężeniu prądu protonów 100  $\mu\text{A}$ . Japońskie źródło spalacyjne o natężeniu prądu 200  $\mu\text{A}$  nie zostało dotychczas zbudowane. Eksperci rekomendują wykorzystanie dotychczasowych doświadczeń zdobytych w czasie eksploatacji ISIS i przy projektowaniu źródła spalacyjnego SNQ w Jülich. Projekt ten przewidywał docelowo natężenie prądu protonów 5000  $\mu\text{A}$ . Udział Wielkiej Brytanii w kosztach eksploatacji ISI wynosi 79%, natomiast udział pozostałych krajów 21%. Gdyby zwiększyć udział innych krajów, można byłoby zwiększyć czas pracy ISIS dwukrotnie bez ponoszenia kosztów nowych inwestycji.

Następna generacja źródeł spalacyjnych będzie wykorzystywała liniowe akcelerator protonów, których rozwój związany

był z projektem Wojen Gwiezdnych. Zastosowanie tych akceleratorów pozwoli na pięćdziesięciokrotne zwiększenie prądu protonów w źródłach spalacyjnych. Strumienie neutronów pochodzące z takiego źródła dorównają wówczas strumieniom uzyskiwanym z reaktora. Pozwoli to na stosowanie przy tych źródłach klasycznej techniki (tzw. trójosiowego spektrometru) stosowanej obecnie jedynie przy źródłach stacjonarnych. Wydaje się, że zjawisko spalacji będzie podstawowym źródłem neutronów w przyszłości, reaktory bowiem osiągnęły już granicę swych możliwości.

Celem opracowania strategii budowy nowych i wykorzystania starych źródeł neutronów należy powołać komitet wykonawczy, którego zadaniem byłaby koordynacja powstawania dużego urządzenia — źródła neutronów nowej generacji. Profesor F. Mezei z HMI w Berlinie, ekspert w dziedzinie echa spinowego, jest zdania, że takie urządzenie kosztowałoby nie więcej niż urządzenia poprzedniej generacji, tj. 500–1000 MECU. Sposób finansowania mógłby być podobny do projektu HERA, w którym finansowany głównie przez jedno państwo (RFN) akcelerator jest wyposażony przez inne kraje uczestniczące w jego oprzyrządowaniu.

Zapotrzebowanie na źródła neutronów nowej generacji jest zróżnicowane, i tak np. w Wielkiej Brytanii jest obecnie ok. 600 osób pracujących w dziedzinie rozpraszania neutronów, podczas gdy np. w Hiszpanii jedynie 70. Oczywiście proporcje te ulegną w przyszłości zmianie, gdy więcej osób pracujących przy ISIS czy w ILL włączy technikę rozpraszania neutronów do swoich badań.

Eksperti uważają, iż technika rozpraszania neutronów ze względu na swoje wyjątkowe możliwości badawcze będzie nadal rozwijana.

*Europhys. News* 22,  
No 3 (1991)

*Izabela Sosnowska*

## Rewolucja w optyce rentgenowskiej

Dekada lat osiemdziesiątych przyniosła gwałtowny rozwój możliwości metod rentgenowskich w badaniach materiałowych, medycznych i biologicznych. Z jednej strony jest to związane z postępem w dziedzinie wytwarzania promieni X o dużym natężeniu. "Wigglerzy" i "undulatory" w synchrotronach oraz źródła plazmowe i lasery miękkiego promieniowania rentgenowskiego pozwalają na otrzymanie promieniowania o świetlności większej o kilka rzędów niż dają zwykle źródła promieniowania rentgenowskiego. Z drugiej strony prawdziwa rewolucja dokonuje się w optyce promieni X. Skonstruowane zostały już niemal wszystkie standardowe elementy znane w optyce klasycznej: soczewki Fresnela, wielowarstwowe zwierciadła o współczynniku odbicia dla promieni padających wprost zbliżonym do 100%, zwierciadła półprzepuszczalne (cienkie wielowarstwowe pokrycia na membranach z azotku krzemu), układy holograficzne wykonane litografią o nanometrowej zdolności rozdzielczej, wnęki rezonansowe. Prace nad budową lasera rentgenowskiego, prowadzone intensywnie w dwóch grupach amerykańskich (Advanced X-ray Optics Program w Lawrence Livermore National Laboratory oraz Plasma Physics Laboratory w Princeton University) doprowadziły do uzyskania efektu laserowego w nikłopodobnych atomach tantalu i wolframu [B.J. MacGowan i in. *Phys. Rev. Lett.* 65, 420 (1990)]. W pierwszym przypadku długość fali otrzymanego promieniowania wynosi 4,483 nm i jest zbliżona do optymalnej dla holograficznych badań żywych komórek. W drugim przypadku długość fali 4,318 nm schodzi już poniżej krawędzi absorpcji K dla węgla (4,376 nm), zatem taki laser nadaje się dobrze do badań komórek za pomocą mikroskopii rentgenowskiej bez konieczności

