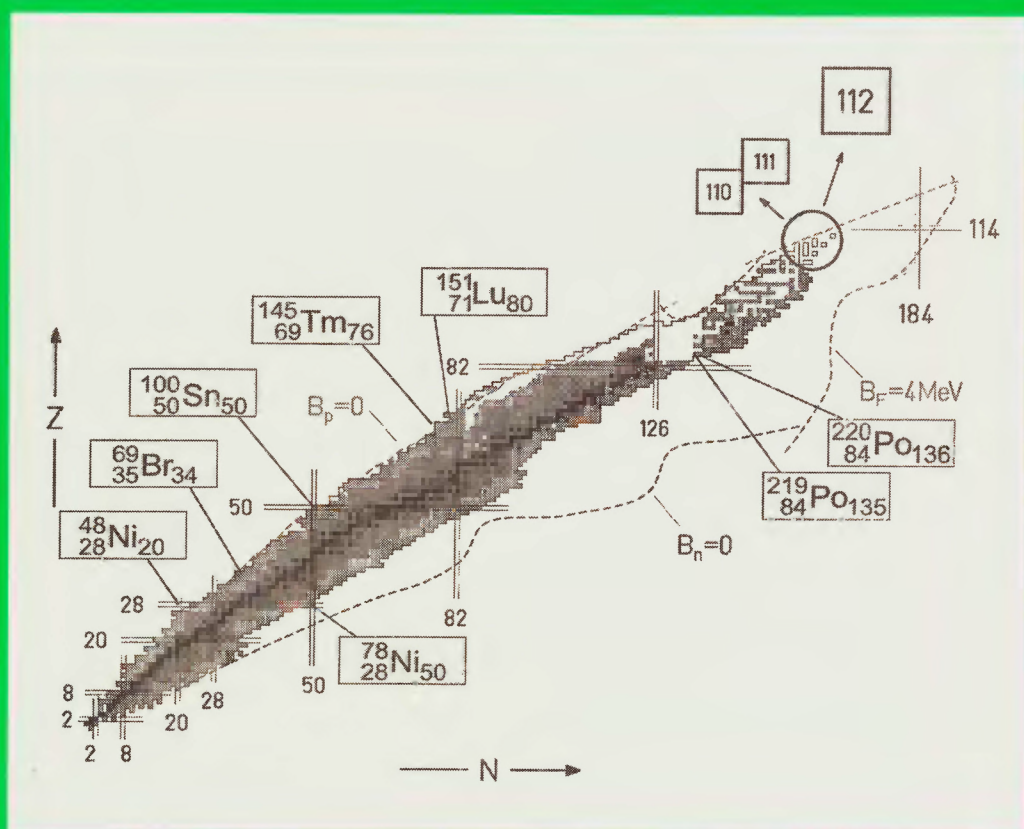


POSTĘPY FIZYKI

TOM **49** ZESZYT **5** ROK **1998**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



NUKLIDY DALEKIE OD ŚCIEŻKI TRWAŁOŚCI β

**PÓŁWZGLĘDNOŚĆ W PÓŁPRZEWODNIKACH
SZCZYPCZYKI I KLUCZE OPTYCZNE
SZTUKA POMIARU STANÓW KWANTOWYCH**

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezesa: prof. Andrzej Budzanowski
prof. Józef Szudy
Sekretarz Generalny: prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: mgr Wanda Doborzyńska-Głazek
Członkowie Zarządu: prof. Bogdan Cichocki
prof. Wojciech Gawlik
prof. Stanisław K. Hoffmann
prof. Wojciech Suski
dr Edmund Śniadek
mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
– *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Bronisław Grzegorzewski (Bydgoszcz)
Prof. Marian Głowacki (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Prof. Zygmunt Kleszczewski (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Dr Marek Pajek (Kielce)
Prof. Wojciech Gawlik (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Stanisław Chabik (Opole)
Prof. Jerzy Dembczyński (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Tadeusz Rewaj (Szczecin)
Prof. Wacław Bała (Toruń)
Prof. Bronisław Orłowski (Warszawa)
Prof. Witold Ryba-Romanowski (Wrocław)

Adres Zarządu: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 621 26 68, adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~ptf>.

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
– przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Miroslaw Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Dr Maciej Horowski (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~postepy>.

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, Janiszowska 8

Półwzględność w półprzewodnikach*

Włodzimierz Zawadzki

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

Semirelativity in semiconductors

Abstract: A theoretical and experimental analogy is traced between behaviour of electrons in narrow-gap semiconductors and that of relativistic electrons in vacuum. Beginning with the similarity of energy-momentum relations for both systems, we consider various effects in the presence of a magnetic field and in crossed electric and magnetic fields. Finally, the relativistic „Zitterbewegung” of electrons in semiconductors is described and its possible consequences are discussed.

1. Wstęp

Wiadomo, że elektrony w krystalicznych ciałach stałych można traktować w dobrym przybliżeniu jak cząstki swobodne, a obecność potencjałów atomowych, wiązań chemicznych lub innych elektronów prowadzi jedynie do zmiany masy elektronu. Celem tego artykułu jest pokazanie, że ta analogia między ruchem elektronów w próżni i w ciele stałym daje się rozciągnąć dla niektórych materiałów półprzewodnikowych do obszaru relatywistycznego. Punktem wyjścia przedstawionych tu rozważań jest tzw. metoda masy efektywnej Luttingera-Kohna. Wynika z niej, że elektrony w półprzewodnikach z wąską przerwą energii wzbronionych i elektrony relatywistyczne w próżni opisuje podobny związek dyspersyjny (zależność energii od pędu p lub pseudopędu $\hbar k$). W świetle tej analogii rozpatrzone są różne zjawiska w obecności pola magnetycznego oraz w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym. Na zakończenie opisany jest relatywistyczny ruch drżący (Zitterbewegung) dla elektronów uwięzionych w nanostrukturach półprzewodnikowych i jego możliwe konsekwencje.

2. Analogia relatywistyczna

Zacznijmy od przypomnienia teorii pasmowej półprzewodników, sformułowanej przez Lut-

tingera i Kohna [1] (patrz także [2]), nazywanej teorią kp . Hamiltonian dla elektronu w okresowym potencjale kryształu $V(\mathbf{r})$ ma postać

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) \right] \Psi = \epsilon \Psi, \quad (1)$$

gdzie m_0 jest masą swobodnego elektronu. Rozwiązaniami problemu własnego (1) są funkcje Blocha

$$\Psi_{lk}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})u_{lk}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

odpowiadające pasmom energii $\epsilon_l(k)$, gdzie l numeruje pasmo, $\hbar k$ jest pseudopędem, a amplitudy $u_{lk}(\mathbf{r})$ są funkcjami okresowymi (z okresem potencjału $V(\mathbf{r})$). W pobliżu ekstremum pasm wygodnie jest jednak używać reprezentacji Luttingera-Kohna (LK)

$$\Phi_{lk}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})u_{l0}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

gdzie periodyczna amplituda u_{lk} jest amplitudą Blocha dla ustalonej wartości wektora falowego \mathbf{k} (w naszym przypadku $\mathbf{k} = 0$). Z definicji (3) wynika, że $u_{l0}(\mathbf{r})$ spełnia równanie (1)

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) \right] u_{l0} = \epsilon_{l0} u_{l0}, \quad (4)$$

gdzie ϵ_{l0} jest wartością energii l -tego pasma w punkcie $k = 0$. Ponieważ u_{l0} należą do różnych wartości energii, są one ortogonalne. Własność (4) pozwala zastąpić nieznaną postać potencjału $V(\mathbf{r})$ przez mierzalne własności energii ϵ_{l0} .

*Referat wygłoszony na XXXIV Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach we wrześniu 1997 r. z okazji otrzymania przez prof. Zawadzkiego Medalu Mariana Smoluchowskiego (zob. także *Postępy Fizyki* 48, 603 (1997) – przyp. Red.).

Dalsze rozważania są standardową procedurą przekształcenia problemu różniczkowego (1) w zadanie algebraiczne. Poszukuje się rozwiązania równ. (1) w przedstawieniu LK

$$\Psi = \sum_l c_l(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) u_{l0}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

gdzie sumuje się po wszystkich pasmach l , a $c_l(\mathbf{k})$ są współczynnikami do wyznaczenia. Po wstawieniu postaci (5) w równ. (1), wykonaniu operacji p^2 , skorzystaniu z własności (4), przemnożeniu równania przez $u_{l'0}^*$, wycalkowaniu po komórce elementarnej, a także skorzystaniu z ortogonalności i unormowania u_{l0} , otrzymuje się

$$\sum_l \left[\left(\epsilon_{l0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} - \epsilon \right) \delta_{l'l} + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_{l'l} \right] c_l(\mathbf{k}) = 0, \quad (6)$$

gdzie $l' = 1, 2, 3, \dots$ przebiega także po wszystkich pasmach, a $\mathbf{p}_{l'l}$ są międzypasmowymi elementami macierzowymi operatora pędu.

Kane [3] rozwiązał układ (6) dla materiału z wąską przerwą InSb, biorąc pod uwagę dokładnie trzy pasma i uwzględniając pozostałe (dalsze) pasma za pomocą rachunku zaburzeń. Zastosujemy tutaj metodę Kane'a dla materiałów z wąską przerwą, zakładając dla uproszczenia, że dalsze pasma można całkowicie pominąć. Pomiemy także człon swobodnego elektronu w równ. (6), ponieważ jest on zanedbywalny w materiałach, które nas interesują. Biorąc pod uwagę jedynie pasmo przewodnictwa i pasmo walencyjne, otrzymujemy

$$\begin{pmatrix} -\epsilon + \epsilon_g/2 & (\hbar/m_0)\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_{12} \\ (\hbar/m_0)\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_{21} & -\epsilon - \epsilon_g/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = 0. \quad (7)$$

Z układu tego można wyznaczyć wartości energii. Otrzymujemy

$$\epsilon = \pm \left[\left(\frac{\epsilon_g}{2} \right)^2 + \epsilon_g \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0^*} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

gdzie masa efektywna na brzegach pasm zdefiniowana jest jako: $1/m_0^* = 2|p_{12}^x|^2/m_0^2\epsilon_g$. Założyliśmy, że $p_{12}^x = p_{12}^y = p_{12}^z$, tak że otrzymane pasma są sferyczne.

Pasmo walencyjne jest zwykle zdegenerowane jako rezultat symetrii typu p, ale równ. (8) poprawnie opisuje pasmo przewodnictwa i pasmo lekkich dziur w InSb, InAs, GaSb, HgTe,

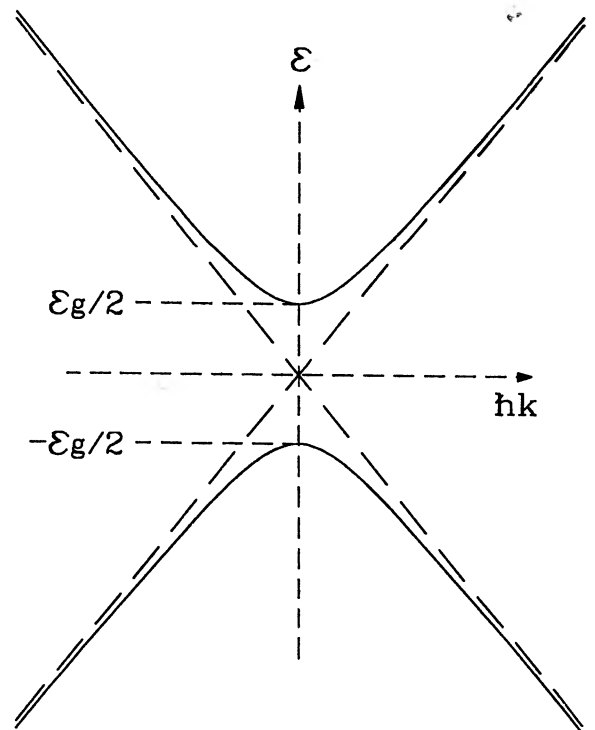
HgCdTe, HgSe, β HgS. W związkach ołowiu PbTe, PbSe, PbS ekstrema pasm występują w punkcie L strefy Brillouina i pasma są sferoidalne. Powyższe związki Hg są materiałami z zerową przerwą, lecz odstęp energii między poziomami o symetrii s i p jest niezerowy i relacja (8) jest nadal słuszna.

Może się wydawać, że równ. (8) ogranicza się do opisu materiałów z wąską przerwą. Jednakże rozwijając dyspersję $k^2(\epsilon)$ w pobliżu ekstremum otrzymujemy ogólnie [4]

$$k^2(\epsilon) = \lambda_0 + \lambda_1\epsilon + \lambda_2\epsilon^2 + \lambda_3\epsilon^3 + \dots \quad (9)$$

Pierwsze dwa człony opisują standardowe pasmo paraboliczne, podczas gdy trzeci (pierwsza poprawka nieparaboliczna) prowadzi do zależności (8). Tak więc jej znaczenie wychodzi poza materiały z wąską przerwą.

Dwa pasma opisane równ. (8) pokazane są schematycznie na rys. 1. Przy małych wartościach k zależności $\epsilon(k)$ są paraboliczne, dla dużych wartości k stają się liniowe. Na krańcach strefy Brillouina ($\partial\epsilon(k)/\partial k \rightarrow 0$, jest zatem oczywiste, że opis dwupasmowy jest realistyczny tylko do punktów przegięcia na rzeczywistych krzywych $\epsilon(k)$.



Rys. 1. Zależności energii od wektora falowego dla pasma przewodnictwa i pasma lekkich dziur, uzyskane z modelu dwupasmowego (schematycznie).

Dyspersja opisana równ. (8) jest podobna do zależności energii od pędu dla swobodnych relatywistycznych elektronów

$$E = \pm \left[(m_0 c^2)^2 + c^2 p^2 \right]^{1/2} = \pm \left[\left(\frac{2m_0 c^2}{2} \right)^2 + 2m_0 c^2 \frac{p^2}{2m_0} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Rzeczywiście, obie relacje są identyczne z przyporządkowaniem [5]

$$\begin{aligned} 2m_0 c^2 &\rightarrow \epsilon_g, \\ m_0 &\rightarrow m_0^*. \end{aligned} \quad (11)$$

Zgodnie z oryginalną interpretacją Diraca ujemne energie w równ. (10) reprezentują całkowicie zapełnione „morze elektronów”, którego nie można zaobserwować ze względu na zakaz Pauliego dla fermionów. W tym obrazie kreacja par elektronowo-pozytonowych fotonem γ , mającym energię $\hbar\omega > 2m_0 c^2$, jest po prostu wzbudzeniem elektronu z ujemnych do dodatnich energii. Dziura w „morzu” Diraca jest równoważna pozytonowi. Identyczny obraz używany jest w fizyce półprzewodników do opisu wzbudzeń optycznych między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa.

Łatwo pokazać, że prędkość elektronu w paśmie przewodnictwa opisanym równ. (8) osiąga nasycenie ze wzrostem k . Mamy

$$v_i = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial k_i} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\epsilon}{dk} \frac{k_i}{k} \rightarrow \left(\frac{\epsilon_g}{2m_0^*} \right)^{1/2} = u, \quad (12)$$

gdzie granica obliczona jest dla dużych wartości k_i . Taki sam rezultat uzyskamy z analogii relatywistycznej (11). Maksymalna prędkość jest $c = (2m_0 c^2 / 2m_0)^{1/2} \rightarrow (\epsilon_g / 2m_0^*)^{1/2}$. Zgodnie z modelem dwupasmowym zachodzi $u = |p_{12}^x| / m_0$. Wartość ta jest prawie taka sama dla różnych materiałów, ponieważ $|p_{12}^x|$ zależy tylko od symetrii funkcji falowych na skraju pasm. Biorąc eksperymentalne wartości ϵ_g i m_0^* otrzymuje się średnio $u \approx 1,3 \times 10^8$ cm/s. Jest to wartość rozsądna, gdyż typowe wartości prędkości w półprzewodnikach wynoszą 10^7 cm/s. Niemniej jednak, u jest ok. 300 razy mniejsza od c , tak że można oczekiwać „półrelatywistycznych” zjawisk w półprzewodnikach przy odpowiednio mniejszych prędkościach. Tak właśnie jest.

Definiujemy tensor masy efektywnej wiążący prędkość elektronu z jego pseudopędem $\hat{m}^* v = \hbar k$. Nie jest to jedyna możliwa definicja masy, ale ta jest najbardziej użyteczna. Dla sferycznego pasma energii powyższa masa jest skalarem i opisana jest w ogólnym przypadku wzorem

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2 k} \frac{d\epsilon}{dk}. \quad (13)$$

Dla pasma opisanego równ. (8) wyliczamy

$$m^* = (2m_0^* / \epsilon_g) \epsilon. \quad (14)$$

Można to przekształcić do lepiej znanej postaci relatywistycznej. Podnosząc do kwadratu obie strony równ. (14), oraz podstawiając za ϵ wyrażenie (8), gdzie $\hbar k = m^* v$, można rozwiązać równanie znajdując masę. Otrzymuje się

$$m^* = m_0^* \left(1 - \frac{v^2}{u^2} \right)^{-1/2}. \quad (15)$$

Jest to dobrze znany wzór na masę Lorentza, w którym zamiast c występuje u , zdefiniowane równ. (12).

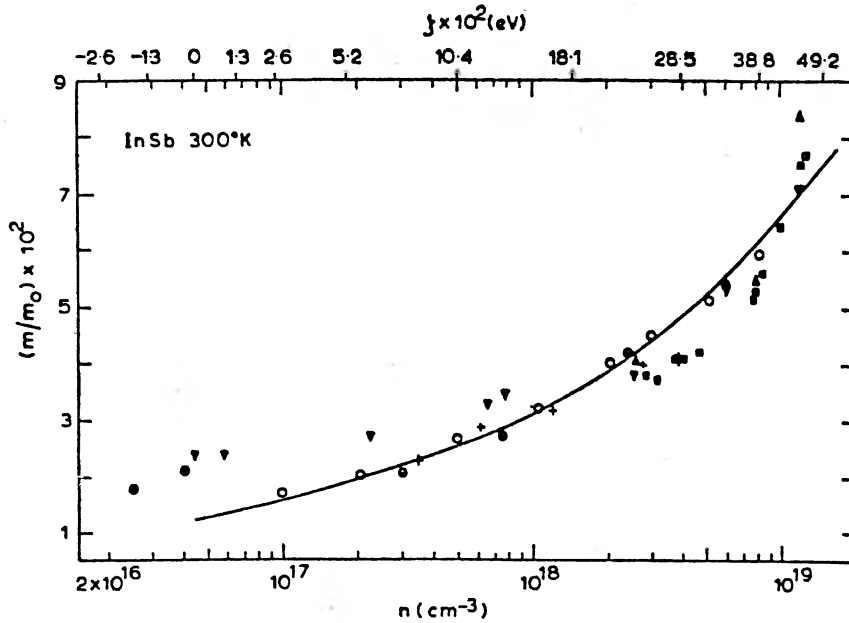
Na rysunkach 2 i 3 pokazane są zależności masy elektronu od energii dla InSb i GaAs, opisane równ. (14). Masa mierzona jest na poziomie Fermiego w różnych doświadczeniach. Poziom Fermiego podnosi się przy wypełnianiu pasma elektronami. GaAs nie jest materiałem z wąską przerwą, tak więc jego pasmo opisane jest efektywnym wzorem dwupasmowym (8), w którym rzeczywista przerwa zastąpiona jest przez efektywną wartość $\epsilon_g^* \approx 1$ eV, zgodnie z uogólnionym opisem (9) (por. [6]).

Równanie (14) można przepisać w postaci

$$\epsilon = m^* u^2. \quad (16)$$

Związek ten jest analogiczny do słynnego wzoru Einsteina $E = mc^2$, w którym c zastąpione jest przez u , a m przez m^* . Energię spoczynkową otrzymuje się dla $m^* = m_0^*$, co daje $\epsilon_r = m_0^* u^2 = \epsilon_g / 2$. Odpowiada to energii spoczynkowej swobodnego elektronu $E_r = m_0 c^2$, por. równ. (10).

Zależności dyspersyjnej (8) można użyć także do opisu elektronów o energiach z obszaru przerwy energetycznej. Wówczas funkcje falowe elektronów zanikają wykładniczo, co odpowiada urojonym wartościom $k = i\kappa$, tak że $k^2 < 0$. Rysunek 4 pokazuje zależność $\epsilon(k)$ dla przerwy w InAs,



Rys. 2. Półrelatywistyczny wzrost masy efektywnej elektronów w InSb w funkcji energii Fermiego (górną skalą). Odpowiednie gęstości elektronów zaznaczone są na skali dolnej. Linia ciągła jest wynikiem obliczeń [4].

wyznaczoną w doświadczeniach z barierą Schottky’ego. Podobne wyniki otrzymano dla GaAs, lecz są one gorszej jakości (por. [6]).

3. Elektron w polu magnetycznym

Można uogólnić teorię kp na obecność zewnętrznego pola magnetycznego. Otrzymuje się [8]

$$\sum_l \left[\left(-\epsilon + \frac{P^2}{2m_0} + \epsilon_{l0} \right) \delta_{ll'} + \frac{\mathbf{p}_{ll'} \cdot \mathbf{P}}{m_0} + \mu_B \mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{ll'} \right] f_l = 0, \quad (17)$$

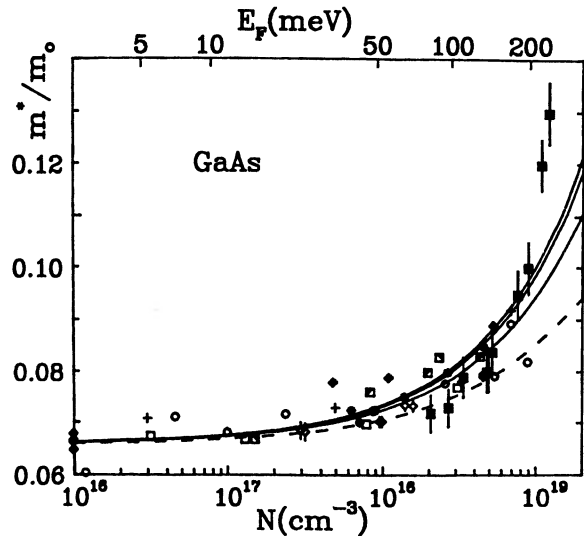
gdzie $l' = 1, 2, 3, \dots$ Symbole $\boldsymbol{\sigma}$ oznaczają spinowe operatory Pauliego, $\mu_B = e\hbar/2m_0c$ jest magnetonem Bohra. Powyższa postać podobna jest do teorii kp (równ. (6)), gdzie $\hbar\mathbf{k}$ zastąpione jest przez $\mathbf{p} + (e/c)\mathbf{A}$, a \mathbf{A} jest potencjałem wektorowym pola magnetycznego. Równość (17) przedstawia układ sprzężonych równań różniczkowych na funkcje obwiedni f_l . Dla sferycznych pasm energii układ (17) daje się rozwiązać przez funkcje oscylatora harmonicznego. W obecności pola magnetycznego należy wziąć pod uwagę spin elektronu. Model dwupasowy nie jest przy tym wystarczający, bo własności spinowe określone są przez oddziaływanie spin-orbita. Najprostszy adekwatny opis daje model trójpoziomowy: Γ_6 , Γ_8

i Γ_7 [9,10], w którym poziomy Γ_8 i Γ_7 są rozszczepione o energię spinowo-orbitalną Δ . W granicy $\Delta \gg \epsilon_g$ otrzymuje się dla pasma przewodnictwa i pasma lekkich dziur

$$\epsilon = \pm \left[\left(\frac{\epsilon_g}{2} \right)^2 + \epsilon_g D_{nk_z}^\pm \right]^{1/2}, \quad (18)$$

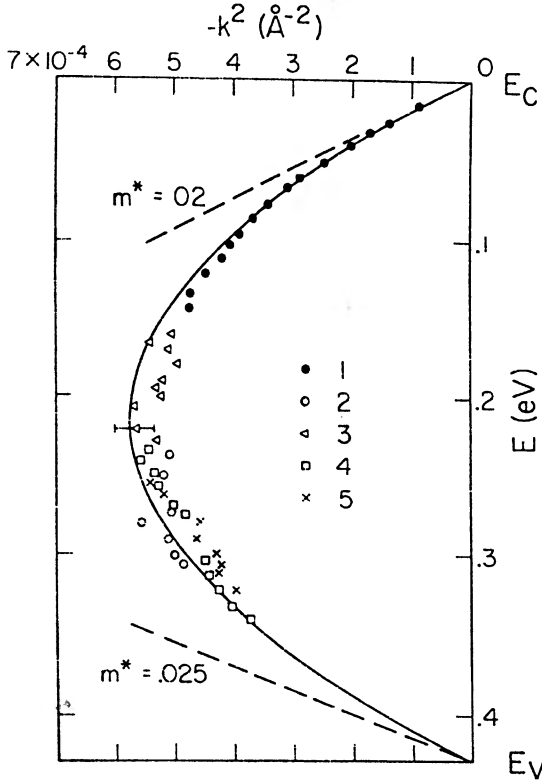
gdzie

$$D_{nk_z}^\pm = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g_0^* \mu_B H + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_0^*}. \quad (19)$$



Rys. 3. To samo co na rys. 2, lecz dla GaAs [6].