ich odwadniania (w obszarze tzw. okna wody). W najbliższej przyszłości otworzą się możliwości badań w dziedzinie nieliniowej optyki promieni X dzięki zaawansowanej konstrukcji lasera rentgenowskiego o dużej mocy i małej plamce ( $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>). Rozwiną się także badania za pomocą holografii rentgenowskiej oraz interferometrii miękkich promieni X.

*Opt. Photonics News* 1, Jerzy Gronkowski No 12 (1990)

### Francuska sieć komputerowa

Francuskie ministerstwo Edukacji, Badań i Techniki oraz ministerstwo Poczty i Telekomunikacji podpisały porozumienie z firmą France Telecom w sprawie konstrukcji sieci światłowodowej, która ma połączyć uniwersytety, państwowe instytuty badawcze oraz laboratoria prywatne i przemysłowe. Pierwsza faza będzie gotowa w 1991 r. a w wersji docelowej sieć ta będzie się łączyć z innymi sieciami europejskimi wykorzystywanymi do celów badawczych.

Budżet przedsięwzięcia RENATER (Réseau National de Télécommunications pour la Recherche) wynosi 150 mln. FF na najbliższe 5 lat. Dzięki przedsięwzięciu RENATER firma France Telecom uzyska możliwość wypróbowania w wielkiej skali połączeń włóknami optycznymi. Projektuje się bowiem objąć do r. 2000 taką siecią całą Francję. W 1992 r. RENATER będzie działać z prędkością przenoszenia informacji 2 Mbit/s, a za 5 lat uzyska 20 Mbit/s.

Dzięki sieci RENATER użytkownicy prywatni i publiczni będą mieli dostęp do banków informacji publicznych organizacji badawczych i różnych laboratoriów oraz rozszerzony dostęp do państwowych superkomputerów.

*Phys. World* 4, No 4 (1991)

B. W.

### Europejskie rozbieżności w kształceniu

W wielu krajach Europy uważa się, że obecne systemy kształcenia fizyków nie odpowiadają potrzebom rynku pracy. Dążenia do ujednoczenia programów studiów natrafiają na wielkie trudności. Przeszkodą są odmienne wymagania w poszczególnych krajach co do poziomu wykształcenia absolwentów, na ogół wynikające z różnych tradycji i różnych potrzeb lokalnych. Wydaje się, że różnice te mogą się pogłębić zamiast niwelować w najbliższych latach.

Tak np. we Włoszech projektuje się od nowego roku akademickiego poza studiami tradycyjnymi również wprowadzenie nowego typu studiów fizyki (a także niektórych innych przedmiotów), które po 3 latach prowadziłyby do uzyskania dyplomu. Miałyby one dać lepsze przygotowanie do pracy np. w przemyśle i medycynie. Ten projekt jest wynikiem naporu przemysłu, który żąda absolwentów młodszych niż dotychczas, większej ich liczby oraz studiów mniej wyspecjalizowanych. Hiszpania również planuje wprowadzić w ciągu najbliższych lat zmiany wymagań przy uzyskiwaniu niższego stopnia naukowego, a Holandia już to wprowadziła. Duńczycy przechodzą ze studiów pięcioletnich na trzyletni kurs kończący się stopniem odpowiadającym brytyjskiemu *bachelor*, po uzyskaniu którego można by podjąć dalsze studia. W Wielkiej Brytanii zamierza się zmniejszyć program studiów niższego stopnia, a za to dodać fakultatywny rok czwarty dla tych, którzy pragną poświęcić się karierze naukowej.

Dopóki nie ujednoczą się programów w różnych krajach, wymiana studentów między krajami europejskimi nie będzie przynosić pożytku.

Jak dotychczas towarzystwa fizyczne niewiele zwracały uwagi i mało działały, aby skoordynować swoje działania w kierunku



jedności europejskiej. Europejskie Towarzystwo Fizyczne ma zamiar przeprowadzić przegląd 2500 wydziałów fizyki, aby porównać programy studiów. Takie zamierzenie jest jednak ogromnie kosztowne, zapewne ok. 50 000 ECU, i byłoby tylko pierwszym krokiem do unifikacji. Bez czynnej współpracy wszystkich europejskich towarzystw dążenie do koordynacji kształcenia fizyków nie ma szans powodzenia.

*Phys. World* 4, No 6 (1991) B. W.

### Słownik terminów krystalograficznych

Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu wydał (na prawach rękopisu — małą poligrafią) *Słownik terminów krystalograficznych (angielsko-polski)*. Słownik, który zawiera ponad 2000 terminów, został opracowany przez Komitet Krystalografii PAN pod redakcją Kazimierza Łukaszewicza.

To tak potrzebne wydawnictwo na pewno łąta w jakimś stopniu dzurę w naszej leksykografii, jednak, jak zwraca uwagę we wstępie Redaktor *Słownika*, wiele terminów stanowi nadal przedmiot kontrowersji a również przybývajú stále nowe nazwy. Konieczne zatem będą nowe wydania, uzupełniane i rozszerzane. Jednak można przypuszczać, że nawet w obecnej postaci *Słownik* okaże się bardzo przydatny w redagowaniu polskiego piśmiennictwa z tej dziedziny.

B. W.

A.B. Migdał  
(1911–1991)

Dnia 9 lutego 1991 r. zmarł Arkadij Biejnusowicz Migdał, znany radziecki fizyk te-

oretyk. Główną dziedziną jego zainteresowań była fizyka jądrowa. Zajmował się reakcjami jądrowymi, przejściami elektromagnetycznymi w jądrach, zagadnieniem istnienia nadgęstej materii jądrowej. Część jego prac z zakresu układu wielu ciał, czy cieczy Fermiego wychodziła swymi zastosowaniami daleko poza fizykę jądrową. Napisał kilka książek, wśród nich: *Teoria koniecznych Fermi-sistiem i swoistwa atomnych jadier* (Nauka, Moskwa 1965), *Fiermiony i bozony w silnych polach* (Nauka, Moskwa 1978) oraz przetłumaczona na język polski (przez Adama Bechlera) książka *Jakościowe metody w teorii kwantowej* (PWN, Warszawa 1980).

Od 1940 r. pracował w Moskwie, najpierw w Instytucie Problemów Fizycznych Akademii Nauk ZSRR (w Oddziale Teoretycznym kierowanym przez Lwa Landaua), a od 1945 r. w Instytucie Energii Atomowej im. Kurczatowa.

Migdał znany był ze swoich wielostronnych zainteresowań. Tłumaczyliśmy np. w *Postęпах Fizyki* (PF 33, 167 (1982)) duży jego artykuł pt. "O psychologii twórczości naukowej". Był dobrym, zamiłowanym dydaktykiem i popularyzatorem nauki (występował regularnie m.in. w telewizji). Znany był wśród kolegów i studentów z intensywnego uprawiania wielu sportów, m.in. wspinaczki, narciarstwa i sportów podwodnych. Rezultatem tych ostatnich było kilka filmów nakręconych pod wodą.

Adam Sobiczewski

J.W. Moroń  
(1921–1991)

W dniu 29 marca 1991 r. zmarł nagle w Mikołowie Jerzy Wojciech Moroń, profesor

zwyczajny Uniwersytetu Śląskiego, specjalista w dziedzinie tarcia wewnętrznego i magnetycznych zjawisk relaksacyjnych.