W powyższych wzorach $\omega_c = eH/m_0^*c$ jest częstotliwością cyklotronową, $n = 0, 1, 2, \dots$ jest liczbą kwantową Landaua, a g_0^* jest czynnikiem spinowym na brzegu pasma.



Rys. 4. Energia w funkcji wektora falowego (w kwadracie) dla przerwy wzbronionej w InAs. Linia ciągła jest wynikiem obliczeń [7].

Ze względu na pierwiastek kwadratowy w równ. (18) zarówno orbitalne, jak i spinowe rozszczepienie poziomów zmniejsza się ze wzrostem n . Jeśli zdefiniować masę cyklotronową m_c^* ze związku $\epsilon_{n+1}^{\pm} - \epsilon_n^{\pm} = \hbar eH/m_c^*c$, to można interpretować zmniejszanie się rozszczepienia orbitalnego w funkcji energii jako relatywistyczny wzrost masy opisany równ. (14). Można rzeczywiście pokazać, że masa „pędowa” dana równ. (13) jest także masą cyklotronową. Podobnie można zdefiniować efektywny czynnik spinowy g^* poprzez relację $\epsilon_n^+ - \epsilon_n^- = g^*\mu_B H$. Czynniki g^* maleje ze wzrostem energii, co pokazuje rys. 5.

Można pokazać (patrz równ. (18) i (19)), że w granicy słabych pól magnetycznych zachodzi $g^*(\epsilon) \sim 1/m^*(\epsilon)$ [11]. Tak więc malenie czynnika g^* jest bezpośrednio związane ze wzrostem m^* . Malenie g^* równoważne jest zmniejszaniu się spinowego momentu magnetycznego elektronu.

Wzór (18) pozostaje w bezpośredniej analogii ze wzorem opisującym energie swobodnego relatywistycznego elektronu w polu magnetycznym. Energie te dane są przez rozwiązania równania Diraca [13]

$$E_{nk_z}^{\pm} = \pm \left[\left(\frac{2m_0c^2}{2} \right)^2 + 2m_0c^2 G_{nk_z}^{\pm} \right]^{1/2}, \quad (20)$$

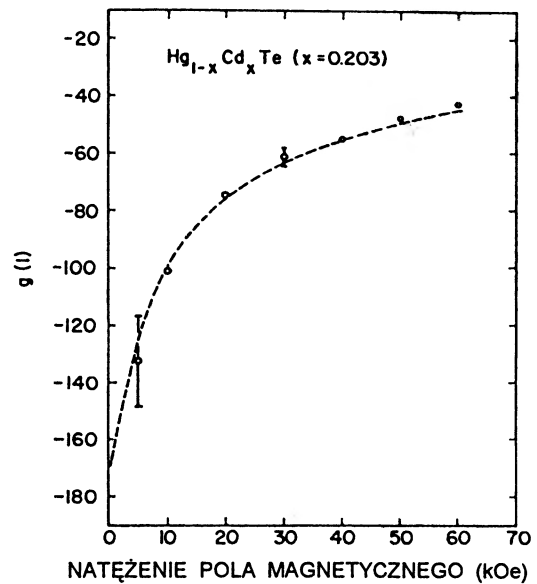
gdzie

$$G_{nk_z}^{\pm} = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g_0 \mu_B H + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_0}. \quad (21)$$

Mamy tu $\omega_c = eH/m_0c$, a $g_0 = 2$ jest czynnikiem spinowym swobodnego elektronu. Struktura równ. (18)-(19) i (20)-(21) jest taka sama przy uwzględnieniu odpowiedniości (11). Mamy dodatkowo

$$g_0 \rightarrow g_0^*. \quad (22)$$

Główna różnica między energiami elektronów w półprzewodniku i w próżni polega na tym, że dla swobodnego elektronu rozszczepienie spinowe równe jest orbitalnemu, podczas gdy w półprzewodniku równość ta nie zachodzi, ponieważ na rozszczepienie spinowe ma tutaj silny wpływ oddziaływanie spin-orbita (pochodzenia atomowego), które nie odgrywa roli w próżni.



Rys. 5. Czynniki spinowy g^* dla elektronów w HgCdTe w funkcji pola magnetycznego. Linia przerywana jest wynikiem obliczeń [12].

Można teraz zapytać: co dzieje się ze spinowym momentem magnetycznym elektronu relatywistycznego, kiedy przyspiesza się go do wysokich energii? Odpowiedź jakościowa dana jest już przez równ. (20) i (21) – rozszczepienie spinowe zmniejsza się ze wzrostem energii, co oznacza, że magnetyczny moment spinowy maleje. Odpowiedź ilościową [14] uzyskać można utrzymując $g_0 = 2$ i definiując moment spinowy jako (patrz równ. (20) i (21)),

$$\mu_s = \frac{\epsilon_n^+ - \epsilon_n^-}{2H} \rightarrow \frac{e\hbar}{2m(\epsilon)c}. \quad (23)$$

Granica obliczona jest dla $H \rightarrow 0$, co dla danej energii odpowiada wysokim liczbom n . Masa $m(\epsilon)$ w równ. (23) jest właśnie lorentzowską relatywistyczną masą zależną od energii! Tak więc moment spinowy dany jest magnetonem Bohra, w którym masa spoczynkowa zastąpiona jest masą Lorentza. Ten rezultat jest oczywiście w ściślejszej analogii do własności elektronów w półprzewodnikach, opisanych powyżej, ponieważ w obu wypadkach moment magnetyczny jest odwrotnie proporcjonalny do masy. Wydaje się, że energetyczna zależność spinowego momentu magnetycznego nie była dotąd obserwowana eksperymentalnie dla swobodnych elektronów.

4. Elektrony w skrzyżowanych polach

Półrelatywistyczne własności elektronów w półprzewodnikach znajdują spektakularne potwierdzenie w obecności skrzyżowanych pól elektrycznego i magnetycznego. Klasyczne (nierelatywistyczne) równanie ruchu ma postać

$$m\ddot{\mathbf{r}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (24)$$

Trajektoria klasyczna dla \mathbf{H} skierowanego zgodnie z osią Oz , a \mathbf{E} zgodnie z osią Oy pokazana jest na rys. 6. Jest ona złożeniem ruchu po okręgu i dryfu wzdłuż kierunku Ox ze stałą prędkością $v_{dr} = c\mathcal{E}/H$. Ruch ten jest typu magnetycznego: mamy do czynienia z oscylacjami cyklotronowymi i elektron nie ucieka w kierunku Oy (co charakteryzuje ruch typu elektrycznego).

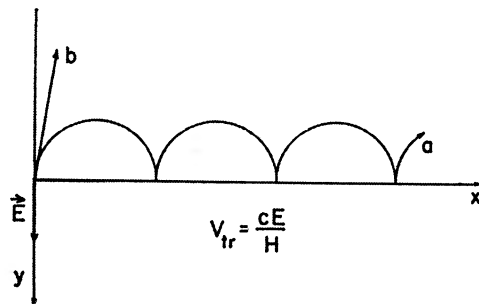
W jednopasmowym przybliżeniu masy efektywnej równanie Schrödingera ma postać

$$\left[\frac{1}{2m_0^*} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 + e\mathcal{E}y \right] \Psi = E\Psi. \quad (25)$$

Przy użyciu cechowania $\mathbf{A} = [-Hy, 0, 0]$ można rozseparować zmienne, szukając rozwiązania w postaci $\Psi = \exp(ik_x x + ik_z z)\Phi(y)$. Równanie (20) sprowadza się wtedy do równania różniczkowego dla oscylatora harmonicznego i wynikające stąd energie są (spin pomijamy)

$$\epsilon = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar k_z^2}{2m_0^*} + e\mathcal{E}k_x L^2 - \frac{1}{2}m_0^*c^2 \frac{\mathcal{E}^2}{H^2}, \quad (26)$$

gdzie $L = (\hbar c/eH)^{1/2}$ jest promieniem magnetycznym. W zgodzie z obrazem klasycznym opis kwantowy przedstawia ruch magnetyczny z kwantyzacją landauowską.



Rys. 6. Klasyczna trajektoria elektronu w skrzyżowanych polach: a) ruch typu magnetycznego, b) ruch typu elektrycznego (schematycznie).

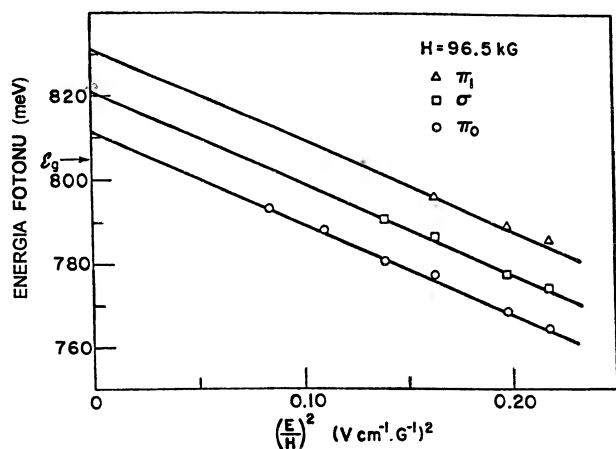
Dla elektronów w pasmie walencyjnym należy zmienić znak masy w równ. (26). Tak więc walencyjne poziomy Landaua przesuwać się w polu elektrycznym do góry. Można zatem zaobserwować przesuwanie się poziomów w skrzyżowanych polach w międzypasmowych przejściach magneto-optycznych, przy których wartość k_x nie ulega zmianie [15]. Rysunek 7 pokazuje malenie energii międzypasmowych zaobserwowanych w Ge [16]. Są one zredukowane o $(m_e^+ + m_{lh}^+)c^2\mathcal{E}^2/2H^2$, w zgodzie z teorią.

Jak wynika z równ. (26), trudności teoretyczne pojawiają się, kiedy pole magnetyczne dąży do zera. Jest też niezrozumiałe, że ruch klasyczny, opisywany równ. (24), jest zawsze typu magnetycznego, także przy dużym \mathcal{E} i małym H . Odpowiedzią na te trudności jest względność dla swobodnego elektronu i model dwupasmowy dla elektronów w półprzewodnikach. Kiedy prędkość dryfu $v_{dr} = c\mathcal{E}/H$ staje się porównywalna z maksymalną prędkością w układzie (c lub u), relatywistyczne równanie ruchu dane jest równ. (24),

w którym lewa strona ma postać $d(m\mathbf{v})/dt$, gdzie m jest masą Lorentza. Wynikający stąd ruch jest typu magnetycznego dla $\mathcal{E}/H < 1$, a prędkość dryfu jest $v_{dr} = c\mathcal{E}/H$. Ruch staje się typu elektrycznego dla $\mathcal{E}/H > 1$, a prędkość dryfu jest wtedy $v_{dr} = cH/\mathcal{E}$ (rys. 6). Oba rodzaje ruchu można wydedukować w obrazie kwantowym z relatywistycznego równania Kleina-Gordona

$$\left[(m_0c^2)^2 + c^2 \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 - (E - e\mathcal{E}y)^2 \right] \Psi = 0. \quad (27)$$

Wiodące człony y^2 , decydujące o charakterze ruchu, mają postać $e^2(H^2 - \mathcal{E}^2)y^2$. Tak więc, dla $\mathcal{E}/H < 1$ mamy do czynienia z paraboliczną studnią kwantową, wynikający stąd ruch jest ograniczony, a energie skwantowane (ruch magnetyczny). Przy $\mathcal{E}/H > 1$ studnia staje się barierą, ruch nie jest ograniczony, a energia nie jest skwantowana (ruch elektryczny).



Rys. 7. Przesunięcie energii międzypasmowych w Ge w skrzyżowanych polach w funkcji \mathcal{E}^2/H^2 (ruch magnetyczny) [16].

Główna różnica między podejściem nierelatywistycznym i relatywistycznym polega na tym, że w pierwszym przypadku potencjał U występuje liniowo, podczas gdy w drugim mamy także do czynienia z jego kwadratem U^2 .

Przy $\mathcal{E}/H < 1$ człony wiodące można napisać w postaci $e^2H^2(1 - \delta^2)y^2$, gdzie $\delta^2 = v_{dr}^2/c^2$, przy czym $v_{dr} = c\mathcal{E}/H$. Z drugiej strony, przy $H/\mathcal{E} < 1$ można napisać $-e^2\mathcal{E}^2(1 - \delta^2)y^2$, gdzie $\delta^2 = v_{dr}^2/c^2$, przy czym $v_{dr} = cH/\mathcal{E}$. Zgodnie z interpretacją relatywistyczną w pierwszym przypadku istnieje transformacja Lorentza do poruszającego się układu, w którym pole magnetyczne

jest $H' = H(1 - \delta^2)^{1/2}$ i $\mathcal{E}' = 0$. W drugim wypadku istnieje transformacja do układu, w którym $\mathcal{E}' = \mathcal{E}(1 - \delta^2)^{1/2}$ i $H' = 0$.

Dla elektronów w półprzewodnikach należy rozwiązać model dwupasmowy. Układ (17) posiada teraz dodatkowo potencjał U na przekątnej. Zaniedbując znowu człon swobodnego elektronu, otrzymujemy

$$\begin{pmatrix} -\epsilon + \epsilon_g/2 + e\mathcal{E}y & (1/m_0)\mathbf{p}_{12} \cdot \mathbf{P} \\ (1/m_0)\mathbf{p}_{12} \cdot \mathbf{P} & -\epsilon - \epsilon_g/2 + e\mathcal{E}y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} = 0. \quad (28)$$

Eliminując f_2 otrzymuje się (zaniedbując mały wyraz)

$$\left[\frac{1}{2m_0^*}P^2 - \frac{1}{\epsilon_g}(\epsilon - e\mathcal{E}y)^2 + \frac{\epsilon_g}{4} \right] f_1 = 0. \quad (29)$$

Wiodące człony mają postać $[(e^2H^2/2m_0^*c^2) - (e^2\mathcal{E}^2/\epsilon_g)]y^2$. Przejście między magnetycznym i elektrycznym typem ruchu zachodzi teraz dla $v_{dr} = c\mathcal{E}/H = u$. Efektywna częstość cyklotronowa w ruchu magnetycznym wynosi $(eH/m_0^*c) \times (1 - \delta^2)^{1/2}$, gdzie $\delta = v_{dr}/u$. Przy $v_{dr} = c\mathcal{E}/H = u$ kwantyzacja Landaua znika. Dla $c\mathcal{E}/H > u$ ruch ma charakter elektryczny i $v_{dr} = cH/\mathcal{E}$. Rysunek 8 ilustruje przejście z elektrycznego (wykładniczego) do magnetycznego (rezonansowego) charakteru międzypasmowej absorpcji optycznej przy wzroście H . Rysunek 9 pokazuje masę cyklotronową elektronów w InSb, mierzona na strukturach MOS w skrzyżowanych polach. Masa cyklotronowa pokazana jest w funkcji H dla $\mathcal{E} = 0$ i dla dwóch wartości pola elektrycznego. Przy $\mathcal{E} = 0$ masa m_c^* osiąga wartość m_0^* na brzegu pasma dla $H = 0$. Przy $\mathcal{E} \neq 0$ masa m_c^* wzrasta silnie, kiedy $H \rightarrow 0$, co można interpretować jako relatywistyczny wzrost, kiedy v_{dr} zbliża się do u . By opisać te wyniki ilościowo, należy użyć modelu trójpoziomowego, ponieważ w InSb rozszczepienie spinowe jest porównywalne z orbitalnym [18]. Końcowy wynik dla energii ma postać (w przybliżeniu $\Delta \gg \epsilon_g$)

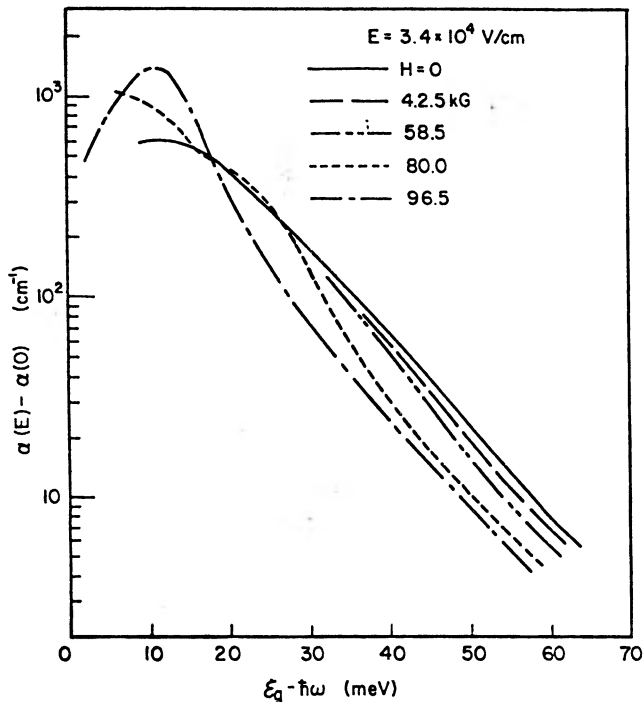
$$\epsilon = \frac{c\mathcal{E}}{H}\hbar k_x + (1 - \delta^2)^{1/2} \left(\frac{\epsilon_g^2}{4} + \epsilon_g D_n^\pm \right)^{1/2}, \quad (30)$$

gdzie

$$D_n^\pm = \hbar\omega_c(1 - \delta^2)^{1/2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2}g_0^*\mu_B H. \quad (31)$$

Wzory te opisują wyniki pokazane na rys. 8 (linie ciągłe) z użyciem realistycznych wartości parametrów pasmowych InSb [18].

Różnicę energii $\epsilon_{n+1}^{\pm} - \epsilon_n^{\pm} = \hbar\omega$ można interpretować jako Poprzeczny Efekt Dopplera (PED) dla częstości promieniowania ω_0 emitowanego przez poruszające się źródło. W teorii względności PED opisany jest przez $\omega = \omega_0(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, co odpowiada czynnikowi $(1 - \delta^2)^{1/2}$ przed pierwiastkiem kwadratowym w równ. (30). Relatywistyczny PED uważany jest za bezpośrednie potwierdzenie dylatacji czasu [19]. Tak więc analogia relatywistyczna obejmuje także czas.



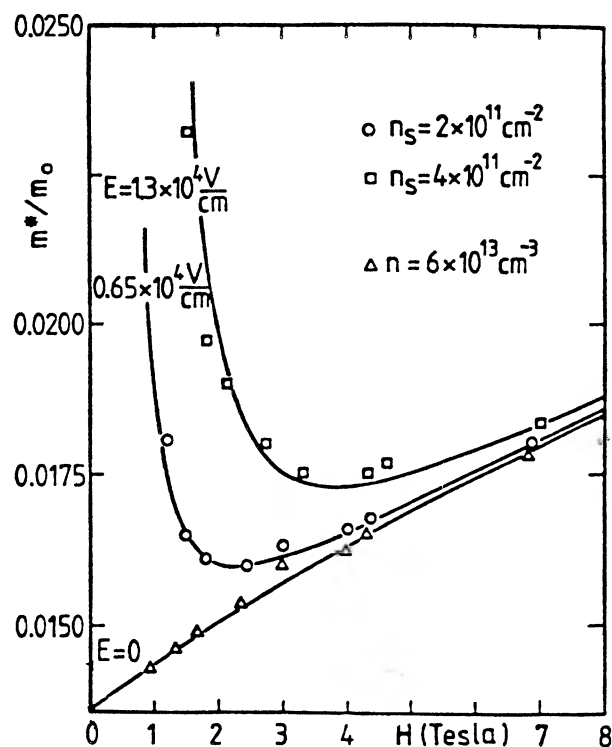
Rys. 8. Absorpcja optyczna w skrzyżowanych polach poniżej prostej przerwy wzbronionej w Ge. Widać przejście od zachowania typu elektrycznego (wykładniczego) do zachowania typu magnetycznego (rezonansowego) ze wzrostem H [17].

Warto zaznaczyć, że w rzeczywistości nie mamy do czynienia z prawdziwie relatywistycznymi prędkościami dryfu elektronów przewodnictwa: $v_{dr} = 0,85 \times 10^8$ cm/s dla najwyższego punktu na wyższej krzywej pokazanej na rys. 9. Półrelatywistyczny wzrost masy jest dobrze obserwowalny, ponieważ u^2 w półprzewodniku jest prawie 10^5 razy mniejsze od c^2 .

5. Ruch drżący

Schrödinger [20] pierwszy pokazał, że ruch kwantowy swobodnego relatywistycznego elektronu zawiera oscylującą składową, nazwaną Zit-

terbewegung (ruch drżący). Amplituda tego ruchu dana jest w przybliżeniu przez komptonowską długość fali $\lambda_C = \hbar/m_0c$, a jego częstość wynosi $\omega = 2m_0c^2/\hbar$. Zitterbewegung spowodowany jest interferencją składowych funkcji falowej, odpowiadających dodatnim i ujemnym energiom elektronu. Foldy and Wouthuysen [21] pokazali, jak eliminować składowe o ujemnych (powiedzmy) energiach poprzez rozwinięcie w szereg względem potęg $p/2m_0c$. Ponieważ $p = \hbar k$, transformacja FW jest rozwinięciem względem $k\lambda_C/2$. Używając równania Kleina-Gordona [22] lub Diraca [23] można pokazać, że jeśli elektron reprezentuje czysto dodatni (powiedzmy) stan energii, to jego przestrzenne rozmycie jest rzędu λ_C .



Rys. 9. Masy cyklotronowe elektronów w InSb w skrzyżowanych polach w funkcji pola magnetycznego dla różnych wartości pola elektrycznego. Kiedy E/H rośnie, masa rośnie zgodnie z półwzględnością. Wyniki dla $E = 0$ pokazane są dla porównania [18].

Można to oszacować na podstawie następującego prostego rozważania. Załóżmy, że $\Delta x \leq \hbar/2m_0c$. Zasada nieoznaczoności daje $\Delta p \geq 2m_0c$, co prowadzi do nieoznaczoności energii

$$\Delta E \approx \frac{(\Delta p)^2}{2m_0} \geq 2m_0c^2. \quad (32)$$

Tak więc elektron „ściśnięty” do obszaru $\Delta x \leq \hbar/2m_0c$ ma tak dużą nieoznaczoność energii, że

„nie wie” on, czy należy do dodatnich czy ujemnych energii. Z tego powodu „Stwierdza się często, że pomiar położenia cząstki, takiej jak elektron, z precyzją większą niż długość fali Comptona, prowadziłby do produkcji par...” [24]. Jednakże taka sytuacja nie daje się urzeczywistnić dla swobodnych elektronów, ponieważ $\hbar/m_0c = 3,87 \times 10^{-3} \text{ \AA}$.

Interesujące jest rozważenie analogicznej sytuacji w półprzewodnikach. Jest oczywiste, że ze względu na analogię relatywistyczną i mieszanie składowych ujemnych i dodatnich energii w funkcji falowej [3,4] należy oczekiwać ruchu drżącego także w tym systemie. Powstaje pytanie: jaka długość odpowiada tutaj komptonowskiej długości \hbar/m_0c ? Porównując równ. Kleina-Gordona z równ. dwupasmowym (równ. (8))

$$\left(\nabla^2 + \frac{1}{\hbar^2 c^2} E^2\right) \Psi = \left(\frac{m_0 c}{\hbar}\right)^2 \Psi, \quad (33)$$

$$\left(\nabla^2 + \frac{1}{\hbar^2 u^2} \epsilon^2\right) \Psi = \left(\frac{m_0^* u}{\hbar}\right)^2 \Psi, \quad (34)$$

widzimy, że długość odpowiadająca drzeniu λ_Z wynosi

$$\lambda_Z = \frac{\hbar}{m_0^* u}. \quad (35)$$

Tak więc λ_Z można otrzymać z λ_C używając odpowiedniości $m_0 \rightarrow m_0^*$ i $c \rightarrow u$.