Jerzy Wojciech Moroń urodził się 3 lipca 1921 r. w Mikołowie, oddalonym 15 km od Katowic. Po zakończeniu wojny powrócił do kraju z armii polskiej w Anglii i rozpoczął studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim. Dyplom magistra uzyskał w 1952 r. Działalność dydaktyczną podjął w 1950 r. w Akademii Medycznej w Krakowie, jeszcze w czasie studiów, jako asystent stażysta. W 1952 r. przeniósł się do Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Katowicach. Tutaj organizował laboratoria i pracownie dydaktyczne, m.in. II Pracownię Fizyczną. Po utworzeniu Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach w 1968 r., brał udział w działalności organizacyjnej tej uczelni, przede wszystkim zorganizował Zakład Fizyki Metali i sprawował w nim przez wiele lat funkcję kierownika.

W tym również czasie organizował i był pierwszym przewodniczącym Oddziału Katowickiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego.



Prof. Jerzy W. Moron

Po utworzeniu w 1974 r. Instytutu Fizyki i Chemii Metali UŚ pełnił w nim przez wiele lat funkcję wicedyrektora ds. naukowych, przyczyniając się do rozwoju badań naukowych i kształcenia młodej kadry w tym Instytucie. Jego wykłady cieszyły się dużym zainteresowaniem studentów. Dla usprawnienia procesu dydaktycznego przygotował wraz ze współpracownikami skrypt do ćwiczeń laboratoryjnych w II Pracowni.

W okresie 1976–86 był redaktorem naukowym serii "Fizyka" i "Fizyka i Chemia Metali" w Wydawnictwie Uniwersytetu Śląskiego.

Początkowo działalność naukowa Jerzego Moronia związana była z badaniem magnetycznych zjawisk relaksacyjnych w roztworach międzywęzłowych metali o strukturze A2. Z tej problematyki przygotował pod kierunkiem prof. Ludwika Kozłowskiego rozprawę doktorską pt. "Badania magnetyczne nad zjawiskami relaksacyjnymi w stali krzemowej", którą obronił w 1964 r. na Wydziale Elektrotechniki Górniczej AGH. Kontynuował potem badania tych zjawisk współpracując z Instytutem Fizyki UJ, gdzie habilitował się w 1969 r.

Tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymał w 1978 r., a tytuł profesora zwyczajnego w 1989 r.

W latach siedemdziesiątych Moroń zajmował się badaniami realnej struktury materiałów stosując jako główne narzędzie badawcze metodę migracyjnych opóźnień magnetycznych. Najciekawsze wyniki dotyczyły układów  $\alpha\text{Fe-Al-C}$  i  $\alpha\text{Fe-V-C}$  i wykazały, że metoda magnetycznych zjawisk relaksacyjnych w pełni pozwala na przeprowadzenie analizy struktury atomowej i własności migracyjnych wybranych stopów żelaza.

Wspólnie z zespołem, prof. Moroń rozwijał później badania stosując następujące metody: opóźnień magnetycznych, tarcia

wewnętrzny, pomiarów oporu elektrycznego. W ostatnich latach zajmował się badaniem magnetycznych stopów amorficznych oraz mikrokryształicznych, otrzymywanych przez szybkie chłodzenie z fazy ciekłej.

W latach 1976–84 był organizatorem ogólnopolskich sympozjów "Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych", które skupiały wielu krajowych a również zagranicznych specjalistów metody tarcia wewnętrznego.

Jerzy W. Moroń był autorem lub współautorem ponad 190 publikacji naukowych, a wśród nich dwóch monografii *Wstęp do fizyki metali* i *Migracja węgla i azotu w niskich temperaturach w stalach ferrytycznych i martenzytycznych* (Wydawnictwa Uniwersytetu Śląskiego). Działalność naukową prowadził do ostatnich dni swego życia, mimo przebytej w 1985 r. operacji na otwartym sercu.

W czasie swojej 41-letniej nieprzerwanej pracy potrafił zgromadzić wokół siebie liczne grono współpracowników, a także wykształcić wielu fizyków, którzy pracowali potem w różnych gałęziach nauki, oświaty i wychowania. Wypromował 11

doktorów, jeden z jego uczniów uzyskał stopień doktora habilitowanego. Jego wkład w rozwój nauki i pogłębianie procesu nauczania został wyróżniony licznymi nagrodami rektora UŚ, ministra Edukacji Narodowej oraz odznaczeniami państwowymi.