Warto zaznaczyć, że λ_Z nie jest związana z rozpraszaniem typu Comptona w ciałach stałych, ponieważ prędkość światła w ciele stałym nie wynosi u , lecz c/n , gdzie n jest współczynnikiem załamania.

Procedura Luttingera-Kohna [1], stosowana do separowania pasm w półprzewodniku, używa rozwinięcia w potęgach $\hbar \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_{12}/m_0 \epsilon_g$. Używając naszej definicji masy efektywnej m_0^* , można to wyrazić w postaci $k\lambda_Z/2$. Zatem procedura Luttingera-Kohna dla półprzewodników równoważna jest metodzie Foldy’ego-Wouthuysena dla relatywistycznych elektronów w próżni.

Jeśli elektron w półprzewodniku ograniczony jest do $\Delta x \leq \lambda_Z/2$, to $\Delta p \geq 2\hbar/\lambda_Z$, tak że

$$\Delta \epsilon \approx \frac{(\Delta p)^2}{2m_0^*} \geq \frac{4\hbar^2}{\lambda_Z^2 2m_0^*} = 2m_0^* u^2 = \epsilon_g, \quad (36)$$

co odpowiada równ. (32). Zatem elektron ogra-

niczony do $\Delta x \leq \lambda_Z/2$ posiada nieoznaczoność energii większą niż przerwa ϵ_g .

Oczywiście, λ_Z jest znacznie większa niż λ_C . Dla GaAs ($m_0^* = 0,066 m_0$) otrzymujemy $\lambda_Z = 13,5 \text{ \AA}$, dla InSb ($m_0^* = 0,0136 m_0$) $\lambda_Z = 67 \text{ \AA}$. Wartość ta może być dodatkowo zwiększona, jeśli wziąć stopy $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ z jeszcze mniejszą masą efektywną. Współczesne technologie pozwalają ograniczać elektrony do takich rozmiarów. Można także użyć pola magnetycznego do tego celu. Promień magnetyczny $L = (\hbar c/eH)^{1/2} \approx 80 \text{ \AA}$ dla $H = 10 \text{ T}$.

Zgodnie z powyższymi rozważaniami, można się spodziewać spontanicznej kreacji par elektronowo-dziurowych w dostatecznie małych układach półprzewodnikowych. Należy jednak mieć na względzie, że tak kreowane pary nie mogą być nośnikami prądu, które mogą tracić energię. Mieliśmy bowiem wtedy do czynienia z perpetuum mobile (np. kreowane pary rekombinują, emitując fotony o energii $\hbar\omega > \epsilon_g$). Kreowane pary mogą być tylko nośnikami wirtualnymi, które jednak można obserwować np. w zjawiskach ekranowania, pojemności elektrostatycznej itd.

6. Podsumowanie

Istnieje bliska analogia między własnościami elektronów w półprzewodnikach z wąską przerwą wzbronioną i relatywistycznych elektronów w próżni. Główną różnicą między oboma układami jest fakt, że w próżni prędkość światła jest także maksymalną prędkością elektronów, podczas gdy w półprzewodnikach te prędkości są różne. W niektórych wypadkach znacznie łatwiej jest obserwować relatywistyczne efekty w półprzewodnikach niż w próżni. W szczególności analogia powyższa przewiduje, że w układach półprzewodnikowych mniejszych niż długość odpowiadająca ruchowi drżącemu $\lambda_Z = \hbar/m_0^* u$ powinna zachodzić obserwowalna spontaniczna kreacja wirtualnych par elektronowo-dziurowych.

Wszystkie wyżej opisane efekty można uczynić jeszcze bardziej spektakularnymi przy użyciu minipasm w supersieciach.

Jestem wdzięczny drowi P. Pfefferowi z Instytutu Fizyki PAN i prof. R.N. Nicholasowi z Uniwersytetu w Oxfordzie za interesujące dyskusje. Praca ta była finansowana częściowo przez Komitet Badań Naukowych, grant nr 2 P03B 13911.

Literatura

- [1] J.M. Luttinger, W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
 [2] J. Zak, W. Zawadzki, *Phys. Rev.* **154**, 536 (1966).
 [3] E.O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
 [4] W. Zawadzki, J. Kołodziejczak, *Phys. Stat. Sol.* **6**, 409 (1964); W. Zawadzki, *Adv. Physics* **23**, 435 (1974).
 [5] W. Zawadzki, w: *Optical Properties of Solids*, red. E.D. Haidemenakis (Gordon and Breach, 1970), s. 179.
 [6] P. Pfeffer, W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **41**, 1561 (1990).
 [7] G.H. Parker, C.A. Mead, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 605 (1968).
 [8] W. Zawadzki, w: *Narrow Gap Semiconductors. Physics and Applications*, red. W. Zawadzki, Lecture Notes in Physics, t. 133, (Springer, 1980), s. 85.
 [9] R. Bowers, Y. Yafet, *Phys. Rev.* **115**, 1165 (1959).
 [10] P. Kacman, W. Zawadzki, *Phys. Stat. Sol. (b)* **47**, 629 (1971).
 [11] W. Zawadzki, *Phys. Letters* **4**, 190 (1963).
 [12] B.D. McCombe, R.J. Wagner, G.A. Prinz, *Sol. State Commun.* **8**, 1687 (1970).
 [13] I.I. Rabi, *Z. Physik* **49**, 7 (1928).
 [14] W. Zawadzki, *Phys. Rev. D* **3**, 1728 (1971).
 [15] A.G. Aronov, *Sov. Phys. – Solid State* **5**, 402 (1963).
 [16] Q.H.F. Vrethen, W. Zawadzki, M. Reine, *Phys. Rev.* **158**, 702 (1967).
 [17] M. Reine, Q.H.F. Vrethen, B. Lax, *Phys. Rev.* **163**, 726 (1967).
 [18] W. Zawadzki, S. Klahn, U. Merkt, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 983 (1985).
 [19] H.E. Ives, G.R. Stilwell, *J. Opt. Soc. Am.* **28**, 215 (1938); G. Otting, *Phys. Z.* **40**, 681 (1939).
 [20] E. Schrödinger, *Sitzber. Preuss. Akad. Wiss. Physik-Math.* **24**, 418 (1930).
 [21] L.L. Foldy, S.A. Wouthuysen, *Phys. Rev.* **78**, 29 (1950).
 [22] W. Greiner, *Relativistic Quantum Mechanics* (Springer, 1987), s. 59.
 [23] M.E. Rose, *Relativistic Electron Theory* (Wiley, New York 1961), s. 90.
 [24] T.D. Newton, E.P. Wigner, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 400 (1949).

Nuklidy dalekie od ścieżki trwałości β^*

Jan Żylicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

Nuclides far from the line of beta stability

Abstract: Recent radioactive-decay studies on nuclides very far off the line of beta stability are illustrated with examples.

1. Wstęp

Odkrycie promieniotwórczości uranu przez Henri Becquerela [1] i nowych pierwiastków promieniotwórczych przez Piotra i Marię Curie [2] zapoczątkowało rozwój fizyki atomowej i subatomowej, który w dramatyczny sposób wpłynął na rozumienie otaczającego nas świata i na życie ludzi w XX w.

Stulecie tych odkryć obchodzone jest w latach 1996–98. Dzisiejsze Sympozjum jest jednym ze spotkań naukowych, organizowanych w Polsce dla uczczenia wielkiego wkładu, jaki do fizyki i chemii wniosła Maria Skłodowska-Curie. Jedną z najlepszych dróg złożenia jej hołdu może być pokazanie, że badania promieniotwórczości są wciąż intensywnie prowadzone i przynoszą wyniki o dużej wartości, mając znakomite perspektywy dalszego rozwoju. Taki punkt widzenia przyjęto w tym referacie, który przynosi przykłady współczesnych badań promieniotwórczości nuklidów egzotycznych. Termin „egzotyczny” oznacza tu „tak daleki od ścieżki trwałości β , jak na to pozwalają obecnie najbardziej zaawansowane narzędzia badań”.

2. Dlaczego, jak i gdzie

W sierpniu 1966 r. w szwedzkim miasteczku Lysekil odbyło się pierwsze zorganizowane na dużą skalę międzynarodowe sympozjum poświęcone nuklidom egzotycznym [3]. Ostatnia konfe-

rencja z tej serii odbyła się w Arles we Francji w 1995 r. [4]. W polskim tłumaczeniu nazwa sympozjum w Lysekil brzmi: „Dlaczego i jak powinniśmy badać nuklidy dalekie od ścieżki trwałości?”. Tytuł tego referatu mógłby być taki sam.

Odpowiadając na pytanie „dlaczego” powinniśmy brać pod uwagę: 1) odkrywanie nowych izotopów, 2) poszukiwanie nowych sposobów rozpadu promieniotwórczego i ustalanie granic świata nuklidów, 3) badanie jądrowej struktury izotopów w szerokim zakresie liczby neutronów N w jądrze, 4) wyznaczenie stałych sprzężenia oddziaływań słabych, oraz 5) uzyskanie wglądu w istotę procesów nukleosyntezy w gwiazdach.

Pytanie „jak” wiąże się z reakcjami jądrowymi, które prowadzą do wytworzenia nuklidów egzotycznych, takimi jak np. kruszenie jąder przez wysokoenergetyczne protony, samorzutne i wymuszone rozszczepienie jąder ciężkich oraz procesy łączenia się i fragmentacji jąder, zachodzące w reakcjach z ciężkimi jonami. Istotne są również narzędzia badawcze – akceleratory, spektrometry i układy detektorów.

Te dwa pytania można by uzupełnić o trzecie – „gdzie”. Okazuje się, że badania nuklidów dalekich od trwałości prowadzone są w najbardziej zaawansowanych laboratoriach na świecie. Fizycy z Zakładu Spektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej prowadzą je w ośrodkach badań ciężkojonowych GSI (Darmstadt, Niemcy) i GANIL (Caen, Francja), w laborato-

* Nieznacznie rozszerzony tekst referatu ogłoszonego na Sympozjum „From Polonium and Radium to Exotic and Superheavy Nuclei”, zorganizowanym w dniu 6 września 1997 r. przez Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej.

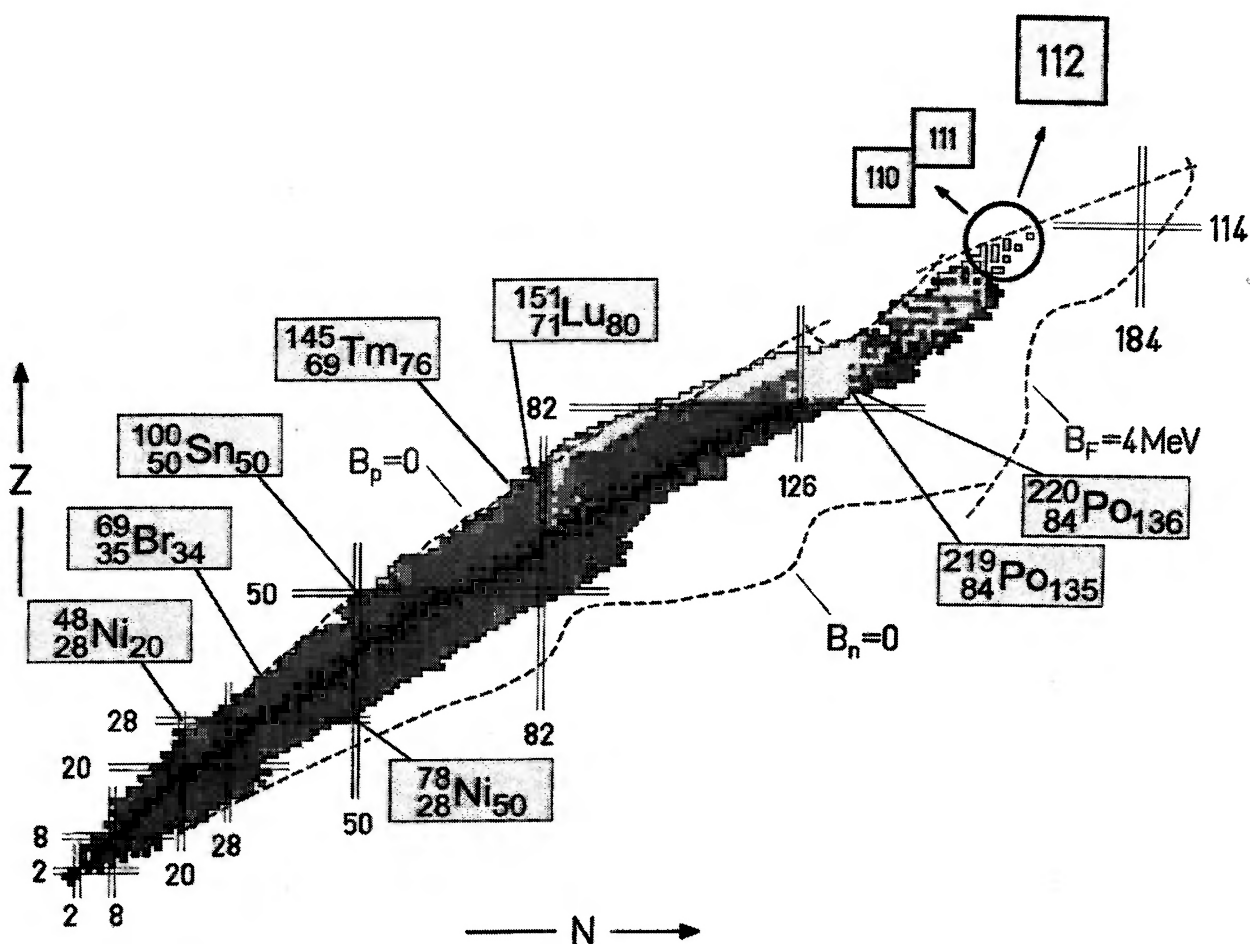
rium ISOLDE w CERN-ie (Genewa, Szwajcaria) oraz w Laboratorium Narodowym ORNL (Oak Ridge, USA), a prócz tego w zagranicznych laboratoriach uniwersyteckich, m.in. w Grenoble (Francja), Jyväskylä (Finlandia) i Leuven (Belgia). Ostatnio otworzyła się przed nami możliwość prowadzenia eksperymentów również w Polsce, w warszawskim Środowiskowym Laboratorium Ciężkich Jonów.

3. Mapa nuklidów A.D. 1997

Rysunek 1 pokazuje mapę nuklidów według stanu z pierwszej połowy 1997 r. Na osi poziomej odłożona jest liczba neutronów N , na osi pionowej – liczba protonów Z . Czarne kwadraciki odpowiadają 287 nuklidom, które są bądź trwałe, bądź też mają dostatecznie długi czas połowicznego zaniku, by mogły występować w znacznych ilościach

w Układzie Słonecznym. Na mapie układają się one wzdłuż ścieżki trwałości β . Kwadraciki spoza tej ścieżki odpowiadają nuklidom podlegającym przemianie β . Z przemianą tą niekiedy konkurują inne rozpady, najczęściej rozpad α (kwadraciki białe) czy rozpad protonowy, o którym będzie mowa w dalszej części referatu.

Pełna liczba znanych obecnie nuklidów trwałych i promieniotwórczych przekracza 2700. W 1966 r. było ich mniej niż 900. Dla pewnej liczby najbardziej egzotycznych nuklidów, wytwarzanych na drodze fragmentacji ciężkich jonów i badanych przy zastosowaniu separatorów fragmentów, identyfikacja ograniczała się do ustalenia Z oraz liczby masowej A (tj. liczby wszystkich nukleonów w jądrze); pomiar czasu życia i ustalenie charakterystycznego promieniowania nie były jeszcze możliwe.



Rys. 1. Mapa nuklidów opracowana w GSI (Darmstadt) w 1997 r. Obok informacji o nuklidach podane są przewidywane linie odpowiadające zerowej energii wiązania protonu i neutronu, $B_p = 0$ i $B_n = 0$, oraz barierze dla samorzutnego rozszczepienia $B_F = 4 \text{ MeV}$. Linie te można uważać za przybliżone granice świata nuklidów. Wersja oryginalna karty uzupełniona jest wskazaniem tych nuklidów bardzo dalekich od ścieżki trwałości β (w prostokątach), które są omawiane w artykule.

Odejście w eksperymencie od ścieżki trwałości β wiąże się z drastycznym spadkiem przekrojów czynnych (tj. prawdopodobieństwa) na wytwarzanie nuklidów. Czasy życia tych nuklidów stają się coraz krótsze. Identyfikacja nowych izotopów jest zatem poważnym wyzwaniem dla eksperymentatorów.

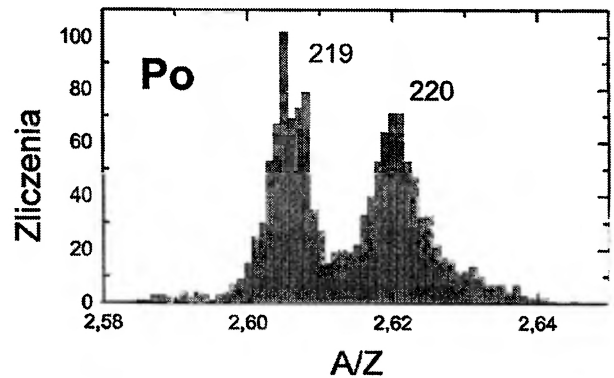
4. Nowe izotopy

Niemal wszystkie podane w tym referacie przykłady badania nuklidów bardzo dalekich od ścieżki trwałości wiążą się z odkryciem nowych izotopów. Ich identyfikacja jest z reguły pierwszym krokiem w stronę badania rozpadu i struktury egzotycznych jąder. Rozpoczynamy od opisu odkrycia nowych neutrono-nadmiarowych izotopów polonu i niklu.

W szczegółowej tablicy nuklidów z 1995 r. [5] znajdujemy 29 izotopów polonu, od ^{190}Po (o okresie półrozpadu $T_{1/2} \approx 10$ ms) poprzez ^{210}Po ($T_{1/2} = 138$ d) do ^{218}Po ($T_{1/2} = 3,05$ min). Przypomnijmy, że aktywność polonu, pierwiastka odkrytego przez małżonków Curie w 1898 r., w późniejszych badaniach została przypisana do szeregu radowego i nazwana RaF. Jeszcze później zidentyfikowano ją jako ^{210}Po . Inny człon tego samego szeregu został nazwany RaA. Jego okres półrozpadu, wynoszący 3 min, został zmierzony już w 1904 r. przez Rutherforda [6]. RaA zidentyfikowano następnie jako ^{218}Po . Przez ponad 90 lat (!) od wspomnianej pracy Rutherforda był to najcięższy ze znanych izotopów polonu. Dopiero w 1996 r., w eksperymencie zaproponowanym przez Marka Pfütznera i przeprowadzonym w GSI w ramach współpracy Warszawa-Caen-Orsay-Surrey [7], udało się zarejestrować pewną liczbę atomów ^{219}Po i ^{220}Po . Izotopy te, wytworzone na drodze fragmentacji jonów ^{238}U o energii 1 GeV/nukleon w tarczy z ^9Be , zostały rozdzielone i zidentyfikowane (na razie jeszcze bez pomiaru czasu życia, patrz rys. 2) przy zastosowaniu separatora fragmentów FRS.

Również w GSI, w nieco wcześniejszym eksperymencie z wiązką ^{238}U , trzy atomy ^{78}Ni zostały zarejestrowane przez Engelmana i in. [8] w ramach współpracy Darmstadt-Orsay-Bordeaux-Strasbourg-Warszawa. Jest to najcięższy z obecnie znanych izotopów niklu. Można mieć nadzieję, że przyszłe badania tego niezwykle egzotycznego

(podwójnie magicznego) nuklidu przyniosą dane ważne zarówno dla analizy procesu r (tj. szybkiego wychwyty neutronów) w gwiazdach [9], jak i zjawisk kolektywnych w przemianie β typu Gamowa-Tellera, przewidywanych przez Jacka Dobaczewskiego, Zdzisława Szymańskiego i Jana Żylicza [10].

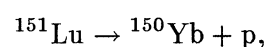


Rys. 2. Dane wskazujące na istnienie izotopów ^{219}Po i ^{220}Po , odkrytych przez Pfütznera i in. [7].

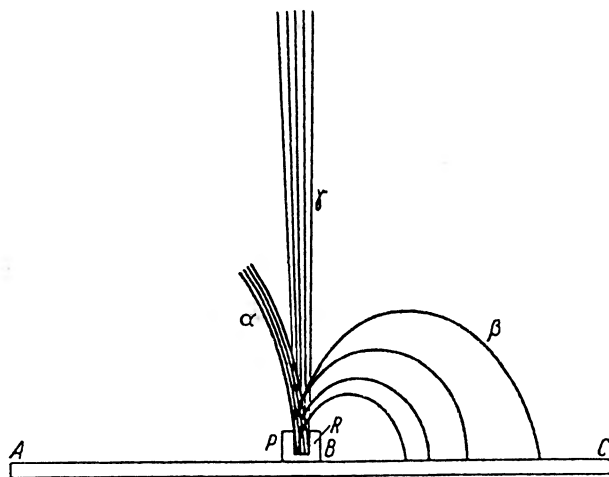
5. Nowy sposób rozpadu – promieniotwórczość protonowa

Kiedy mówimy o nowych sposobach rozpadu promieniotwórczego, możemy odwołać się do rys. 3, wziętego z rozprawy doktorskiej Marii Skłodowskiej-Curie z 1903 r. [11]. Pokazuje on zachowanie się promieniowania α , β i γ w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Uwzględniając późniejsze odkrycia, dodatkowo naładowane cząstki α – odchylane tu w lewo – musimy uzupełnić o pozytony, protony, jądra ^{14}C i inne ciężkie jony, oraz fragmenty samorzutnego rozszczepienia. W referacie skoncentrujemy się na emisji protonów ze stanu podstawowego, tj. na procesie charakterystycznym dla nuklidów skrajnie neutrono-deficytowych, spoza linii „odpadania” (tj. linii o zerowej energii oderwania) protonu.

Emisja protonu ze stanu podstawowego została po raz pierwszy zaobserwowana w GSI przez Hofmanna i in. w 1981 r. [12]. W eksperymencie wykorzystującym filtr prędkości SHIP na wiązce ciężkojonowego akceleratora UNILAC wytworzony i zidentyfikowany został nowy izotop lutetu, ^{151}Lu . Stwierdzono rozpad

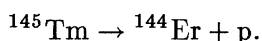


z okresem półrozpadu $T_{1/2} = 85$ ms i energią rozpadu $Q_p = 1,241$ MeV $= -B_p$. Ujemna wartość B_p , energii oderwania protonu, jest oczywistym przejawem faktu, że ^{151}Lu leży na mapie nuklidów poza linią odpadania protonu. Zauważmy, że trwały izotop lutetu ma liczbę masową $A = 175$.



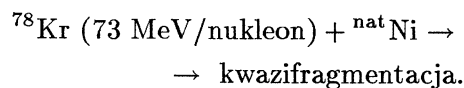
Rys. 3. Klasyfikacja promieniowania według zachowania się w jednorodnym polu magnetycznym, pochodząca z rozprawy doktorskiej Marii Skłodowskiej-Curie [11].

Po tej pionierskiej pracy nastąpiły kolejne eksperymenty w Darmstadt (Niemcy), Daresbury (Anglia), a w ostatnich latach również w Argonne i Oak Ridge (USA). Pełna liczba znanych nuklidów wykazujących promieniotwórczość protonową wynosi obecnie 20. Obejmuje ona wynik uzyskany w 1997 r. w Oak Ridge – obserwację ^{145}Tm . Ten nuklid jest odległy od ścieżki trwałości β o 24 neutrony. Został otrzymany przez zespół, którym kieruje Krzysztof Rykaczewski [13], na drodze reakcji syntezy ^{58}Ni i ^{92}Mo . Autorzy zaobserwowali rozpad



Stwierdzili, że energia kinetyczna protonów wynosi $E_p = (1,73 \pm 0,01)$ MeV. Okres półrozpadu, równy $(3,5 \pm 1,0)$ μs , jest najkrótszym z dotąd obserwowanych dla promieniotwórczości protonowej (tę wartość można odtworzyć teoretycznie na drodze przybliżenia WKB, jeżeli założyć, że nieparzysty, 69. proton jądra ^{145}Tm znajduje się w stanie $h_{11/2}$ modelu powłokowego). Po obserwowanych wcześniej w Darmstadtzie emiterach protonów ^{147}Tm i ^{146}Tm , jest to trzeci izotop tulu poza linią odpadania protonu.

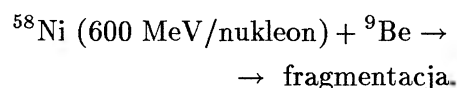
W tym kontekście warto jeszcze wspomnieć o dwóch eksperymentach, przeprowadzonych wspólnie przez fizyków z Bordeaux, Caen, Darmstadt i Warszawy. Pierwszy został wykonany w GANIL [14]. Przy zastosowaniu separatora fragmentów LISE3 na wiązce wysokoenergetycznych ciężkich jonów badane były produkty reakcji



Sz szczególnie interesujące okazały się produkty o składowej izospinu $T_z = (N - Z)/2 = -1/2$. W szeregu obserwowanych nuklidów tej grupy brak jest ^{69}Br . Interpretacja tej nieobecności jest następująca: ^{69}Br znajduje się poza linią odpadania protonu i rozpada się po drodze od tarczy do układu detektorów. Granica dla okresu półrozpadu, $T_{1/2} < 100$ ns, odpowiada granicy energii rozpadu $Q_p > 0,45$ MeV. Nietrwałość ^{69}Br ze względu na emisję protonu ze stanu podstawowego ma istotne konsekwencje astrofizyczne. Oznacza spowolnienie procesu szybkiego wychwytu protonu (rp). Oczekuje się, że proces ten zachodzi w ekstremalnych warunkach gęstości $10^6 - 10^7$ g/cm³ i temperatury $T = (1 - 2) \times 10^9$ K. Takie warunki mogą powstać w podwójnym układzie gwiazdowym, w którym gwiazda neutronowa jest jednym z partnerów [15].

Drugi eksperyment został wykonany w GSI [16]. Jego celem była identyfikacja podwójnie magicznego nuklidu ^{48}Ni i nuklidów sąsiednich, skrajnie neutrono-deficytowych. Oszacowania modelowe sugerują, że ^{48}Ni jest jednym z najlepszych kandydatów dla odkrycia emisji dwu protonów ze stanu podstawowego, przy jednoczesnej trwałości ze względu na rozpad jednoprotonowy [18,19]. Rozpad dwuprotonowy, przewidziany wiele lat temu [17], nie był dotychczas obserwowany.

W tym eksperymencie separator fragmentów FRS został wykorzystany do identyfikacji produktów reakcji



Oprócz szeregu mniej egzotycznych nuklidów zidentyfikowano po raz pierwszy jony ^{49}Ni (5 zdarzeń) i jony ^{45}Fe (3 zdarzenia). Natomiast ^{48}Ni

nie został odkryty. Jednak doświadczenie zebrane w tej pracy jest cenne dla zaplanowania następnej próby, która będzie możliwa, kiedy – w niedalekiej przyszłości – w GSI będzie dostępna bardziej intensywna wiązka ^{58}Ni . Równolegle do poszukiwania ^{48}Ni warto będzie podjąć próbę zbadania rozpadu ^{45}Fe . Przewidywania wskazują, że ^{45}Fe jest również kandydatem do obserwacji rozpadu dwuprotonowego, konkurującego z różnymi kanałami opóźnionej emisji cząstek naładowanych, jaka następuje po przemianie β [20].

6. W kierunku podwójnie magicznego izotopu ^{100}Sn

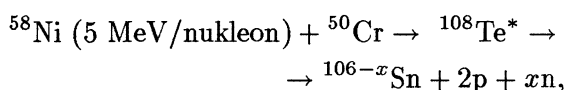
6.1. Oczekiwane własności i rozpad ^{100}Sn

W stosunku do „środka ciężkości” trwałych izotopów cyny, ^{100}Sn ma niedobór ponad 18 neutronów. Przewidywania formuł masowych dla nuklidów tak dalekich od ścieżki trwałości różnią się znacznie. Jednak wszystkie są zgodne co do trwałości ^{100}Sn ze względu na emisję protonu ze stanu podstawowego. Natomiast kolejny nuklid na linii $Z = N$, izotop ^{102}Sb , jest nietrwały.

Fizycy jądrowi od wielu lat wykazywali zainteresowanie odkryciem i zbadaniem ^{100}Sn . To zainteresowanie wynikało z oczekiwanego zamknięcia w tym jądrze powłoki protonowej ($Z = 50$) i neutronowej ($N = 50$). Ten podwójnie magiczny charakter ^{100}Sn stwarza wyjątkowo korzystne warunki do badania efektów struktury jądrowej i do określenia wpływu innych nukleonów w jądrze na wartość aksjalno-wektorowej stałej sprzężenia β G_A [21].

6.2. Wykorzystanie reakcji syntezy ciężkich jonów

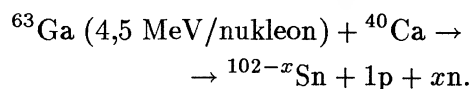
W GSI podjęto szereg prób zbliżenia się do ^{100}Sn na drodze reakcji syntezy przy zastosowaniu separatora izotopów na wiązce akceleratora UNILAC. Były to prace zespołu kierowanego przez Roeckla, prowadzone w ścisłej współpracy z zespołem spektroskopii jądrowej z Warszawy, przy (mniej systematycznym) udziale innych grup. Najczęściej stosowana ciężkojonowa reakcja syntezy-wyparowania przebiegała według schematu



gdzie gwiazdka oznacza stan wzbudzony, a zapis „ $2\text{p} + x\text{n}$ ” obejmuje również możliwy kanał „ $\alpha + (x - 2)\text{n}$ ”. W publikacji Zenona Janasa i in. [22] znajdujemy informację o odkryciu ^{101}Sn , najbliższego sąsiada ^{100}Sn . Obserwacja tego niezwykle neutrono-deficytowego nuklidu była możliwa dzięki temu, że po jego przemianie β , ze stanów wzbudzonych końcowego jądra ^{101}In , z dużym prawdopodobieństwem następuje emisja protonów. Są to tzw. protony opóźnione, które w teleskopie z detektorów krzemowych można rejestrować praktycznie bez tła. Przy częstotliwości zliczeń wynoszącej tylko ok. jednego protonu na godzinę udało się oszacować okres półrozpadu, $T_{1/2} = (3 \pm 1) \text{ s}$, i określić kształt widma. Widmo protonów pozwoliło na weryfikację teoretycznych przewidywań rozkładu nasilenia przejść β typu Gamowa-Tellera.

Analogicznego postępowania nie można było zastosować do ^{100}Sn . Jak się szacuje, liczba jonów tego izotopu docierających do miejsca zbierania po separacji masowej jest o ponad rząd wielkości mniejsza niż w przypadku ^{101}Sn . Ponadto prawdopodobieństwo emisji protonów po przemianie β dla ^{100}Sn jest bardzo małe lub zerowe.

Jedną z możliwych dróg dotarcia do ^{100}Sn mogłoby być zastosowanie odpowiedniej wiązki promieniotwórczej. Taka możliwość rozważana była m.in. przez Rykaczewskiego. W jego referacie [23] znajdujemy porównanie teoretycznie obliczonych (przy zastosowaniu tzw. programu HIVAP) przekrojów czynnych dla reakcji $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$ wykorzystywanej w GSI oraz reakcji wywoływanej przez ^{63}Ga , izotop promieniotwórczy o $T_{1/2} = 32 \text{ s}$:



Dla tej reakcji efektywny przekrój czynny na wytworzenie ^{100}Sn , uwzględniający zmniejszanie się energii jonów przy przechodzeniu przez tarczę, szacuje się na $50 \mu\text{b}$, tj. ok. 250 razy więcej niż dla reakcji $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$. Problem jednak w tym, że ^{63}Ga jest izotopem stosunkowo odległym od ścieżki trwałości (trwałe izotopy galu to ^{69}Ga i ^{71}Ga) i natężenia wiązki, jakich możemy oczekiwać w niedalekiej przyszłości, są o wiele rzędów wielkości mniejsze niż natężenie wiązki ^{58}Ni w GSI. Dlatego korzyści, wypływające z większego

przekroju czynnego, mają na razie charakter akademicki.

6.3. Odkrycie ^{100}Sn na drodze reakcji fragmentacji

Izotop ^{100}Sn został zidentyfikowany dopiero w 1994 r. w dwóch niezależnych, niemal jednoczesnych eksperymentach wykonanych w GSI [24] i GANIL [25]. Eksperyment w GSI został przeprowadzony przez fizyków z Darmstadt i Monachium. Wykorzystana została wiązka relatywistycznych (1 GeV/nukleon) jonów ^{124}Xe , najlżejszego z trwałych izotopów ksenonu. Fragmentacja tych jonów zachodziła w tarczy berylowej. Produkty reakcji analizowane były w separatorze FRS. Pierwsze tygodnie pracy, w marcu 1994 r., nie przyniosły pozytywnego wyniku. Dopiero trwający ok. 300 godzin pomiar na początku kwietnia pozwolił na identyfikację 9 jonów ^{100}Sn . Dzięki bardzo dobrej selektywności FRS oraz odpowiedniemu układowi detekcyjnemu możliwe było określenie czasu życia, $T_{1/2} = 1,0_{-0,3}^{+0,6}$ s. Przekrój czynny na wytwarzanie ^{100}Sn został oszacowany na 5 pb.

Eksperymenty w GANIL, wykorzystujące separator LISE3, zostały przeprowadzone przez zespoły z Caen (Lewitowicz i in.), Warszawy (Rykaczewski i in.) i Dubnej (Penionzhkevich i in.), przy współudziale fizyków z Bukaresztu, Darmstadt, Getyngi, Leuven i Orsay. Wykorzystywana była wiązka ^{112}Sn , najlżejszego trwałego izotopu cyny, o energii ok. 60 MeV/nukleon, oraz tarcza z niklu. Pierwszy eksperyment, którego projekt Komitetowi Eksperymentów przedstawił Rykaczewski, został wykonany w październiku 1993 r. Najlżejszym zaobserwowanym izotopem cyny była wówczas ^{101}Sn . W drugim eksperymencie, w końcu kwietnia 1994 r., w pomiarach trwających łącznie 44 godziny, zidentyfikowano 24 atomy ^{100}Sn , co odpowiadało przekrojowi czynnemu ok. 120 pb. Z powodu niewystarczającej selektywności separatora obciążenie układu detekcyjnego produktami reakcji było tak duże, że pomiar czasu życia okazał się niemożliwy.

Znaczenie eksperymentów wykonanych w GSI i w GANIL polega na tym, że obecnie możliwe jest planowanie dalszych badań, które – jak można mieć nadzieję – pozwolą na poznanie własności przemiany β izotopu ^{100}Sn , a w konsekwencji przyniosą odpowiedź na pytania dotyczące struktury tego jądra i stałej sprzężenia β .

7. Izomery nuklidów dalekich od trwałości

W opisanych powyżej eksperymentach w GANIL produkty reakcji fragmentacji zatrzymywane były w detektorach krzemowych tworzących układ teleskopowy. Identyfikacja tych produktów, polegająca na określeniu Z i A , oparta była na pomiarze czasu przelotu od tarczy do teleskopu (od 0,5 do 1 μs), sztywności magnetycznej $B\rho$, strat energii dE/dx i pełnej energii wydzielonej w detektorach.

Dla zwiększenia wydajności i niezawodności procedury identyfikacji nuklidów, Robert Grzywacz i in. [26] opracowali metodę identyfikacji mikrosekundowych izomerów. Metoda wykorzystuje korelacje pomiędzy czasem zatrzymania się jonu w detektorze krzemowym i promieniowaniem γ rejestrowanym w detektorach (BGO i/lub Ge), zlokalizowanych w pobliżu teleskopu. Przedział czasu dla pomiaru korelacji był ustalany na poziomie 10 μs lub blisko tej wartości. W ten sposób promieniowanie γ z rozpadu krótkożyciowych izomerów było rejestrowane niemal bez tła, wywodzącego się z przemiany β nuklidów zatrzymanych w teleskopie, oraz z otoczenia detektorów i promieniowania kosmicznego.

Obserwacja izomerów znanych z poprzednich eksperymentów innych zespołów, wykonanych metodami spektroskopii „na wiązce”, pozwalała na szybką i niezawodną identyfikację nowych nuklidów egzotycznych. Miała ona zasadnicze znaczenie m.in. dla poszukiwań ^{69}Br oraz identyfikacji ^{100}Sn . Przy zastosowaniu tej samej metody udało się odkryć i zbadać wiele nowych izomerów, np. w pracy [27].

8. Podsumowanie i uwagi końcowe

Niniejszy wykład daje zwięzły przegląd wybranych eksperymentów, które w ostatnich latach zostały wykonane w GSI, GANIL i Oak Ridge. Były to eksperymenty poświęcone nuklidom bardzo dalekim od ścieżki trwałości β . Autor ma nadzieję, że stwierdzenie podane na wstępie: „badania promieniotwórczości są wciąż intensywnie prowadzone, przynosząc wyniki dużej wartości” zostało wystarczająco udokumentowane.

W pracach tych udało się odkryć kilka szczególnie egzotycznych i interesujących nuklidów. Nie

ulega jednak wątpliwości, że dla poznania ich własności niezbędne są dalsze badania. Dobra znajomość tych własności jest konieczna dla uzyskania odpowiedzi na ważne pytania co do struktury jąder, renormalizacji stałej sprzężenia G_A , kolektywnych efektów w przemianie β typu Gamowa-Tellera, czy procesów zachodzących w ekstremalnych warunkach astrofizycznych. Z uwagi na bardzo intensywne prace nad doskonaleniem urządzeń badawczych w GSI, a także budowę nowych akceleratorów dla uzyskiwania wiązek promieniotwórczych w GANIL i innych laboratoriach, perspektywy dalszych badań są wielce obiecujące.

Wybór eksperymentów do omówienia w tym artykule miał pokazać m.in., że warszawscy koledzy autora mają istotny wkład do najnowszych badań nad promieniotwórczością. Można sobie wyobrazić, że Maria Skłodowska-Curie byłaby z tego rada. Oczywiście, ten wkład Polaków nie byłby możliwy bez współpracy z laboratoriami zagranicznymi, w których znaleźli życzliwość i znakomite warunki pracy. Jesteśmy przede wszystkim wdzięczni za niezwykle miłą i owocną, trwającą już blisko 20 lat współpracę z zespołem separatora izotopów prof. Ernsta Roeckla. Współpraca z zespołem FRS prof. Gottfrieda Müntzenberga w Darmstadcie i zespołem LISE dra Marka Lewitowicza w Caen rozpoczęła się później, ale była również miłą i przyniosła ważne wyniki naukowe.

Autor jest wdzięczny swoim kolegom – drom: Robertowi Grzywaczowi, Zenonowi Janasowi i Markowi Pfütznerowi, oraz drowi hab. Krzysztofowi Rykaczewskiemu za dyskusje oraz przekazanie wyników jeszcze nie opublikowanych. Dziękuje również p. Pawłowi Kaszyńskiemu za pomoc przy przygotowaniu rysunków. Praca powstała przy finansowym wsparciu Komitetu Badań Naukowych w ramach grantu KBN-2-PO3B-039-13.

Literatura

- [1] H. Becquerel, *Compt. rend.* **122**, 420 (1896).
 [2] P. Curie, Mme P. Curie, *Compt. rend.* **127**, 175

- (1898); **127**, 1215 (1898).
 [3] Proc. Int. Symp. on: Why and how should we Investigate Nuclides far off the Stability Line, Lysekil (Szwecja) 1966, red. W. Forsling, C.J. Herlander, H. Ryde, *Ark. Fys.* **36**, 1 (1966).
 [4] *Proc. of the Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, Arles (Francja) 1995, red. M. de Saint Simon, O. Sorlin (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette 1995).
 [5] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius, W. Seelmann-Eggbert, *Karlsruher Nuklidkarte* 1995.
 [6] E. Rutherford, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **204**, 169 (1904).
 [7] M. Pfützner i in., w przygotowaniu.
 [8] Ch. Engelmann i in., *Z. Phys. A* **352**, 351 (1995).
 [9] K.L. Kratz, B. Pfeiffer, A. Wöhr, P. Möller, *Z. Phys. A* **332**, 419 (1989).
 [10] J. Dobaczewski, Z. Szymański, J. Żylicz, w: *Proc. of the Workshop on Nuclear Fission and Fission-Product Spectroscopy*, Seyssin (Francja) 1994, red. H. Faust, G. Fioni (ILL 94FA05, Grenoble 1994), s. 190.
 [11] M. Skłodowska-Curie, *Recherches sur les substances radioactives*, Thèse du Doctorat (Gauthier-Villars, Paris 1903).
 [12] S. Hofmann i in., *Z. Phys. A* **305**, 111 (1982).
 [13] K. Rykaczewski, nieopublikowany referat na XXV Mazurskiej Szkole Fizyki w Piaskach 1997; J.C. Batchelder i in., posłane do druku w *Phys. Rev. C*.
 [14] B. Blank i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4611 (1995).
 [15] R.K. Wallace, S.E. Woosley, *Astrophys. J. Suppl.* **45**, 389 (1981).
 [16] B. Blank i in., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2893 (1996).
 [17] V.I. Goldanskij, *Nucl. Phys.* **19**, 482 (1960).
 [18] W.E. Ormand, *Phys. Rev. C* **53**, 214 (1996).
 [19] W. Nazarewicz i in., *Phys. Rev. C* **53**, 740 (1996).
 [20] Z. Janas, nieopublikowany wykład na XXV Mazurskiej Szkole Fizyki, Piaski 1997.
 [21] K. Rykaczewski, rozprawa habilitacyjna (Uniwersytet Warszawski 1997), raport GSI-95-09, Darmstadt 1995.
 [22] Z. Janas i in., *Phys. Scripta* **T6**, 262 (1995).
 [23] K. Rykaczewski, w: *Proc. Int. Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations*, Hirschegg (Austria) 1996, red. H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg (GSI, Darmstadt 1996), s. 115.
 [24] R. Schneider i in., *Z. Phys. A* **348**, 241 (1994).
 [25] M. Lewitowicz i in., *Phys. Lett.* **B332**, 20 (1994); K. Rykaczewski i in., *Phys. Rev. C* **52**, R2310 (1995).
 [26] R. Grzywacz i in., *Phys. Lett.* **B335**, 439 (1995).
 [27] R. Grzywacz i in., *Phys. Rev. C* **55**, 1126 (1997).

Szczypczyki i klucze optyczne*

Miles Padgett, Les Allen

School of Physics and Astronomy, University of St. Andrews, Fife, Wielka Brytania

Optical tweezers and spanners

Abstract: Laser beams are now routinely used to trap, manipulate and move biological specimens, and the latest advances allow samples to be rotated as well.

1. Wstęp

Żaden komiks science fiction nie może się obejść bez laserowych gadżetów. Lasery, często pełniące tam rolę śmiercionośnej broni, pojawiają się też jako dziwaczne instrumenty medyczne czy urządzenia do chwytania i zmiany kursu obcych pojazdów kosmicznych. Oczywiście fizycy zachowują ogromny sceptycyzm co do możliwości wykorzystania laserów do pułapkowania obiektów makroskopowych, jednak krótki przegląd najnowszych osiągnięć w tej dziedzinie pokazuje, że nie mają racji. Lasery są dzisiaj szeroko stosowane w laboratoriach biotechnologicznych do manipulowania żywymi komórkami, mikroorganizmami, a nawet pojedynczymi nićmi DNA, przy czym żadne narzędzie nie musi bezpośrednio dotykać próbki.

Metoda ta, znana obecnie pod nazwą „szczypczyków optycznych”, została zapoczątkowana w latach siedemdziesiątych przez Arthura Ashkina, fizyka z Bell Telephone Laboratories w Stanach Zjednoczonych. Powodowany przede wszystkim ciekawością, Ashkin opracował wiele rozmaitych metod stosujących wiązki laserowe do manipulowania cząstkami o rozmiarach rzędu mikrometra. Na pierwszy rzut oka wydaje się dziwne, że światło laserowe może oddziaływać z przezroczystymi obiektami, lecz prosty przykład, oparty na optyce geometrycznej, wyjaśnia, w jaki sposób wiązka laserowa wywiera siłę na kulę. Otóż kula załamuje

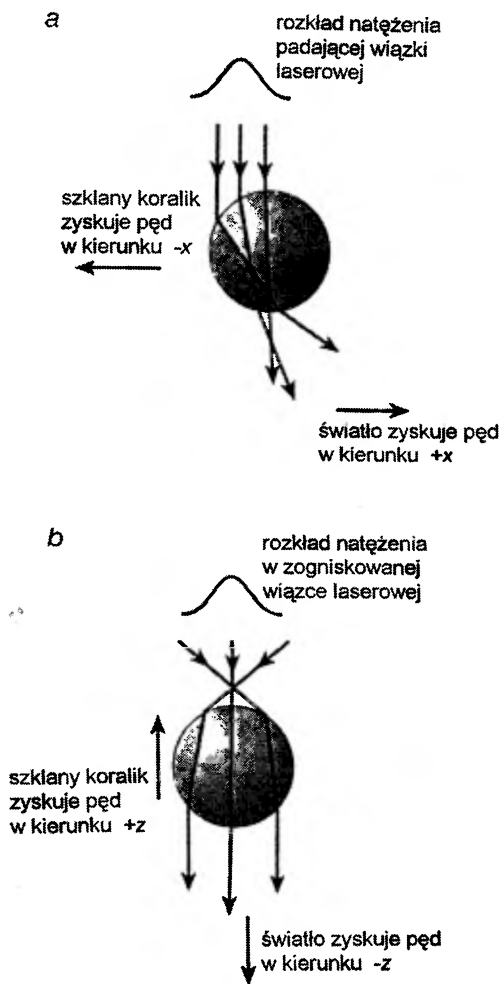
światło, które zyskuje pęd w kierunku prostopadłym do wiązki (rys. 1a). Powoduje to pojawienie się siły w kierunku przeciwnym, popychającej kulę ku osi wiązki. Ale światło laserowe również odbija się od powierzchni kuli, a powstała siła porusza kulę równoległe do osi wiązki. Jeśli obiekt jest przezroczysty, siła związana z załamaniem światła jest znacznie większa niż siła związana z odbiciem. Wówczas przedmiot trzymany jest na osi wiązki, może zaś poruszać się wzdłuż niej – uzyskujemy pułapkowanie w dwóch wymiarach.

Dużym plusem optycznych szczypczyków jest to, że mogą działać przy dowolnej długości fali, pod warunkiem, iż obiekt przepuszcza światło tej barwy. Inaczej jest w przypadku pułapkowania i chłodzenia atomów, gdy długość fali musi być dopasowana do przejścia elektronowego w atomie. Ponadto profil linii laserowej nie ma większego znaczenia, chociaż przy niektórych profilach uzyskuje się lepiej działające szczypczyki.

Światło lasera może pułapkować objekty nawet w trzech wymiarach. Ashkin dokonał tego po raz pierwszy, kierując wiązkę lasera pionowo w górę i wykorzystując do zrównoważenia siły ciężkości siłę związaną z odbiciem światła. W tym układzie był w stanie chwycić i przemieszczać szklane kulki o średnicy 20 μm . Ashkinowi udało się też zamknąć obiekt w pułapce trójwymiarowej bez korzystania z grawitacji, jedynie za pomocą dwóch wiązek przeciwbieżnych. Ale praw

* Artykuł, opublikowany w *Physics World* 10, nr 9, 35 (1997), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1997 by IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

dziwy przełom nastąpił w 1986 r., kiedy Ashkin i jego koledzy, Joseph Dziedzic, John Bjorkholm i Steven Chu skonstruowali trójwymiarową pułapkę optyczną, stosując tylko jedną wiązkę silnie zogniskowanego światła laserowego. Pułapka powstawała w ognisku wiązki.