Profesor Jerzy Moroń odszedł w najmniej oczekiwanym momencie, gdy uczniowie i współpracownicy liczyli na jego dalszą niezbędną pomoc i rady. Nie zdążył również wykonać swego zamierzenia, by po przejściu na emeryturę opisać swoje rodzinne miasto i jego okolice oraz spisać swoje wspomnienia.

W osobie prof. Moronia straciliśmy nauczyciela i wychowawcę, który bardzo wiele czasu poświęcał studentom i współpracownikom. W świadomości nas wszystkich pozostanie jako profesor o ogromnej wiedzy, doświadczeniu życiowym i naukowym oraz jako człowiek niezwykle pracowity, który przyczynił się znacznie do rozwoju szkolnictwa wyższego i nauki w kraju i w regionie.

Żegnamy go z wielkim żalem.

Józef Rasek  
Jan Ilczuk

## Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego 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).

2. 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 do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. 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.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do Kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochylonych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. 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.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

0001353  
UNIWERSYTET MARI CURIE-SKŁODOWSKIEJ  
Biblioteka Instytutu Fizyki  
ul. Marii Curie-Skłodowskiej 1  
20-031 Lublin, tel. 37-82-04

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

### Literatura

- [1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol. B* 5, 523 (1974).
- [2] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t.1, Benjamin, New York 1969, str.100.
- [3] N.N. Bogolyubov, D.V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str.240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. *Postępy Fizyki* są obecnie składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy proponujemy Autorom przygotowującym swe artykuły na komputerach nadsyłanie, wraz z maszynopisami, zapisów tekstów na dyskietkach. Możemy przyjmować dyskietki 5,25" i 3,5", o dowolnej gęstości zapisu, w standardzie IBM lub Mac. Osoby korzystające z TEX-u mogą nadsyłać gotowe składy (bez wyróżnień strony tytułowej itp.), po uwzględnieniu tego, że w stosowanym przez nas systemie LALEX (odmiana TEX-u) polskie litery są uzyskiwane poprzez złożenie /a=a<sub>0</sub>,... /z=z<sub>0</sub>, /x=x<sub>0</sub>, /A=A<sub>0</sub>, etc., a sam znak "/" przez //. Użytkowników innych systemów prosimy o dostarczanie tekstów zapisanych krojem podstawowym (bez podkreśleń, kursyw itp.). Teksty z ChiWritera (z podaniem klucza stosowanego dla polskich liter i położenia "ż" i "ź"), Pelikana, Eli i QRTekstu możemy przyjmować w wersji oryginalnej, przy innych edytorach prosimy o przygotowanie niesformatowanego pliku ASCII z polskimi literami i znakiem dzielenia zapisanymi według podanych wyżej zasad, albo o pliki ASCII i listę kodów, pod którymi ukryte są znaki polskiego alfabetu. Wobec rozmaitości stosowanych edytorów prosimy o uwzględnienie naszych uwag, ze swej strony Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.

11. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

12. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej.

13. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

## SPIS TREŚCI

Hans Dehmelt — Doświadczenia z izolowaną cząstką subatomową w spoczynku	489
Wolfgang Paul — Pułapki elektromagnetyczne dla cząstek naładowanych i obojętnych	503
RÓŻNE	
Tomasz Hofmoki — Sieć komputerowa EARN w Polsce	527
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
P.A.M. Dirac — Wspomnienia pasjonujących lat	531
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI W SZKOLACII WYŻSZYCH	
Mirosław Kozłowski, Przemysław Kapałka — Twierdzenie $H$ Boltzmana w przypadku oddziaływań łamiących symetrię względem odwrócenia czasu	571
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	579
RECENZJE	583
LIST DO REDAKCJI	587
KRONIKA	589

## CONTENTS

Hans Dehmelt — Experiments with an isolated subatomic particle at rest	489
Wolfgang Paul — Electromagnetic traps for charged and neutral particles	503
MISCELLANEA	
Tomasz Hofmoki — EARN computer network in Poland	527
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
P.A.M. Dirac — Recollections of an exciting era	531
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
Mirosław Kozłowski, Przemysław Kapałka — Boltzmann's $H$ theorem for interactions breaking the time-reversal symmetry	571
MEETINGS AND CONFERENCES	579
REVIEWS	583
LETTER TO THE EDITOR	587
CHRONICLE	589