Rys. 1. (a) Gdy wiązka lasera pada na kulistą cząstkę, taką jak choćby szklany koralik, światło ulega załamaniu. Pojawia się siła radialna, przesuwiająca koralik w kierunku osi wiązki. Jednakże światło częściowo również odbija się od powierzchni kulki, co prowadzi do powstania siły działającej wzdłuż osi wiązki. Dlatego też kulka może się przesuwać równoległe do wiązki i jest pułapkowana tylko w dwóch wymiarach. (b) Jeśli wiązka lasera jest silnie zogniskowana, to kulka zachowuje się jak mała soczewka. Zmiana kierunku i pędu promieni nie biegnących wzdłuż osi wytwarza siłę przyciągającą kulkę do ogniska wiązki. W tym przypadku koralik jest pułapkowany zarówno w kierunkach prostopadłych, jak i wzdłuż osi. Jest to podstawa działania szczypczyków optycznych.

Mechanizm pułapkowania w trzech wymiarach jest nieco bardziej skomplikowany niż w dwóch, nadal jednak może być opisany w ramach optyki geometrycznej. Jeśli padająca wiązka

jest silnie zogniskowana, przezroczysta kulka zachowuje się jak mała soczewka, która częściowo kolimuje przepuszczoną wiązkę (rys. 1b). Kiedy promień nie biegnący po osi wiązki zmienia swój kierunek, zmienia ulega także związany z nim pęd, a wywołana przez tę zmianę siła popycha kulkę w stronę ogniska wiązki. Innymi słowy, silnie zogniskowana wiązka laserowa przyczynia się do powstania zarówno siły skierowanej ku osi wiązki (siła radialna), jak i siły równoległej do osi wiązki (siła osiowa). Dlatego też każdy mikroskopijny, przezroczysty przedmiot, który znajdzie się w odległości kilku mikrometrów od ogniska wiązki, może być pochwycony „szczypczykami optycznymi”. W 1993 roku, w uznaniu tych pionierskich prac, Ashkin i Dziedzic otrzymali nagrodę „Rank prize” w dziedzinie optoelektroniki.

Chociaż optyka geometryczna skutecznie opisuje szczypczyki optyczne, bardziej precyzyjnego obrazu dostarcza analiza pułapkowania optycznego w kategoriach siły, jakiej doświadcza materiał dielektryczny pod wpływem gradientu natężenia światła w wiązce laserowej. Siła ta jest zwrócona w kierunku obszaru, gdzie natężenie jest największe, czyli do ogniska wiązki laserowej. Dielektryk także powinien być przezroczysty dla promieniowania laserowego, ale nie stanowi to w istocie żadnego problemu, bowiem większość komórek, mikroorganizmów i innych próbek biologicznych jest przezroczysta przynajmniej w części zakresu widzialnego.

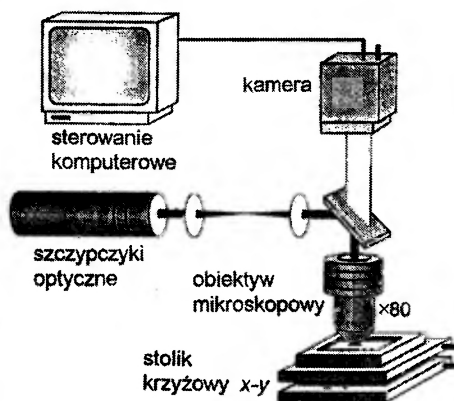
2. Działanie szczypczyków

W roku 1987 szczypczyki optyczne zostały po raz pierwszy użyte przez Ashkina do chwytania obiektów biologicznych. Od tego czasu naukowcy z wielu ośrodków na całym świecie stosowali tę metodę do najróżniejszych celów. Na przykład Steven Block z Wydziału Biologii Komórki i Rozwoju na Uniwersytecie Harvarda w USA wykorzystał szczypczyki optyczne do pomiaru sprężystości wici pewnych bakterii. W tym samym czasie Justin Malloy z Uniwersytetu w Yorku w Wielkiej Brytanii i Bob Simmons z King's College w Londynie stosowali tę metodę do badania sił, powstających w pojedynczych włóknach mięśniowych.

Chociaż szczypczyki optyczne mogą być w zasadzie użyte do badania cząstek dowolnych rozmiarów, w praktyce udaje się to jedynie dla czą-

stek o średnicy mniejszej niż kilkadziesiąt mikrometrów. Trudność polega na tym, że moc światła laserowego, niezbędna do pułapkowania większych obiektów, jest tak duża, iż często mogłaby spowodować zniszczenie badanej cząstki. Natomiast cząstki o średnicy 1 – 10 μm mogą być pułapkowane dowolnie długo za pomocą lasera o mocy nie przekraczającej kilku miliwatów, zaś przez prostą zmianę kierunku wiązki laserowej cząstki te mogą być przesuwane z prędkością dziesiątek mikrometrów na sekundę. Prędkość taka może się wydawać niezbyt duża, ale wystarcza, aby przesunąć cząstkę w poprzek pola widzenia mikroskopu w ciągu paru sekund.

Aby zapewnić niemal punktowe zogniskowanie wiązki laserowej, w optycznych szczypczykach powszechnie stosuje się obiektyw mikroskopowy wysokiej jakości. Ten sam obiektyw może także zostać wykorzystany jako element mikroskopu optycznego, dając szansę zobaczenia, co się dzieje (rys. 2). W większości szczypczyków optycznych używa się specjalnych obiektywów immersyjnych, w których obszar między soczewką a próbką wypełniony jest olejem lub wodą. Obiektywy tego typu, ze względu na dużą aperturę numeryczną – która wyznacza maksymalny kąt, jaki promień światła może utworzyć z osią optyczną – dają szczególnie małe ogniska. A ponieważ większość próbek biologicznych i tak znajduje się w wodzie, obiektyw immersyjny może zostać po prostu zanurzony w próbce.



Rys. 2. Szczypczyki optyczne współdziałające z mikroskopem optycznym. Próbkę są wprowadzane w pole widzenia za pomocą przesuwanego stolika. W większości szczypczyków optycznych stosuje się obiektywy immersyjne, które ułatwiają zogniskowanie wiązki i pozwalają na bezpośrednie umieszczanie soczewki w wodnych próbkach biologicznych. Białe światło mikroskopu nie wpływa na działanie szczypczyków, gdyż nie jest zogniskowane.

3. Klucz w akcji

Wydawać by się mogło, że po upowszechnieniu się szczypczyków optycznych jako nowoczesnych narzędzi biologa, fizycy nie będą mieli już nic do dodania w tej dziedzinie. Jednak w 1994 roku zaproponowaliśmy nowy model szczypczyków, umożliwiających obracanie cząstek. Ta dodatkowa możliwość wywołania ruchu obrotowego spowodowała, że powstała nazwa „klucz optyczny”.

Klucz optyczny wymaga użycia szczególnych wiązek laserowych, zwanych wiązkami Laguerre’a-Gausa (patrz Uzupełnienie). Takie wiązki mają przekrój kołowy, często jednak natężenie przy osi wiązki jest równe zeru, w wyniku czego profil wiązki przyjmuje kształt pierścienia. Co istotniejsze, wiązki te mają spiralne czoło fali. W przeciwieństwie do normalnej wiązki laserowej o stałej fazie, faza wiązki Laguerre’a-Gausa zmienia się w zależności od położenia na spiralnym czole fali. Wiązki Laguerre’a-Gausa opisuje parametr l , określający, ile razy w czasie pełnego obiegu czoła fali faza zmienia się o 2π .

Pomysł użycia wiązek Laguerre’a-Gausa nasunęły nam prace jednego z nas (L.A.) i grupy Hana Woerdmana z Uniwersytetu w Lejdzie w Holandii. Stwierdzono w nich, że w monochromatycznej wiązce Laguerre’a-Gausa na każdy foton przypada orbitalny moment pędu $l\hbar$, gdzie \hbar oznacza stałą Plancka podzieloną przez 2π . Zainteresowało nas, czy takie wiązki są w stanie przekazywać swój orbitalny moment pędu cząstkom, umożliwiając w ten sposób obrót próbki.

Czy jednak klucz optyczny będzie działać w rzeczywistości? Na Uniwersytecie St. Andrews, wspólnie z Neilem Simpsonem i Kishanem Dhoklają, zastąpiliśmy konwencjonalną wiązkę gaussowską w szczypczykach optycznych wiązką Laguerre’a-Gausa. Skierowaliśmy ją na przezroczyste kulki szklane i teflonowe, zanurzone w wodzie bądź alkoholu (co całkiem nieźle imituje biologiczne próbki), i zaobserwowaliśmy, że istotnie możemy obracać nasze cząstki. Byliśmy również w stanie przesuwać próbki z boku na bok i unosić je, pomimo siły ciężkości. W tym samym czasie Halina Rubinsztein-Dunlop z kolegami z Uniwersytetu Queenslandu w Australii zajmowała się badaniami, w jaki sposób podobne wiązki oddzia-

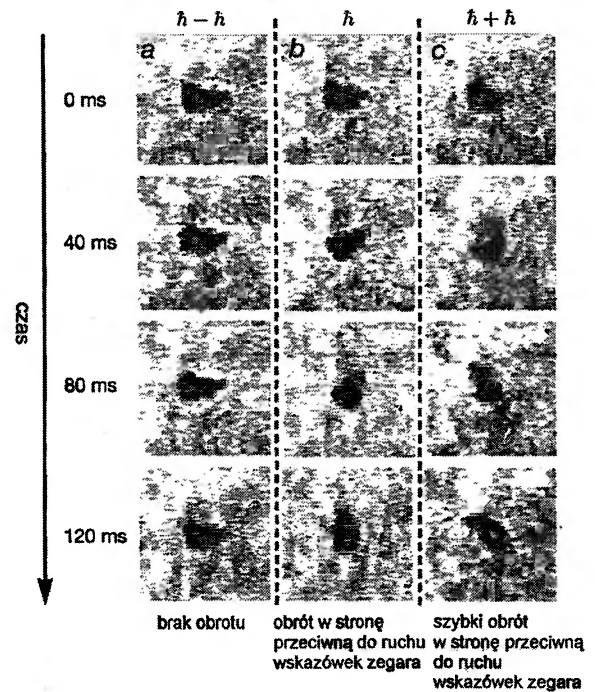
lują z pochłaniającymi światło próbkami z ceramiki i tlenków metali. Im również udało się obracać próbki, ale nie potrafili ich podnieść z dna komórki, w której się znajdowały.

W 1996 r. wykazaliśmy, że orbitalny moment pędu wiązki światła rzeczywiście jest przekazywany mikroskopijnym cząstką. Pozostaje jednak pytanie, jak duży moment pędu niesie taka wiązka. Większość pułapkowanych cząstek można zmusić do obrotu z prędkością kątową kilku obrotów na sekundę; orbitalny moment pędu może być w zasadzie wyznaczony z lepkości cieczy i powiązany z przewidywaną wartością $l\hbar$, przypadającą na jeden foton. Jednak błędy wynikające z zastosowania tej metody są duże. Znacznie lepszym rozwiązaniem jest użycie ćwierćfalówki do kołowego spolaryzowania wiązki laserowej. Wówczas każdy foton w wiązce uzyskuje dodatkowy moment pędu o wartości $+\hbar$ lub $-\hbar$, pochodzący od spinu fotonów. Znak zależy od tego, w którą stronę obraca się wektor pola elektrycznego, gdy patrzymy wzdłuż biegu wiązki, i można go zmieniać przez odpowiednie ustawienie ćwierćfalówki. Jeśli używamy wiązki Laguerre'a-Gaussa o $l = 1$, dla której orbitalny moment pędu wynosi \hbar , to suma momentów pędu orbitalnego i spinowego może przyjmować wartości 0, \hbar i $2\hbar$.

Na przykład, jeśli ćwierćfalówka jest tak ustawiona, aby jej oś tworzyła kąt -45° z płaszczyzną polaryzacji, wiązka staje się spolaryzowana kołowo w jednym kierunku. Suma orbitalnego i spinowego momentu pędu wynosi wtedy $\hbar - \hbar = 0$ i cząstki przestają się obracać. Jeśli usuniemy ćwierćfalówkę, fotony nie będą miały spinowego momentu pędu i całkowity moment pędu wiązki będzie się składał wyłącznie z orbitalnego momentu pędu \hbar . Wówczas cząstki zaczną obracać się. Jeśli jednak ustawimy ćwierćfalówkę tak, aby jej oś tworzyła z płaszczyzną polaryzacji kąt $+45^\circ$, to wiązka stanie się spolaryzowana kołowo w przeciwnym kierunku. Całkowity moment pędu wyniesie w tym przypadku $\hbar + \hbar = 2\hbar$ i cząstki zaczną się obracać jeszcze szybciej.

Film zarejestrowany w czasie manipulowania kluczem optycznym pokazuje, że spinowy i orbitalny moment pędu całkowicie się znoszą, potwierdzając, iż orbitalny moment pędu istotnie wynosi $l\hbar$ na jeden foton (rys. 3). Nieruchome klatki robią wrażenie, jednak nie w pełni oddają urok zadziwiającego spektaklu, odgrywanego przez

cząstki, zatrzymujące się i pobudzone do obrotu, zależnie od ustawienia ćwierćfalówki w wiązce.



Rys. 3. Kolejne klatki filmu wideo, ilustrujące działanie klucza optycznego na zanurzoną w alkoholu teflonową kulkę o średnicy $2 \mu\text{m}$, kiedy spinowy moment pędu fotonów w wiązce ulega zmianie. (a) Orbitalny moment pędu każdego fotonu jest równy \hbar , jeśli więc nadamy spinowemu momentowi pędu wartość $-\hbar$, to całkowity moment pędu wynoszący będzie zero i cząstka nie będzie obracać się. (b) Jeśli spinowy moment pędu wynosi zero, wówczas całkowity moment pędu równa się \hbar i cząstka obraca się w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. (c) Jeśli każdy foton uzyska spinowy moment pędu \hbar , wtedy całkowity moment pędu będzie równy $2\hbar$ i cząstka będzie się obracać w tę samą stronę jeszcze szybciej.

Dla biologów zajmujących się badaniami zachowań i oddziaływań komórek, ta ostatnio odkryta zdolność obracania próbek stwarza ogromną liczbę nowych możliwości. Istnieje też jeszcze jedna zaleta szczypczyków optycznych wykorzystujących wiązki Laguerre'a-Gaussa. Do uniesienia próbki za pomocą zwykłych szczypczyków optycznych wbrew sile ciężkości potrzebna jest pewna minimalna moc wiązki. Problem w tym, że jeśli próbka pochłonie choćby niewielką ilość światła, uwięziona komórka może zostać uszkodzona lub wręcz ulec „egzekucji optycznej”. Ostatnio udało nam się jednak stwierdzić, że szczypczyki wykorzystujące wiązkę Laguerre'a-Gaussa wywierają dużo większą siłę osiową niż narzędzia, w których stosuje się wiązki konwencjonalne. Do uniesienia próbki wymagana jest zatem znacznie

mniej moc lasera, co bardzo zmniejsza ryzyko zniszczenia pochwyconej komórki.

Wyjaśnienie tego zjawiska jest proste. Wiązki Laguerre'a-Gaussa mają zerowe natężenie wzdłuż osi wiązki. Promienie przyosiowe nie dają wkładu do pułapkowania na osi, toteż ich nieobecność nie zmienia siły pułapkowania. Zmniejsza jednak niepożądaną siłę, powstającą wskutek odbicia światła, która popycha cząstkę w kierunku biegu wiązki. Toteż wiązce z dziurą w środku wystarczy mniejsza moc lasera, aby unieść schwytaną cząstkę wbrew sile ciężkości. Stwierdziliśmy na przykład, że laser pracujący w modzie Laguerre'a-Gaussa o $l = 3$ potrzebuje do uniesienia szklanej kulki o średnicy $5 \mu\text{m}$ tylko połowy mocy, niezbędnej do tego celu przy użyciu konwencjonalnych szczypczyków.

4. Narzędzia XXI wieku

Jesteśmy przekonani, że właściwa kluczem optycznym możliwość pułapkowania cząstek przy użyciu mniejszej mocy lasera będzie miała daleko idące konsekwencje. Istotnie, już dziś współpracujemy ze Szkockim Laboratorium Diagnostyki Pasożytów w Glasgow przy badaniach i selekcjonowaniu mikroorganizmów z próbek wody. Celem tych prac jest wyizolowanie konkretnych pasożytów i przeniesienie ich w wybrany obszar pojemnika, gdzie mogą zostać umieszczone na wymiennym filtrze i poddane dalszym badaniom.

Współpracujemy także z Kenem Mackayem z Laboratorium CNRS Louisa Néela w Grenoble we Francji nad sposobami użycia szczypczyków i kluczy optycznych do manewrowania cząstkami magnetycznymi o rozmiarach mikrometrów. Opanowawszy już metody manipulowania niektórymi z nich, mamy teraz nadzieję na zbudowanie małych elektromagnesów o średnicy $10 \mu\text{m}$, mogących wytwarzać pola rzędu 10 tesli lub więcej. Większość magnesów dających tak silne pola zwykle ma długość kilku centymetrów i stanowi kosztowny element wyposażenia laboratoryjnego. Tymczasem te małe elektromagnesy bardziej przypominają obwody drukowane.

Jednocześnie Steven Block, przebywający teraz na Uniwersytecie Princeton w USA, zaczął inaczej wykorzystywać szczypczyki optyczne – do pomiaru własności sprężystych pojedynczych nici DNA. Jeden koniec cząsteczki przymocowywał do

dna komórki z próbką, zaś drugi do mikroskopijnego koralika, który można przytrzymać i przesuwać szczypczykami optycznymi, a potem puszczać swobodnie.

Szczypczyki i klucze optyczne mogą być użyte wraz z innymi wiązkami optycznymi, służącymi do cięcia próbki lub wywoływania zjawisk indukowanych przez światło. Na przykład ostatnio C.S. Bruer, K.T. Gahagan, G.A. Swartzlander Jr i P.J. Weathers z Worcester Polytechnic Institute w USA rozcięli komórkę roślinną za pomocą jednego lasera, a następnie użyli szczypczyków optycznych do umieszczenia wewnątrz niej pojedynczej bakterii. Do oceny zdolności komórki do życia wykorzystali światło trzeciego lasera, wzbudzającego charakterystyczne widmo fluorescencji komórki. Dziś możemy przemieszczać próbkę wewnątrz nienaruszonej komórki i – jeśli sobie tego życzymy – obracać ją, podgrzać lub zniszczyć. Tym samym otrzymujemy niezwykle sterylne laboratorium chemiczne, nie większe niż szkiełko mikroskopowe.

Wobec tak wielu potencjalnych zastosowań w laboratoriach biotechnologicznych XXI wieku, przyszłość szczypczyków i kluczy optycznych maluje się w różowych barwach.

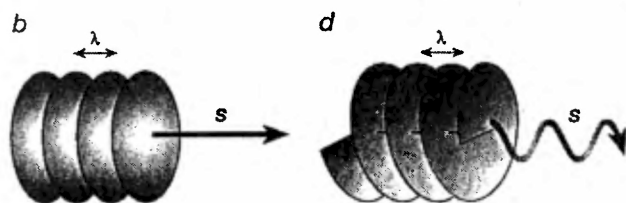
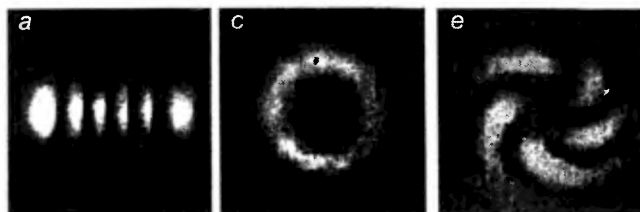
Uzupełnienie: Mody w nowym świetle ⁶⁶

Szczypczyki optyczne wymagają zastosowania lasera o stałym natężeniu światła i dobrze określonym kształcie wiązki. Kształt wiązki zależy od modu, w którym pracuje laser, i łatwo go zaobserwować na ekranie ustawionym na drodze wiązki. Większość szczypczyków optycznych korzysta z wiązki o przekroju kołowym, co zapewnia maksimum natężenia wzdłuż jej osi. Dla takich wiązek rozkład amplitudy ma zazwyczaj prosty kształt gaussowski.

Lasery mogą też pracować w modach wyższego rzędu, dla których wiązka przybiera całą gamę różnych kształtów. Takie wiązki Hermite'a-Gaussa składają się z kilku obszarów dużego natężenia światła, ułożonych wewnątrz prostokąta (a). Czoła falowe tych wiązek są płaskie (b). Strumień energii wyznaczony jest przez wektor Poyntinga \mathbf{S} , będący iloczynem wektorowym natężeń pola elektrycznego i magnetycznego. Jest on prostopadły do czoła fali i zwrócony w kierunku rozchodzenia się wiązki.

Istnieją także inne rodzaje wiązek. Na przykład, światło niektórych laserów może mieć postać wiązki Laguerre'a-Gaussa. Tego typu wiązki mają przekroje kołowe, ale natężenie wzdłuż osi wiązki wynosi zero, więc ich profil przybiera kształt pierścienia (c). Mają one spiralne czoło fali i wektor Poyntinga wirujący spi-

ralnie wokół osi wiązki (d). Wiązki Laguerre'a-Gaussa są podstawą kluczy optycznych, które pozwalają obracać cząstki i manewrować nimi w trzech wymiarach.



Chociaż wiązki Laguerre'a-Gaussa można otrzymać bezpośrednio z lasera, dużo prościej jest wytworzyć je z wiązki Hermite'a-Gaussa. Pojawiło się kilka metod temu służących, w tym holograficzne przetworniki wiązki, spiralne płytki fazowe, soczewki cylindryczne i najświeższa, stosująca naprężone światłowody. Spiralna płytka fazowa składa się ze szklanego krążka, którego grubość rośnie z kątem obrotu wokół osi krążka, co po pełnym obrocie daje na jego powierzchni schodek wzdłuż promienia – można to sobie wyobrazić jako jeden obrót spiralnych schodów, których stopnie całkowicie wygładzono. Jeśli wysokość schodka jest całkowitą wielokrotnością długości fali, wówczas na przechodzącą wiązkę Hermite'a-Gaussa nałoży się spiralna struktura fazowa, w rezultacie dając bardzo dobre przybliżenie wiązki Laguerre'a-Gaussa.

Spiralny charakter czoła fali można pokazać badając prążki interferencyjne, powstałe przy nałożeniu

wiązki Laguerre'a-Gaussa i podstawowej wiązki Hermite'a-Gaussa o tej samej częstotliwości (e). W naszym przykładzie widzimy pięć spiral, co dowodzi, że faza zmienia się o $5 \times 2\pi = 10\pi$ przy jednym obiegu wiązki Laguerre'a-Gaussa.

Tłumaczyła Hanna Rostkowska-Kowalczyk
Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Lektura uzupełniająca

- L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, J.P. Woerdman, „Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes”, *Phys. Rev. A* **45**, 8185 (1992).
- A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, S. Chu, „Observation of a singlebeam gradient force optical trap for dielectric particles”, *Optics Lett.* **11**, 288 (1986).
- A. Ashkin, J.M. Dziedzic, T. Yamane, „Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams”, *Nature* **330**, 769 (1987).
- H. He, M.E.J. Friese, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, „Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 826 (1995).
- N.B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen, M.J. Padgett, „The mechanical equivalence of the spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner”, *Optics Lett.* **22**, 52 (1997).
- M.D. Wang, H. Lin, R. Landick, J. Gelles, S.M. Block, „Stretching DNA with optical tweezers”, *Biophysical J.* **72**, 1335 (1997).

Sztuka pomiaru stanów kwantowych*

Matthias Freyberger, Patrick Bardroff, Clemens Leichtle, Guenter Schrade,
Wolfgang Schleich

Abteilung Quantenphysik, Universität Ulm, Ulm, Niemcy

The art of measuring quantum states

Abstract: Experiments on light and matter are now sensitive enough to unravel the wavefunction – the most fundamental entity of the quantum world.

1. Wstęp

Mechanika kwantowa jest niezaprzeczalnie jedną z najpotężniejszych i najbardziej udanych teorii w fizyce. Przez większą część naszego stulecia jest ona z powodzeniem używana przez fizyków, aby przewidzieć oraz wyjaśnić zachowanie światła i materii w zadziwiająco wielu doświadczeniach i zastosowaniach. Począwszy od zderzeń cząstek elementarnych, poprzez gwiazdy neutronowe, do półprzewodników i laserów, teoria ta wciąż zdobywa nowe potwierdzenia.

Zasadniczym pojęciem w mechanice kwantowej jest funkcja falowa. Zawiera ona pełną informację, którą można posiadać o układzie kwantowym. Jednak dopiero od paru ostatnich lat dysponujemy metodami doświadczalnymi i wiedzą teoretyczną, pozwalającymi na wytworzenie światła lub materii w wybranym stanie kwantowym, a następnie wykonanie dla niego pomiarów. Naukowcom badającym podstawowe prawa natury daje to fascynujące możliwości sprawdzenia elementarnych przewidywań mechaniki kwantowej. Co więcej, ta umiejętność „inżynierii stanu kwantowego” ma olbrzymie znaczenie praktyczne w wielu dziedzinach fizyki, a także poza nią. Na przykład, w detekcji fal grawitacyjnych odpowiednio zaprojektowane stany kwantowe pozwolą na poprawienie dokładności pomiarów interferometrycznych poprzez zmniejszenie szumu kwantowego

wego w doświadczeniach. Wydajność reakcji chemicznych może być zwiększona przez przygotowanie substratów w odpowiednio wybranych stanach kwantowych. Takie aktywne sterowanie reakcjami chemicznymi na poziomie mikroskopowym ma potencjalnie duże znaczenie dla zastosowań przemysłowych.

Te przełomowe rozwiązania będą się opierały na rozwoju dokładnych i wiarygodnych metod analizy i doświadczalnego uzyskania pełnej informacji, charakteryzującej stan układów kwantowych. Jesteśmy obecnie świadkami szybkiego osiągnięcia tych zamierzeń w pomiarach stanów kwantowych, co ilustrują doświadczenia opisane w tym artykule.

2. Klasyczna i kwantowa przestrzeń fazowa

Czym jest stan układu fizycznego? Ogólna odpowiedź, prawdziwa zarówno w fizyce klasycznej, jak i kwantowej, jest następująca: zakładając, że znamy siły działające na układ, jego stan to całkowita informacja, niezbędna w danej chwili do wyznaczenia przyszłości układu.

Stan cząstki klasycznej poruszającej się w jednowymiarowym potencjale jest zadany przez jej położenie x_0 i pęd p_0 w pewnej chwili t_0 . Innymi słowy, stan takiej cząstki jest określony przez punkt (x_0, p_0) w dwuwymiarowej przestrzeni fa-

* Artykuł, opublikowany w *Physics World* 10, nr 11, 41 (1997), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1997 by IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

zowej, gdzie na jednej osi zaznacza się położenie cząstki x , a na drugiej jej pęd p . Fizyka klasyczna nie wprowadza żadnych ograniczeń na równoczesny pomiar x i p , co w zasadzie pozwala wyznaczyć stan z dowolną dokładnością.

Ten obraz zmienia się całkowicie w mikroskopowym świecie mechaniki kwantowej. Zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga nie jest możliwy – nawet w zasadzie – równoczesny pomiar położenia i pędu cząstki z dowolną dokładnością. Iloczyn nieoznaczoności położenia Δx i pędu Δp jest zawsze większy bądź równy $\hbar/2$, gdzie \hbar jest stałą Plancka podzieloną przez 2π . Z tego powodu klasyczna definicja stanu jako pojedynczego punktu w przestrzeni fazowej nie stosuje się w świecie kwantowym. Niemniej jednak pojęcie stanu układu jest w teorii kwantów jeszcze ważniejsze.

Pełna informacja o układzie kwantowym jest zawarta w pewnej funkcji $\Psi(x)$ o wartościach zespolonych, zwanej funkcją falową. Gęstość prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w punkcie x jest dana przez $|\Psi(x)|^2$. Równoważnym sposobem jest przedstawienie stanu przez transformatę Fouriera funkcji falowej. Ta transformata Fouriera $\tilde{\Psi}(p)$ jest funkcją pędu i zawiera dokładnie tę samą ilość informacji, co $\Psi(x)$. Określa ona także gęstość prawdopodobieństwa $|\tilde{\Psi}(p)|^2$ znalezienia cząstki o pędzie p . „Pomiar stanu kwantowego” jest sztuką odtworzenia $\Psi(x)$ lub $\tilde{\Psi}(p)$, bądź innej pełnej reprezentacji stanu kwantowego, która pozwala nam przewidzieć prawdopodobieństwa wszystkich możliwych wyników dowolnego pomiaru.

Inną ważną rodziną reprezentacji stanu kwantowego są tzw. rozkłady kwaziprawdopodobieństwa, blisko związane z funkcją falową. Rozkład kwaziprawdopodobieństwa przedstawia stan układu kwantowego w przestrzeni fazowej i dlatego zależy od zmiennych x oraz p . Nie jest on jednak łącznym rozkładem prawdopodobieństwa dla x i p , ponieważ zasada nieoznaczoności zabrania równoczesnego pomiaru tych zmiennych z dowolną dokładnością.

Pośród różnych rozkładów kwaziprawdopodobieństwa używanych w fizyce, szczególnej uwagi warta jest funkcja Wignera. Wprowadził ją Eugene Wigner we wczesnych latach trzydziestych naszego wieku, aby zbadać poprawki kwantowe do klasycznej mechaniki statystycznej. Funkcja Wig-

nera jest transformatą Fouriera iloczynu funkcji falowej Ψ i funkcji Ψ^* (gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone) o odpowiednio przesuniętych argumentach:

$$W(x, p) = \frac{1}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2ipy/\hbar} \Psi(x+y) \Psi^*(x-y) dy.$$

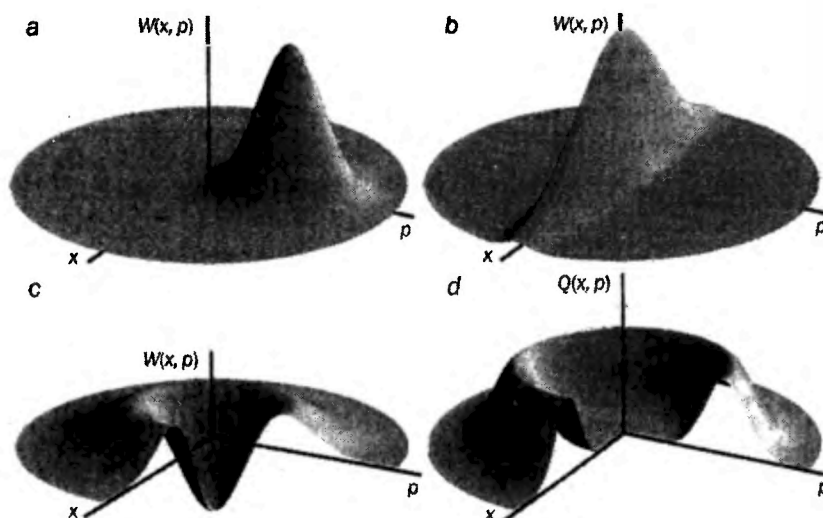
Jest ona funkcją rzeczywistą położenia i pędu. Ponadto z uwagi na jednoznaczność odpowiedniość pomiędzy $W(x, p)$ i $\Psi(x)$, charakteryzuje ona w pełni stan kwantowy. Funkcja Wignera posiada także szczególną własność, polegającą na tym, że całkowanie względem p wyznacza rozkład położenia $|\Psi(x)|^2$, a wynikiem całkowania względem x jest rozkład pędu $|\tilde{\Psi}(p)|^2$.

Funkcje Wignera odpowiadające różnym stanom kwantowym mają dość odmienne własności (rys. 1). W szczególności funkcja Wignera może przyjmować ujemne wartości dla pewnych stanów nieklasycznych. Podkreśla to fakt, że funkcja Wignera nie może przedstawiać zwykłego rozkładu prawdopodobieństwa (jak na przykład statystyczny rozkład położenia i pędu cząstki klasycznej) i dlatego nie można jej mierzyć bezpośrednio. Nie stanowi to jednak problemu, ponieważ jesteśmy w stanie zrekonstruować funkcję Wignera znając inne rozkłady prawdopodobieństwa, które można zmierzyć doświadczalnie. W tym celu należy wykonać serię pomiarów dla zespołu identycznie przygotowanych układów kwantowych. Wyzwaniem jest zaprojektowanie takiej serii pomiarów, których wyniki będą zawierać pełną informację, niezbędną do odtworzenia rozkładu kwaziprawdopodobieństwa.

Innym rozkładem kwaziprawdopodobieństwa, który w pełni charakteryzuje stan kwantowy w przestrzeni fazowej, jest funkcja Q . Tę wygładzoną wersję funkcji Wignera wprowadził Kōdō Husimi w 1940 roku. W przeciwieństwie do funkcji Wignera, funkcja Q jest zawsze dodatnia (rys. 1d), i nie jest możliwe otrzymanie rozkładów położenia i pędu przez proste całkowanie. Jest ona jednak pełną reprezentacją stanu kwantowego, a pomiar funkcji Q jest prawdziwą rekonstrukcją stanu kwantowego.

3. Jak zmierzyć stan kwantowy?

Niezwykle wrażenie robi postępowanie, jakiego dokonali fizycy teoretyczni i doświadczalni w roz-



Rys. 1. Stany kwantowe w przestrzeni fazowej. Stan klasycznego układu jednowymiarowego jest określony przez punkt w dwuwymiarowej przestrzeni fazowej (na jednej osi współrzędnych odkładamy położenie x , na drugiej pęd p). Stanu układu kwantowego nie można przedstawić jako punktu w przestrzeni fazowej. Aby zobrazować stan kwantowy w przestrzeni fazowej, używamy tak zwanych rozkładów kwaziprawdopodobieństwa. (a) Funkcja Wignera stanu spójnego ma kształt dzwonu, jest wszędzie dodatnia i stanowi kwantowy odpowiednik klasycznego punktu w przestrzeni fazowej. (b) Funkcja Wignera stanu ściśniętego także ma kształt gaussowski, z nieoznaczonością w jednym kierunku zmniejszoną poniżej wartości odpowiadającej stanowi spójnemu; nieoznaczoność w kierunku prostopadłym jest większa niż w przypadku stanu spójnego. (c) Funkcja Wignera stanu własnego energii (stanu Focka) o $n = 1$ dla oscylatora harmonicznego pokazuje zasadniczą różnicę pomiędzy rozkładem kwaziprawdopodobieństwa a zwykłym rozkładem prawdopodobieństwa: ujemne wartości funkcji Wignera w pewnych punktach przestrzeni fazowej (x, p) są świadectwem nieklasycznego zachowania się układu kwantowego. (d) W przeciwieństwie do funkcji Wignera, funkcja Q stanu Focka jest zawsze dodatnia, ponieważ jest wygładzoną wersją tej pierwszej. Utrudnia to rozpoznanie nieklasycznych cech układu kwantowego za pomocą funkcji Q , ale – podobnie jak funkcja Wignera – charakteryzuje ona jednoznacznie stan kwantowy.

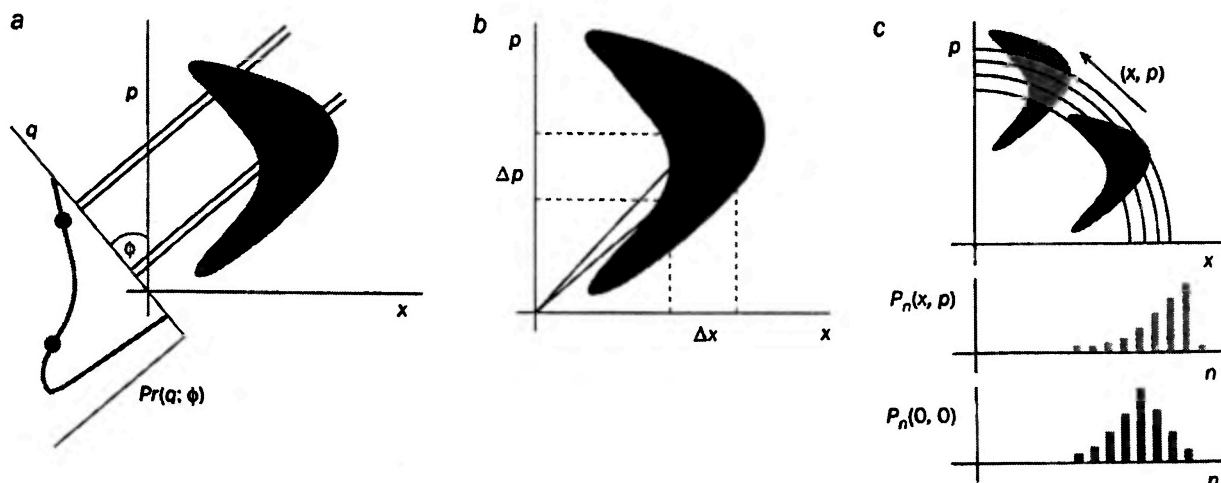
Wymiaru sposobów odtwarzania rozkładów kwaziprawdopodobieństwa i innych reprezentacji stanu kwantowego. W tym artykule skupimy się na trzech metodach, które zostały z powodzeniem zastosowane w doświadczeniach.

Jak wspomnieliśmy, punktowe próbkowanie kwantowej przestrzeni fazowej jest zabronione przez zasadę nieoznaczoności. „Metoda tomograficzna” omija ten problem poprzez mierzenie całych „plasterków” funkcji Wignera (rys. 2a). Odpowiada to pomiarowi obserwabli $q(\phi) = p \cos \phi / p_0 - x \sin \phi / x_0$, gdzie x_0 określa jednostkę położenia w układzie współrzędnych, natomiast p_0 – jednostkę pędu; $q(\phi)$ jest więc bezwymiarową współrzędną punktu w przestrzeni fazowej w układzie obróconym o kąt ϕ . W zasadzie $q(\phi)$ może przyjmować dowolną wartość pomiędzy plus a minus nieskończonością. W doświadczeniu trzeba ją zmierzyć w dostatecznie dużym przedziale. Dla danego zespołu jednakowo przygotowanych układów kwantowych powtarza się wiele razy pomiar $q(\phi)$. Otrzymuje się w ten

sposób tak zwany rozkład brzegowy $\text{Pr}(q; \phi)$ dla ustalonej wartości ϕ . Pełną informację o stanie kwantowym można otrzymać, mierząc zbiór rozkładów brzegowych dla wartości ϕ z przedziału pomiędzy 0 i π . W praktyce, rzecz jasna, mierzy się tylko skończoną liczbę rozkładów brzegowych pomiędzy 0 i π – typowo dla około stu wartości ϕ . Funkcję Wignera można zrekonstruować z tych rozkładów brzegowych za pomocą przekształcenia matematycznego, zwanego odwrotną transformacją Radona.

Mówiąc obrazowo, funkcja Wignera przypomina łańcuch górski w przestrzeni fazowej. Pomiar $\text{Pr}(q; \phi)$ dla pewnego kąta ϕ jest podobny do zrobienia pojedynczej fotografii łańcucha górskiego z pewnego miejsca. Oczywiście jedno zdjęcie nie wystarczy, aby dobrze poznać, jak rzeczywiście wyglądają góry; potrzebnych jest wiele fotografii, wykonanych z różnych stron. To samo odnosi się do pomiarów stanu kwantowego: potrzebujemy wszystkich rozkładów brzegowych dla $0 \leq \phi \leq \pi$. Stosowana tu metoda jest iden-

tyczna z używaną we współczesnej medycynie do pomiaru „stanu” (tzn. stanu zdrowia) ludzkiego mózgu, wątroby itp. – stąd nazwa: metoda tomograficzna.



Rys. 2. Zasady metod rekonstrukcji. (a) Metoda tomograficzna odtwarzania funkcji Wignera. Mierzonymi wielkościami są rozkłady prawdopodobieństwa $\text{Pr}(q; \phi)$ obserwowable $q(\phi) = p \cos \phi/p_0 - x \sin \phi/x_0$. Wartości $\text{Pr}(q; \phi)$ odpowiadają przekroju funkcji Wignera $W(x, p)$ z nieskończenie cienkimi paskami w przestrzeni fazowej. Aby w pełni odtworzyć $W(x, p)$, musimy zmierzyć $\text{Pr}(q; \phi)$ dla wszystkich kątów pomiędzy $\phi = 0$ a $\phi = \pi$. (b) Metoda równoczesna odtwarzania funkcji Q . Dzięki próbkowaniu przestrzeni fazowej za pomocą kołowych dysków wyznaczamy $Q(x, p)$ dla stanu kwantowego. Zgodnie z zasadą nieoznaczoności, równoczesny pomiar położenia i pędu jest możliwy, jeśli położenie x i pęd p są wyznaczone jedynie z dokładnością odpowiednio Δx i Δp . Mówiąc obrazowo, przestrzeń fazowa jest próbkowana nie w konkretnym punkcie (x, p) , ale wewnątrz kołowego obszaru. (c) Metoda pierścieniowa rekonstrukcji funkcji Wignera. Obszar przekroju stanu z różnymi stanami własnymi energii (u góry) określa prawdopodobieństwo P_n znalezienia układu w n -tym stanie własnym. Każdy stan własny odpowiada innemu pierścieniowi. To obrazowe przedstawienie odzwierciedla fakt, że stan własny energii jest wyznaczony przez pierścień ograniczony promieniem wewnętrznym $\sqrt{2n}$ i zewnętrznym $\sqrt{2(n+1)}$, co można rozpoznać na wykresie funkcji Q (rys. 1d). Prawdopodobieństwo dla stanu „nie przesuniętego” $P_n(0, 0)$ jest pokazane na dolnym wykresie. Do rekonstrukcji funkcji Wignera potrzebne są rozkłady dla wszystkich położenia w przestrzeni fazowej. Prawdopodobieństwo $P_n(x, p)$ dla stanu „przesuniętego” o wartość (x, p) jest pokazane pośrodku.

W „metodzie równoczesnej” próbkujemy przestrzeń fazową za pomocą kołowych dysków, zamiast dzielić ją na plasterki, jak w tomografii (rys. 2b). W ten sposób mierzymy równocześnie położenie i pęd, ale – zgodnie z zasadą nieoznaczoności – musimy pogodzić się z poznaniem tych wartości z ograniczoną dokładnością. Pomiar taki, mimo rozmytego charakteru, nadal w pełni wyznacza dany stan kwantowy, natomiast równoczesny pomiar x oraz p przynosi bezpośrednio funkcję Q . Mówiąc obrazowo, funkcja Q otrzymywana jest w wyniku próbkowania przestrzeni fazowej za pomocą przekrywających się dysków – ich promienie symbolizują nieoznaczoności Δx i Δp .

Trzecim sposobem próbkowania przestrzeni fazowej jest „metoda pierścieniowa”, rozwinięta przez grupę Davida Winelanda w Narodowym Instytucie Wzorców i Techniki (NIST) w Boulder,

Colorado, w Stanach Zjednoczonych. Mówiąc obrazowo, przestrzeń fazowa jest teraz przemiatana przy użyciu układu pierścieni, z których każdy przedstawia jeden stan własny energii. Każdy stan własny energii, zwany także stanem Focka, określa skwantowany poziom energetyczny naszego układu.

Podobnie jak metoda tomograficzna, metoda pierścieniowa pozwala odtworzyć funkcję Wignera, lecz za pomocą pierścieni w biegunowym układzie współrzędnych (rys. 2c). Przekrycie n -tego pierścienia z funkcją Wignera określa prawdopodobieństwo $P_n(0, 0)$ znalezienia układu w jego n -tym stanie własnym. Tak samo jak w metodzie tomograficznej, musimy złożyć wiele „fotografii” $P_n(x, p)$, zrobionych z wielu różnych punktów widzenia, lecz w tym przypadku przesuwając początek biegunowego układu współrzędnych

do (x, p) . W praktyce przesuwamy się w przestrzeni fazowej sam stan kwantowy, a pierścienie pozostają nieruchome. Funkcję Wignera można następnie otrzymać jako prostą sumę:

$$W(x, p) \propto \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n P_n(x, p).$$

Na tym właśnie polega piękno metody pierścieniowej: aby obliczyć funkcję Wignera ze zmierzonych danych, nie są potrzebne żadne skomplikowane przekształcenia matematyczne.

Wszystkie trzy przedstawione metody: tomograficzna, równoczesna i pierścieniowa, zostały użyte do rekonstrukcji stanów kwantowych w cyklu przepięknych doświadczeń.

4. Doświadczenia ze światłem

Pierwszą doświadczalną rekonstrukcję funkcji Wignera przeprowadzono dla stanów kwantowych światła. Jeden z zasadniczych wyników kwantowej teorii promieniowania elektromagnetycznego stwierdza, że dynamika pojedynczego modu światła jest równoważna ruchowi cząstki kwantowej w potencjale harmonicznym. W szczególności położeniu x odpowiada amplituda pola magnetycznego, zaś pędowi p – amplituda pola elektrycznego. Dlatego możemy z łatwością zastosować do światła formalizm przestrzeni fazowej.

Układ doświadczalny służący do pomiaru $q(\phi)$ nazywa się detektorem homodynowym (rys. 3a). W 1993 r. grupa Michaela Raymera na Uniwersytecie stanu Oregon w Stanach Zjednoczonych użyła po raz pierwszy tej metody do pomiaru klasycznych i nieklasycznych stanów światła: stanu próżni i ściśniętego stanu próżni (zob. artykuł Smitheya w spisie lektury uzupełniającej, oraz *Physics World*, lipiec 1993, s. 28). W niedawnych doświadczeniach Jürgen Mlynek i jego współpracownicy z Uniwersytetu w Konstancji w Niemczech użyli tej metody do rekonstrukcji funkcji Wignera silnie ściśniętych stanów próżni oraz jasnych stanów ściśniętych (rys. 3b). Zgodność uzyskanych wyników z teorią jest zadziwiająca.

Wcześniej, w połowie lat 80., Nigel Walker i John Carroll z Uniwersytetu w Cambridge w Wielkiej Brytanii użyli interferometru podwójnego (eight-port interferometer), który jest układem złożonym z dwóch detektorów homodynowych, aby odtworzyć funkcję Q dla światła lasero-

wego. Doświadczenie to było oparte na metodzie równoczesnej (zob. lektura uzupełniająca).

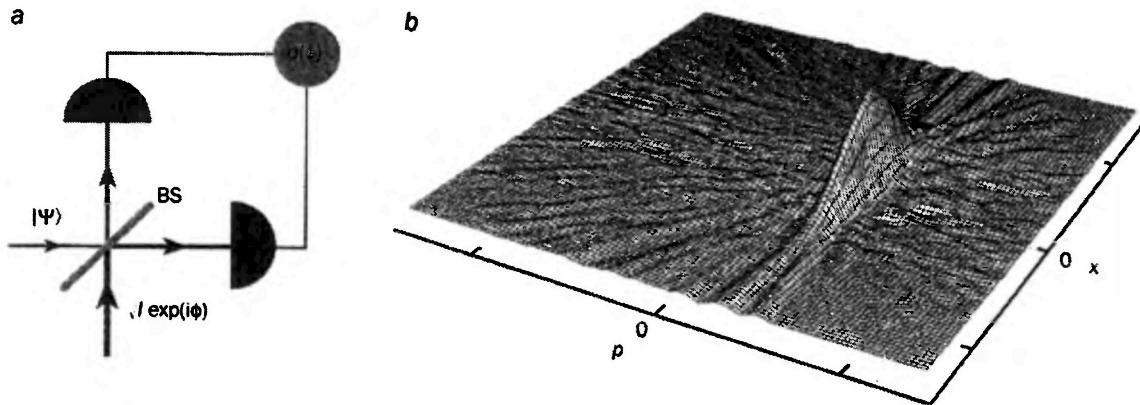
5. Doświadczenia z materią

W 1986 r. John Risley i jego współpracownicy na Uniwersytecie Stanowym Północnej Karoliny w Stanach Zjednoczonych uczynili pierwszy istotny krok w kierunku pełnej rekonstrukcji stanu kwantowego materii. Zmierzyli oni stan kwantowy wodoru powstałego w wyniku zderzeń protonów z atomami helu (zob. artykuł Havennera i in. w spisie lektury uzupełniającej). Później, w 1995 r., Ian Walmsley i jego współpracownicy z Uniwersytetu w Rochester w Stanach Zjednoczonych za pomocą metody tomograficznej odtworzyli funkcję Wignera kwantowego stanu oscylacyjnego dwuatomowej cząsteczki sodu.

Jak działa metoda tomograficzna w przypadku cząsteczki? Najpierw używa się ultrakrótkiego impulsu laserowego, aby przenieść cząsteczkę z podstawowego stanu elektronowego do wzbudzonego stanu elektronowego, gdzie drga ona z okresem T . Po pewnym czasie τ cząsteczka wraca do stanu podstawowego, emitując spontanicznie foton (rys. 4a). Zauważmy, że częstość wyemitowanego promieniowania zależy od odległości między jądrami atomowymi w cząsteczce, ponieważ różnica energii pomiędzy krzywymi potencjału związanymi z podstawowym i wzbudzonym stanem elektronowym zależy od odległości między jądrami. Dlatego każda częstość wyjściowa ω_{out} odpowiada określonej odległości R .

Mierząc prawdopodobieństwo emisji fotonu dla każdej częstości ω_{out} możemy otrzymać prawdopodobieństwo przebywania jąder w odległości R od siebie; rozkład prawdopodobieństwa $\text{Pr}(R; \tau)$ jest więc migawkowym zdjęciem paczki falowej w przestrzeni położenia. Zbiór tych rozkładów dla $0 \leq \tau \leq T$ jest analogiem rozkładów brzegowych w metodzie tomograficznej, ponieważ ruch paczki falowej odpowiada obrotowi w przestrzeni fazowej, przy czym τ odgrywa rolę kąta obrotu ϕ . W doświadczeniu używa się zestawu różnych bramek czasowych i częstościowych, aby wykonać pomiary dla potrzebnego zakresu τ oraz ω_{out} .

Niestety, metoda ta wiąże się z dwiema trudnościami, które nie pojawiały się w przypadku tomograficznej rekonstrukcji stanu światła. Po pierwsze, nie można dokładnie zmierzyć τ



Rys. 3. Stany kwantowe światła. (a) W doświadczeniu homodynym światło w nieznanym stanie kwantowym $|\Psi\rangle$, który mamy zrekonstruować, jest zmieszane za pomocą płytki światłodzielącej z silnym polem laserowym $\sqrt{I}e^{i\phi}$, gdzie ϕ jest kątem obrotu (określonym przez fazę lasera), a I natężeniem. Różnica natężeń foto-prądów mierzonych przez fotodetektory (D) jest proporcjonalna do obserwabli $q(\phi) = p \cos \phi / p_0 - x \sin \phi / x_0$. Każdy pojedynczy pomiar daje pewną wartość $q(\phi)$. Ich statystyka określa rozkład prawdopodobieństwa $\text{Pr}(q; \phi)$. (b) Funkcja Wignera stanu silnie ściśniętego, odtworzona doświadczalnie za pomocą metody tomograficznej na Uniwersytecie w Konstancji (zob. artykuły Schillera i in. oraz Breitenbacha i in. w spisie lektury uzupełniającej).

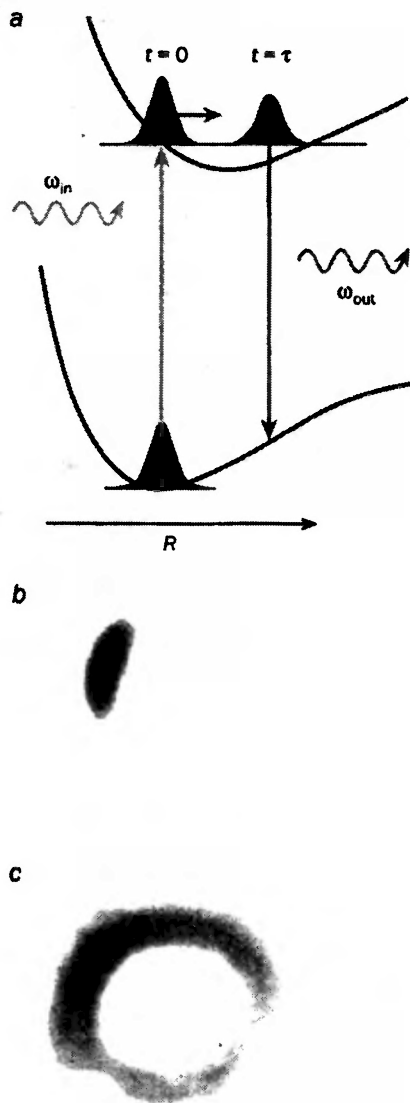
oraz ω_{out} w tej samej chwili, ponieważ są one związane przez transformatę Fouriera. Nie jest to fundamentalne ograniczenie kwantowe: dokładne pomiary częstości wymagają po prostu długiego przedziału czasu, co prowadzi do małej rozdzielczości czasowej. Oznacza to, że nie ma ściślej, jednoznacznej odpowiedniości pomiędzy ω_{out} i R . Zamiast tego, ω_{out} jest odwzorowywana na „rozmytą” wersję R , co prowadzi do wygładzonej funkcji Wignera. Po drugie, krzywe potencjału cząsteczkowego nie są harmoniczne, a zatem ruch paczki falowej nie jest opisywany przez prosty obrót w przestrzeni fazowej. Niemniej jednak, doświadczalnie zrekonstruowany rozkład kwazi-prawdopodobieństwa wykazuje zasadnicze cechy przewidywane przez teorię (rys. 4b,c).

Niedawno grupie z NIST udało się wyznaczyć kwantowy stan oscylacyjny pojedynczego jonu, przechowywanego w pułapce Paula. Pułapka Paula stała się wyjątkowym narzędziem w badaniach podstawowych aspektów ruchu kwantowego pojedynczych cząstek. Wytwarza ona efektywnie jednowymiarowy potencjał harmoniczny dla ruchu środka masy uwięzionego jonu (zob. *Physics World*, marzec 1997, s. 37). Oświetlając jon laserem, można go „ochłodzić”, tak że obsadza stan podstawowy potencjału pułapkującego. Co więcej, możliwe jest wytworzenie rozmaitych stanów kwantowych, jak stany spójne, ściśnięte i stany własne energii (rys. 1).

Metoda pierścieniowa znakomicie nadaje się do pomiaru stanów kwantowych w pułapce Paula. Po pierwsze, można – choć nie jest to łatwe – wyznaczyć energię jonu. Daje to nam prawdopodobieństwo $P_n(x, p)$ znalezienia jonu w n -tym stanie własnym energii, gdy początek przestrzeni fazowej znajduje się w punkcie (x, p) . Punkt ten jest określony przez środek pierścieni lub początek użytego biegunowego układu współrzędnych. Jak zauważyliśmy wcześniej, aby zrekonstruować funkcję Wignera, musimy wyznaczyć to prawdopodobieństwo we wszystkich punktach przestrzeni fazowej. Moglibyśmy to zrobić, utrzymując jon w stałym położeniu i przemieszczając układ pomiarowy. Łatwiej jest jednak nie zmieniać położenia układu, a przemieszczać jon w przestrzeni fazowej.

Grupa z NIST wykonała fascynujące doświadczenia, przemieszczając jon za pomocą oscylujących pól elektrycznych. Przesunięcie w przestrzeni fazowej zależy od czasu trwania, natężenia i względnych faz pól elektrycznych. W celu zmierzenia prawdopodobieństwa $P_n(x, p)$, grupa ta użyła impulsu laserowego, aby sprząć ruch środka masy jonu z jego dwoma stanami elektronowymi (rys. 5a). Obserwacja ewolucji takiego sprzężonego układu przez badanie jego fluorescencji dostarcza niezbędnej informacji o prawdopodobieństwach, ponieważ fluorescencja z różnych stanów własnych energii, składających się na stan

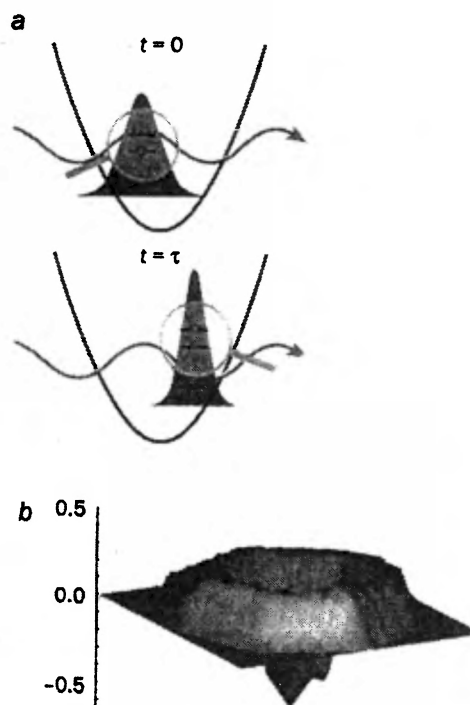
ruchu, zależy od czasu w różny sposób. Prawdopodobieństwa wyznacza się przez pomiar obsadzeń jako funkcji czasu oddziaływania τ .



Rys. 4. Stany kwantowe cząsteczek. (a) Krzywe energii dwóch najniższych stanów elektronowych jako funkcja odległości R pomiędzy jądrami w typowej cząsteczce dwuatomowej. Początkowo, w chwili $t = 0$, impuls laserowy o częstotliwości nośnej ω_{in} wzbudza paczkę falową ze stanu o niższym potencjale do potencjału wyższego. Wzbudzona paczka falowa oscyluje pomiędzy punktami zwrotnymi wyższego potencjału, podobnie do cząstki klasycznej (oznacza to drgania cząsteczki). Wreszcie, w chwili $t = \tau$, cząsteczka emituje spontanicznie foton o częstotliwości ω_{out} i powraca do stanu podstawowego. (b) Obliczona gęstość funkcji Wignera kwantowego stanu oscylacyjnego dla dwuatomowej cząsteczki sodu. Funkcja Wignera jest wygładzona z przyczyn przedstawionych w tekście. (c) Doświadczalnie zrekonstruowany rozkład w przestrzeni fazowej dla tego stanu (zob. artykuł Dunna i in. w spisie lektury uzupełniającej).

Doświadczalnie odtworzona funkcja Wignera stanu własnego energii dla $n = 1$ dla harmonicz-

nie uwięzionego jonu, wykazuje dobrą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi (rys. 5b).



Rys. 5. Stany kwantowe w pułapce Paula. (a) Jon, którego stan kwantowy w pułapce Paula mamy zmierzyć, znajduje się początkowo w stanie dolnym (kropka na obrazie, widzianym przez lupę). W chwili $t = 0$ światło lasera sprzęga ten stan z pewnym stanem wyższym (kreska na obrazie powiększonym). Po czasie $t = \tau$ paczka falowa zdążyła się już przemieścić wewnątrz potencjału pułapki, a pewna część obsadzenia stanu dolnego została przeniesiona przez światło laserowe do stanu wyższego. Oznacza to, że ruch jonu został odwzorowany na jego stany „wewnętrzne”. (b) Funkcja Wignera stanu własnego energii oscylatora harmonicznego o $n = 1$, odtworzona za pomocą metody pierścieniowej. Zauważmy wartości ujemne, świadczące o nieklasycznej naturze tego stanu. Ta czysto kwantowa cecha, po raz pierwszy zmierzona w NIST w Boulder, dobrze zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi, pokazanymi na rys. 1c (zob. artykuł Leibfrieda i in. w spisie lektury uzupełniającej).

6. Perspektywy

Pomiar stanu kwantowego jest nowym, fascynującym obszarem badań; otwiera on kolejne możliwości obserwacji mikroskopowego świata kwantów. Dzięki niemu można obecnie uzyskać pełną informację o elementarnych układach kwantowych, jak pojedynczy mod światła, cząsteczka lub pojedyncza cząstka w pułapce. Ponadto, grupa z Konstancji zrekonstruowała niedawno funkcję Wignera dla wiązki atomów przechodzącej przez podwójną szczelinę (zob. artykuł Kurtsiefera i in. w spisie lektury uzupełniającej). Otworzyło to

nowe możliwości zastosowań doświadczalnej tomografii wiązek kwantowych.

Badania będą rozwijały się w kierunku projektowania nowych metod rekonstrukcji stanów kwantowych oraz ich doświadczalnej realizacji. Następnym wielkim wyzwaniem jest rozwinięcie metod badania układów cząstek skorelowanych, jak atomy w kondensacie Bosego-Einsteina (jest to wyjątkowy stan materii, w którym znaczna liczba cząstek obsadza ten sam stan kwantowy – zob. *Physics World*, marzec 1997, s. 29; tłumaczenie tego artykułu ukazało się w *Postęпах Fizyki* 48, 333 (1997)). Dzięki burzliwemu postępowi w pomiarach stanu kwantowego, dokonanemu w ciągu paru ostatnich lat, możemy oczekiwać, że nowe rozwiązania tych zagadnień pojawiają się już w najbliższej przyszłości.

Tłumaczył Konrad Banaszek
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Lektura uzupełniająca

Ogólna

- U. Leonhardt, *Measuring the Quantum State of Light* (Cambridge University Press, 1997).
- „Quantum state preparation and measurement”, *J. Mod. Opt.* 44, z. 11 i 12 (1997) – zeszyty specjalne, red. W.P. Schleich, M.G. Raymer.

Światło

- G. Breitenbach i in., *Nature* 387, 471 (1997).
- S. Schiller i in., *Phys. Rev. Lett.* 77, 2933 (1996).
- D.T. Smithey i in., *Phys. Rev. Lett.* 70, 1244 (1993).
- N.G. Walker, J. Carroll, *Opt. Quant. Electron.* 18, 355 (1986).

Atomy i cząsteczki

- T.J. Dunn i in., *Phys. Rev. Lett.* 74, 884 (1995).
- C.C. Havener i in., *Phys. Rev. A* 33, 276 (1986).

Jony

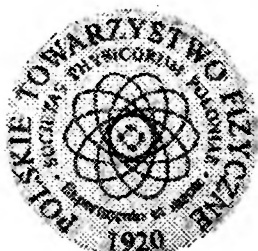
- D. Leibfried i in., *Phys. Rev. Lett.* 77, 4281 (1996).

Wiązki

- Ch. Kurtsiefer i in., *Nature* 386, 150 (1997).

ZAPRASZAMY NA NASZĄ STRONĘ WWW:

<http://www.fuw.edu.pl/~postepy>



POSTĘPY FIZYKI

- ostatni numer
- wkrótce
- stopka redakcyjna
- informacje o prenumeracie
- informacje dla autorów
- short info in English
- numery wydane od roku 1993
- znajdź na stronach

Od odkrycia polonu i radu do wyjaśnienia rozgałęzionego rozpadu potasu-40 *

Stanisław Hałas

Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Lublin

From the discovery of polonium and radium to the explanation of branched decay of potassium-40

Abstract: In this paper, I am trying to explain why the potassium-argon dating method was developed much later than other radiometric methods like U-He or U-Pb, which were established at the beginning of this century. In fact, the pioneering paper by Aldrich and Nier (1948) was published 50 years after the discovery of polonium and radium, when nearly all the details concerning potassium isotopes and radioactivity of potassium-40 had been investigated. The role of Curie's concept of the nature of radioactivity in the discovery of radioactivity of potassium is emphasized.

1. Wstęp

Metoda potasowo-argonowa (K/Ar) datowania minerałów i skał ma długą i fascynującą historię. Od kilku lat jest z powodzeniem stosowana również w Polsce [1]. Pionierską pracą w tej dziedzinie jest praca L.T. Aldricha i A.O. Niera pt. „Argon-40 w minerałach potasowych” [2]. Praca ta ukazała się 50 lat temu, czyli 50 lat po odkryciu polonu i radu, które jest uważane za początek nauki o promieniotwórczości [3]. Celem niniejszego referatu jest ukazanie przyczyn, z powodu których upłynęło aż pół wieku od odkrycia promieniotwórczości do pierwszego datowania metodą K/Ar.

2. Odkrycie promieniotwórczości

Promieniotwórczość uranu została odkryta wkrótce po publikacji Röntgena (28 grudnia 1895 r.). Dnia 20 stycznia 1896 r. Poincaré opo-

wiedział o zadziwiającym odkryciu Röntgena na posiedzeniu Akademii Nauk w Paryżu. Wysunął on wówczas hipotezę, że emisja promieni X może mieć związek ze zjawiskiem fosforescencji. Obecny na posiedzeniu Henri Becquerel postanowił tę hipotezę sprawdzić. Miał on w swojej pracowni silnie fosforyzującą sól uranylową, którą naświetlił promieniami słonecznymi, a następnie położył na owiniętą w czarny papier kliszę fotograficzną. Wynik doświadczenia potwierdził hipotezę Poincarégo – klisza została zaczerniona.

Becquerel przedstawił ten wynik na posiedzeniu Akademii 24 lutego 1896 r., lecz na następnym posiedzeniu (2 marca) twierdził, że sól uranylowa jest źródłem przenikliwych promieni. Przeprowadził bowiem analogiczne doświadczenie, ale tym razem bez naświetlania soli uranylowej w oczekiwaniu na słoneczną pogodę. Po kilku dniach przechowywania soli uranylowej razem z kliszą w zamkniętej szafie, zaczernienie było bardzo wyraźne.

*Referat wygłoszony 11 grudnia 1997 r. w Oddziale Lubelskim PTF z okazji setnej rocznicy odkrycia polonu i radu.

Dalsze badania Becquerela, prowadzone dość zawodną metodą klisz fotograficznych, doprowadziły go do stwierdzenia natury promieni uranowych jako bardzo krótkich fal eteru. Becquerel wykrył, że sole uranowe, a w jeszcze większym stopniu sam uran, emitują przenikliwe promieniowanie zdolne do zaczerniania kliszy i rozładowywania elektroskopu, lecz znacznie słabiej niż promienie X.

3. Odkrycie polonu i radu

W końcu 1897 r. do systematycznych badań promieni Becquerela przystąpiła Maria Skłodowska-Curie, wykorzystując pomiar przewodnictwa powietrza pod wpływem promieni uranowych. W badaniach tych zastosowała kondensator płaski, którego dolna płytką była pokryta jednorodną warstwą uranu lub innej sproszkowanej substancji. Między płytkami była utrzymywana różnica potencjałów 100 woltów. Natężenie prądu przepływającego przez kondensator było wyznaczane za pomocą elektrometru i kwarcu piezoelektrycznego. Dzięki wysokiej dokładności przeprowadzonych pomiarów, Maria stwierdziła, że:

- 1) sole uranu są w ogólności tym bardziej aktywne, im zawierają więcej uranu,
- 2) bardzo aktywne są związki toru,
- 3) dwie rudy uranu – blenda smolista i chalkolit – są znacznie bardziej aktywne od uranu, co było dla Marii faktem zdumiewającym i prowadzącym do postawienia hipotezy, że te minerały mogą zawierać pierwiastek znacznie bardziej aktywny od uranu.

Wyniki te opisała w swojej pracy pt. „Emisja promieniowania przez związki uranu i toru”, opublikowanej w maju 1898 r. [4]. W pracy tej wprowadziła termin „radioaktywność”, opisała odkrycie promieniotwórczości toru (niezależnie od Schmidta), a także podała pierwszą hipotezę dotyczącą natury promieniowania¹. Zauważyła ona, że dwa najbardziej aktywne pierwiastki, U i Th, mają największe ciężary atomowe. Zatem wg niej te pierwiastki miały największą zdolność pochłaniania i reemisji promieni znacznie bardziej przenikliwych od promieni X, które nieustannie przesywają przestrzeń.

¹ Porównaj artykuły w dziale specjalnym „Stulecie odkrycia polonu i radu” w zeszycie 2/98 *Postępów Fizyki*, a zwłaszcza artykuł Marii Skłodowskiej-Curie z 1898 r. „Poszukiwanie nowego metalu w pechblendzie” (przyp. Red.).

Dalsze badania prowadziła Maria ze swoim mężem Piotrem. Pracę doktorską pt. „Badanie ciał radioaktywnych” obroniła w czerwcu 1903 r. Wspólne wysiłki Marii i Piotra zostały skierowane ku wydobyciu nowych ciał promieniotwórczych i ich zbadaniu.

W lipcu 1898 r. małżonkowie Curie donieśli o odkryciu nowego pierwiastka promieniotwórczego. Był nim metal wyodrębniony z blendy smolistej, pod względem własności chemicznych zbliżony do bizmutu. Dla nowego pierwiastka zaproponowali oni nazwę *p o l o n* – „od nazwy ojczyzny jednego z nas” [5]. Interesujący opis wydzielenia polonu ukazał się w polskim *Czasopiśmie Technicznym* z 10 sierpnia 1898 r., wydawanym we Lwowie [6]:

„Blendę o 2 i 1/2 raza silniejszej od uranu aktywności rozkładano kwasami, roztwór strącano siarkowodorem, przyczym uran i tor pozostawał w roztworze; strącone zaś siarczki, prócz: ołowiu, bizmutu, arsenu, miedzi i antymonu zawierały ciało bardzo aktywne. Siarczkiem amonu oddzielono arsen i antymon, pozostałe zaś siarczki rozpuszczano w kwasie azotowym, a ciało aktywne oddzielono niedokładnie od ołowiu za pomocą kwasu siarkowego. Zadawaniem siarkanu ołowiu słabym kwasem siarkowym można oddzielić większą część aktywnego ciała. Amoniakiem z roztworu można oddzielić miedź. Oddzielenia bizmutu dotąd dokładnie nie udało się przeprowadzić, do pewnego zaś stopnia można je wykonać na podstawie spostrzeżenia, że przy rozpuszczaniu siarczków w kwasie azotowym, najłatwiej rozpuszczalne części są najmniej aktywne, a przy strącaniu roztworu wodą najpierw strącane ciała są najbardziej aktywne. Drugi sposób oddzielenia oparto na niejednakowej lotności siarczków ciała nowego i bizmutu. Przy ogrzewaniu siarczków w rurze do 700, siarczek nowego ciała daje natłot czarny, osadzając się w miejscu rury ogrzanym do 200-300, a siarczek bizmutu na znacznie gorętszych miejscach. W ten sposób otrzymano ciało 400 razy aktywniejsze od uranu, czego nie daje żaden ze znanych pierwiastków. Na podstawie tego faktu państwo Curie przyjmują istnienie nowego pierwiastka, zbliżonego do bizmutu”.

W grudniu 1898 r. małżonkowie Curie wraz z Gustawem Bémontem donieśli o wydzieleniu z blendy smolistej kolejnego pierwiastka radioaktywnego o własnościach chemicznych zbliżonych do baru, który zaproponowali nazwać *r a d e m* [7].

Odkrycie polonu i radu spowodowało, że radioaktywnością zajęła się znaczna liczba fizyków. Wkrótce zostały odkryte gazy promieniotwórcze (emanacje) wydzielane przez rad i tor.

W wykładzie noblowskim (Nobel 1903 z fizyki) pt. „Substancje radioaktywne” [8], wygłoszonym w czerwcu 1905 r., Piotr Curie przedstawił obok wcześniejszego poglądu na naturę promieniowania (U, Th i Ra czerpią energię z otaczającego przenikliwego promieniowania) nową hipotezę, według której pierwiastki ulegają przemianom z wydzielaniem energii na podobieństwo reakcji chemicznych. Według Piotra Curie za tą hipotezą przemawia odkryty przez Boltwooda stały stosunek zawartości U/Ra we wszystkich badanych minerałach.

4. Początki datowań radiometrycznych

Z możliwości wykorzystania zjawiska promieniotwórczości do datowania minerałów i skał zdano sobie sprawę we wczesnych latach mijającego stulecia, zwłaszcza po odkryciu ilościowego prawa rozpadu przez Rutherforda i Soddy’ego. W 1906 r. Rutherford doniósł o datowaniu minerałów uranowych opartym na pomiarach zawartości uranu i helu [9]. Podobnie Boltwood w 1907 r. opisał metodę U-Pb datowania minerałów na podstawie pomiarów zawartości uranu i ołowiu [10].

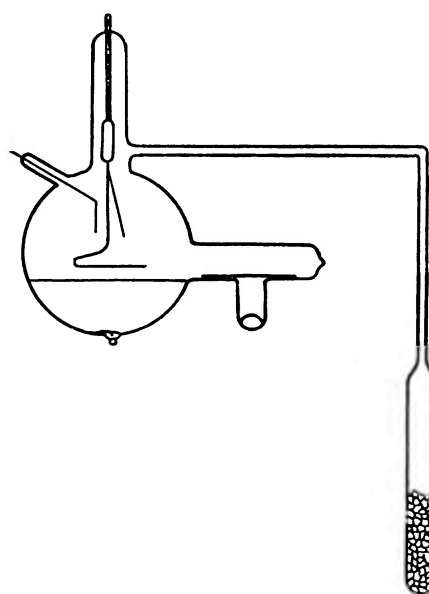
Te pionierskie badania nie tylko stanowiły podstawy geochronologii, ale pokazały, że pewne minerały i skały tworzące skorupę ziemską mają wiek setek milionów lat. W tym czasie bowiem lord Kelvin na podstawie ścisłych obliczeń czasu stygnięcia Ziemi (oczywiście bez uwzględnienia energii zawartej w pierwiastkach promieniotwórczych) definitywnie wykluczył wiek Ziemi dłuższy niż 30 milionów lat.

5. Odkrycie promieniotwórczości potasu

Zgodnie z pierwszą hipotezą Marii Skłodowskiej-Curie wyjaśniającą naturę promieniotwórczości, wg której tylko pierwiastki o największej liczbie atomowej są zdolne do pochłaniania przenikliwego promieniowania nieustannie przesywającego przestrzeń, czyniono poszukiwania promieniotwórczego ekacezu o liczbie atomowej 87 jako domieszki do metali alkalicznych. W taki oto

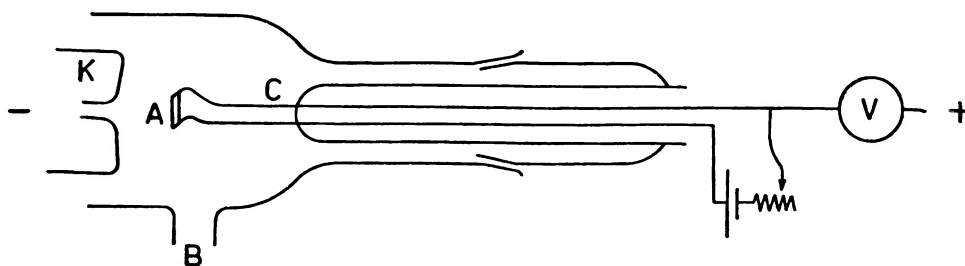
sposób błędna hipoteza Marii przyczyniła się do szybkiego odkrycia promieniotwórczych izotopów wśród aż dwóch pierwiastków metali alkalicznych – potasu oraz rubidu.

W 1905 r. J.J. Thomson wykazał doświadczalnie, że rubid lub stop sodu z potasem emituje cząstki naładowane ujemnie [11]. Umieścił on badane ciała oraz elektroskop ze złotym listkiem w szklanej aparaturze próżniowej (rys. 1).



Rys. 1. Schemat aparatury próżniowej stosowanej przez J.J. Thomsona w badaniach promieniotwórczości metali alkalicznych. Wysoka próżnia była wytworzona przez odpompowanie aparatury pompą mechaniczną, a po jej odtopieniu – przez wymrożenie pojemnika z węglem drzewnym za pomocą ciekłego powietrza (metoda odkryta przez Dewara w 1875 r., stosowana w technice wysokiej próżni po dzień dzisiejszy).

Doświadczenia przeprowadzał w ciemni fotograficznej w celu uniknięcia wpływu światła na zachowanie się elektroskopu. Stwierdził, że elektroskop naelektryzowany dodatnio ulegał rozładowaniu po zbliżeniu badanych ciał promieniotwórczych, natomiast nie zaobserwował zauważalnego rozładowywania w przypadku ujemnie naelektryzowanego elektroskopu. Ponadto stwierdził ustanie rozładowywania się elektroskopu, gdy zbliżał magnes tak, że pole magnetyczne było prostopadłe do kierunku próbka-elektroskop. Za pomocą tej czułej aparatury badał również inne metale ciężkie (zapewne kierując się hipotezą Marii Skłodowskiej-Curie), jak rtęć, ołów, srebro, lecz w żadnym z nich nie stwierdził oznak emisji cząstek naładowanych.



Rys. 2. Schemat termoeemisyjnego źródła jonów zastosowanego przez Astona w 1921 r. Jony dodatnie są emitowane z grzanej oporowo platynowej taśmy A, następnie są przyspieszane w obszarze między taśmą a elektrodą K (z otworem), stanowiącą element analizatora stosunku masy do ładunku.

6. Izotopy potasu

W 1921 r. F.W. Aston [12] zbudował termoeemisyjne źródło jonów, które zainstalował do zbudowanej wcześniej aparatury próżniowej, służącej do analizy stosunku masy do ładunku jonów za pomocą równoległych pól elektrycznego i magnetycznego (metoda parabol J.J. Thomsona). Schemat źródła jonów z pracy Astona jest przedstawiony na rys. 2. Za pomocą tej aparatury Aston zbadał wszystkie metale alkaliczne, obserwując po dwa izotopy K, Li i Rb, oraz po jednym izotopie Na i Cs. Masy izotopów były wyznaczone z niezbyt dużą dokładnością. W przypadku potasu były to masy zbliżone do 39 i 41.

Skoro już było wiadome, z jakich izotopów składa się potas, rozpoczęto badania w celu rozstrzygnięcia, który z nich jest promieniotwórczy. W 1925 r. Biltz i Ziegert przez częściową separację izotopów potasu metodą destylacji stwierdzili, że ^{39}K jest stabilny, a za promieniotwórczość potasu jest odpowiedzialny ^{41}K lub inny izotop potasu o bardzo małej zawartości.

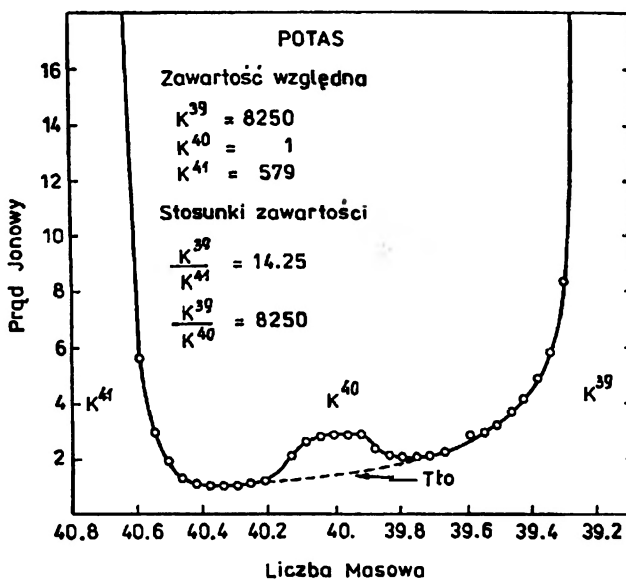
Poprzez analizę starej próbki biotyту, Aston w 1934 r. wykluczył możliwość rozpadu ^{41}K , ponieważ nie wykrył on nawet śladowych ilości ^{41}Ca . Zatem za promieniotwórczość potasu jest odpowiedzialny ^{40}K lub ^{42}K – konkludują F.H. Newman i H.J. Walke [13]. W drugim wydaniu monografii Astona z 1933 r. *Widma mas i izotopy* maksymalna zawartość nie wykrytego izotopu ^{40}K była szacowana jako niższa niż 1/300. W 1935 r. G. von Hevesy (Kopenhaga) wykluczył z rozważań izotop ^{42}K , jako krótkożyłowy. E. Fermi i współpr. stwierdzili bowiem w 1934 r., że rozpada się on do ^{42}Ca z czasem połowicznego zaniku $T_{1/2} = 16$ h. Zatem według von Hevesy'ego

tylko ^{40}K może istnieć od początku uformowania Ziemi; ulega on rozpadowi wg schematu



Von Hevesy ocenił $T_{1/2}$ tego rozpadu na 5×10^{10} do 5×10^8 lat [14].

Skoro stało się jasne, że izotop ^{40}K istnieje, należało go wykryć i zmierzyć jego zawartość. Dokonali tego w 1935 r. A.O. Nier [15] oraz nieco później A.K. Brewer [16] za pomocą czułych spektrometrów mas. Rysunek 3 przedstawia widmo mas potasu w pobliżu wierzchołka 40, pochodzące ze wspomnianej pracy Brewera. Zatem pod koniec



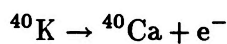
Rys. 3. Fragment widma mas potasu w pobliżu wierzchołka $^{40}\text{K}^+$ [16].

1935 r. znany był już dość dokładnie skład izotopowy potasu:

$$^{39}\text{K}/^{40}\text{K} = 8300 \pm 100 \quad \text{ i } \quad ^{39}\text{K}/^{41}\text{K} = 13,96 \pm 0,1.$$

7. Schemat rozpadu izotopu ^{40}K

Jeszcze w 1933 r. G.P. Baxter i in. twierdzili, że definitywnie wykluczyli hipotetyczny wtedy izotop ^{40}K jako możliwy izotop promieniotwórczy potasu, przypisując promieniotwórczość izotopowi ^{41}K . Do rozstrzygnięcia dylematu należało zbadać promieniotwórczość dokładnie rozseparowanych izotopów. Taka możliwość pojawiła się w Caltechu (Pasadena) w 1936 r., gdzie W.R. Smythe i A. Hemmendinger [17] rozdzielili 3 izotopy potasu za pomocą spektrometru mas dającego silne wiązki jonowe. Stwierdzili oni, używając licznika Geigera-Müllera, że tylko ^{40}K emituje cząstki β . Natężenie emisji tych cząstek jest porównywalne z natężeniem emisji odpowiedniej ilości KCl. Zatem schemat rozpadu



został dowiedziony doświadczalnie; praca ta ukazała się w *Physical Review* w lutym 1937 r.

W sierpniu 1937 r. ukazała się praca C.F. von Weizsäckera pt. „Dwoisty rozpad β potasu” [18]. Jest to praca teoretyczna, w której autor przedstawił argumenty z fizyki jądrowej (^{40}K ma dwa stabilne izobary ^{40}Ca i ^{40}Ar), jak też z geochemii (nadmiar ciężkiego izotopu ^{40}Ar w stosunku do ^{36}Ar w argonie atmosferycznym), za rozpadem jądra ^{40}K nie tylko do ^{40}Ca , lecz w znacznej mierze również do ^{40}Ar . Von Weizsäcker sugerował możliwość sprawdzenia swojej hipotezy przez zbadanie starej skały zawierającej potas.

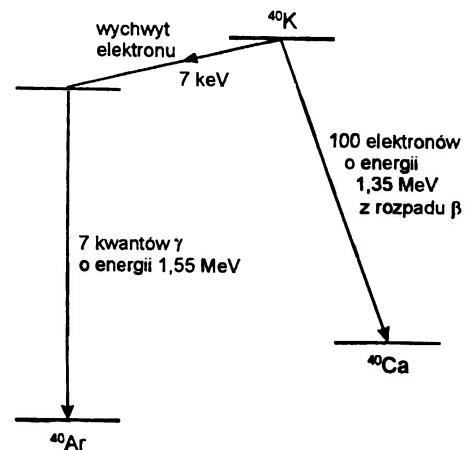
A. Bramley w swojej pracy z listopada 1937 r. [19] zwrócił uwagę na emisję promieniowania γ przez ^{40}K . Stwierdził on, że dla wyjaśnienia obserwowanej emisji γ należy założyć wychwyt elektronu przez jądro potasu, zamiast sugerowanej przez Weizsäckera emisji dodatniej cząstki β . C.F. Thompson i S. Rowlands w 1943 r. [20] potwierdzili rozpad ^{40}K do ^{40}Ar drogą wychwytu elektronu z powłoki K, mierząc energię promieniowania X, jakie wydziela się każdorazowo podczas zapełniania luki wytworzonej w powłoce K.

Dalsze badania promieniotwórczości potasu przerwała wojna, dopiero w latach 1946–47 pojawiło się wiele doniesień na ten temat. Najbardziej zbliżony do współczesnego schemat rozpadu ^{40}K opublikowali E. Gleditski i T. Gráf (Oslo) [21]. Schemat ten jest przedstawiony na rys. 4. Maksymalną energię cząstek β wyznaczyci Dżelepov

i współpr. (1946 r.). Mayer i współpr. [22] badali energię kwantów γ metodą pochłaniania w miedzi i ołowiu. Zbadali również koincydencję między emisją β i γ ; stwierdzili, że współczynnik korelacji wynosi zero z dokładnością $\pm 0,01$. Zatem zdaniem tych badaczy emisja γ towarzyszy wyłącznie wychwytowi K, a emisja cząstek β zachodzi do stanu podstawowego jądra ^{40}Ca .

8. Argon-40 w minerałach potasu

W 1948 r. H.E. Suess doniósł o nieudanej próbie wykrycia argonu radiogenicznego w próbkach sylwinu i karnalitu [23], skąd na podstawie posiadanej wiedzy o rozpowszechnieniu pierwiastków w przyrodzie oraz o czułości użytej aparatury pomiarowej ocenił stosunek rozgałęzienia $\lambda_K/\lambda_\beta = 0,05$. Jest to wartość zbliżona do przedstawionej na rys. 4.

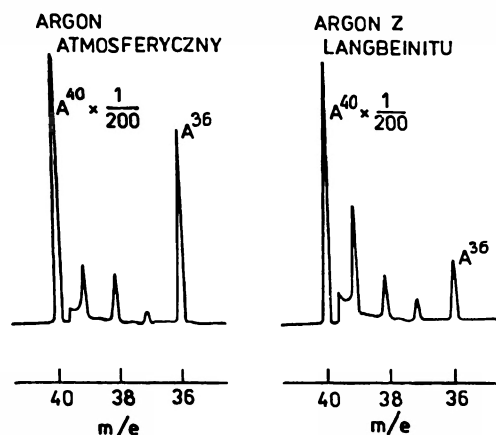


Rys. 4. Schemat rozpadu potasu-40 z 1947 r.

W październiku 1948 r. L.T. Aldrich i A.O. Nier opublikowali wyniki badań izotopów argonu wydzielonego termicznie (temperatura powyżej 1000°C) z czterech minerałów potasowych o znanym wieku – ortoklaz, mikroklin, sylwin i langbeinit [2]. Badania prowadzili za pomocą czułego spektrometru mas własnej konstrukcji. Stosowali oni naważki ok. 400 g, skąd uzyskiwali ilości argonu rzędu $0,1\text{ cm}^3$ w warunkach normalnych. Argon przed wpuszczeniem do układu dozującego był oczyszczany za pomocą wymrażarki z ciekłym tlenem oraz dodatkowo za pomocą gorącego litu metalicznego.

Uzyskane przez Aldricha i Niera widma argonu wydzielonego z próbek minerałów miały wy-

rażnie większy stosunek $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ niż argon atmosferyczny (rys. 5). Zakładając, że cały ^{36}Ar w widmie mas jest pochodzenia atmosferycznego,



Rys. 5. Widmo mas argonu atmosferycznego i argonu wydzielonego z langbeinitu [2]. Wierzchołki 37 i 39 pochodzą z tła. Autorzy nie stwierdzili w tle wierzchołków 36 i 40, zatem te wierzchołki pochodzą wyłącznie z jonizacji argonu w źródle jonów spektrometru mas.

ocenili oni zawartość argonu radiogenicznego wydzielonego z próbki. Ponadto ocenili stosunek rozgałęzienia, λ_K/λ_β , na co najmniej 0,02 na podstawie znanej wartości stałej rozpadu λ_β (dla rozpadu $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$).

9. Zakończenie

Praca Aldricha i Niera w pełni udokumentowała schemat rozpadu potasu-40 z 1947 r., bowiem potwierdziła istnienie produktu tego rozpadu, którym jest gaz szlachetny ^{40}Ar . Co więcej, badacze ci stwierdzili, że ten gaz szlachetny jest zatrzymywany w sieci krystalicznej badanych minerałów potasowych przez okresy rzędu wielu milionów lat. Tak więc po 50 latach od odkrycia polonu i radu zostały stworzone podstawy jednej z ważnych metod geochronologicznych. Metoda ta rozwinęła się w latach 50., a ponowny rozkwit przeżywa obecnie (np. [1]) w związku z techniką laserowej ekstrakcji argonu z niewielkich próbek o masie rzędu miligramów, uprzednio napromie-

niowanych neutronami prędkimi w reaktorze jądrowym. Dzięki temu unika się kłopotliwej analizy zawartości potasu w próbce. Szybkie neutrony w reakcji (n,p) tworzą długożyciowy izotop ^{39}Ar z najbardziej rozpowszechnionego izotopu potasu ^{39}K . Wydzielony izotop ^{39}Ar mierzy się jednocześnie z izotopem radiogenicznym ^{40}K za pomocą spektrometru mas [24].

Literatura

- [1] S. Hałas, *Przegląd Geologiczny* **43**, 993 (1995).
- [2] L.T. Aldrich, A.O. Nier, *Phys. Rev.* **74**, 876 (1948).
- [3] A.K. Wróblewski, *Materiały XXXIV Zjazdu Fizyków Polskich* (Deni-Press, Katowice 1997), s. 77.
- [4] M. Skłodowska-Curie, *Compt. rend.* **126**, 110 (1898).
- [5] P. Curie, Mme P. Curie, *Compt. rend.* **127**, 175 (1898).
- [6] R. Mierzecki, *Orbital* (Polskie Towarzystwo Chemiczne), z. 2/98, s. 85.
- [7] P. Curie, Mme P. Curie, G. Bémont, *Compt. rend.* **127**, 1215 (1898).
- [8] *Nobel lectures in physics, 1901–1921* (Elsevier, Amsterdam 1967).
- [9] E. Rutherford, *Radioactive transformations* (Scribners, New York 1906).
- [10] B.B. Boltwood, *Am. J. Sci.* **173**, 77 (1907).
- [11] J.J. Thomson, *Phil. Mag. Ser. 6* **10**, 584 (1905).
- [12] F.W. Aston, *Phil. Mag. Ser. 6* **42**, 436 (1921).
- [13] F.H. Newman, H.J. Walke, *Phil. Mag. Ser. 7* **19**, 767 (1935).
- [14] G. v. Hevesy, *Naturwiss.* **23**, 583 (1935).
- [15] A.O. Nier, *Phys. Rev.* **48**, 283 (1935).
- [16] A.K. Brewer, *Phys. Rev.* **48**, 640 (1935).
- [17] W.R. Smythe, A. Hemmendinger, *Phys. Rev.* **51**, 187 (1937).
- [18] C.F. v. Weizsäcker, *Phys. Z.* **38**, 623 (1937).
- [19] A. Bramley, *Science* **86**, 424 (1937).
- [20] C.F. Thompson, S. Rowlands, *Nature* **152**, 103 (1943).
- [21] E. Gleditsk, T. Gráf, *Phys. Rev.* **72**, 640 (1947).
- [22] H.A. Mayer, G. Schwadiheim, M.D. de Soluza Santos, *Phys. Rev.* **71**, 908 (1947).
- [23] H.E. Suess, *Phys. Rev.* **73**, 1209 (1948).
- [24] I. McDougall, T.M. Harrison, *Geochronology and thermochronology by the $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ method* (Oxford Univ. Press, New York 1988).

Skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola

Marta Aleszkiewicz

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

Scanning near-field optical microscope

Abstract: A scanning near-field optical microscope (SNOM) is based upon the interaction between light waves and matter on subwavelength scale and enables to overcome the classical Rayleigh's resolution limit. An optical probe acts as a converter of near field, containing information on tiny (of nanometer size) details of the investigated object, into easily measurable far field. This overview article reports the basic knowledge on this new kind of probe microscopy. Some principles, history, various most common designs and a list of important improvements and applications are given.

1. Wstęp

Wynaleziony w 1981 r. przez Binniga i Rohrera skaningowy mikroskop tunelowy (STM – Scanning Tunneling Microscope) [1] stał się protoplastą całej rodziny tzw. mikroskopów próbkujących. Wspólną ich cechą jest pomiar wielkości fizycznej związanej z jakimś (różnym w zależności od rodzaju mikroskopu) oddziaływaniem bliskozasięgowym, zależnym od odległości. Oddziaływanie to zachodzi pomiędzy badaną próbką a sondą w kształcie ostrej igły, znajdującą się w niewielkiej odległości (kilku-kilkuset nanometrów, w zależności od rodzaju oddziaływania, jakie wykorzystuje mikroskop). Sonda „próbkuje” powierzchnię badanego obiektu, przesuując się nad nią wzdłuż kolejnych, równoległych linii (tzw. skanowanie) i mierząc odpowiednią wielkość fizyczną w wielu punktach w trakcie przebiegu wzdłuż każdej z linii. Na przykład mikroskop tunelowy STM, którego wynalazców nagrodzono w 1986 r. Nagrodą Nobla, mierzy natężenie prądu tunelowego pomiędzy przewodzącą próbką a metalowym ostrzem (igłą). Natężenie to jest mierzalną

wielkością, a przepływ prądu jest wynikiem zjawiska kwantowego tunelowania elektronów; gdy dwa przewodzące ciała (próbkę i igłę) dostatecznie zbliżymy do siebie, to możliwe będzie przejście elektronu pomiędzy nimi. Ponieważ natężenie prądu tunelowego (proporcjonalne do prawdopodobieństwa przejścia elektronu) maleje wykładniczo z odległością, którą pokonuje tunelujący elektron, to jego pomiar podczas skanowania jest bardzo czuły na topografię powierzchni.

2. Rozdzielczość mikroskopu optycznego bliskiego pola

Jednym z najmłodszych mikroskopów próbkujących jest skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola (SNOM – Scanning Near-Field Optical Microscope) [2,3]. Podobnie jak inne mikroskopy próbkujące, pozwala on na uzyskanie informacji o powierzchni (w przypadku SNOM – o jej własnościach optycznych) z nieosiągalną innymi metodami rozdzielczością w zakresie nanometrowym. W klasycznej mikroskopii – optycznej bądź elektronowej – informacje o obiektach

cie uzyskuje się badając tory oraz ilość rozproszonych na nim cząstek, np. fotonów lub elektronów. Zgodnie z teorią dyfrakcji rozdzielczość tak uzyskanego obrazu, obliczona ponad sto lat temu przez Abbego, jest ograniczona do $\lambda/2$, gdzie λ jest długością fali użytego promieniowania. Oznacza to, że przy użyciu światła z zakresu widzialnego, tj. o długości fali ok. 600 nm, nie można obserwować struktur o rozmiarach mniejszych niż 300 nm. Granica rozdzielczości $\lambda/2$ obowiązuje we wszystkich soczewkowych urządzeniach powiększających – zarówno w teleskopach używanych przez astronomów, jak i w popularnych mikroskopach optycznych. Wynika to ze sposobu, w jaki światło rozchodzi się na odległości większe niż długość fali, czyli w tzw. „dalekim polu”. Jedynym sposobem zwiększenia rozdzielczości jest więc zmniejszenie długości fali użytego promieniowania. Możliwe jest to albo przy użyciu fotonów o wyższej energii, np. promieniowania rentgenowskiego, albo przy wykorzystaniu innego rodzaju cząstek, np. użyciu elektronów zamiast fotonów.

W rzeczywistości poza długością fali wpływ na rozdzielczość mają też inne czynniki. Maksymalna rozdzielczość klasycznego mikroskopu jest określona przez kryterium Rayleigha, podające minimalną odległość r dwóch rozróżnialnych punktów: $r > 1,22 \lambda/2n \sin \Phi$, gdzie λ – długość fali, n – współczynnik załamania, Φ – kąt aperturowy. Różne sposoby zwiększania rozdzielczości opierające się na powyższym kryterium są używane od dawna: zwiększenie współczynnika załamania n stosowane jest w mikroskopii immersyjnej, a zwiększenie kąta aperturowego oznacza użycie soczewek o dużej średnicy w stosunku do długości ogniskowej. Jednak niewielki zakres zmian wchodzących do wzoru parametrów n ($n = 1$ dla próżni, dla innych substancji $n < 2$) oraz $\sin \Phi$ powoduje, że jedynie λ , które można zmieniać o całe rzędy wielkości używając światła nadfioletowego lub promieniowania elektronowego, może znacząco wpłynąć na poprawę rozdzielczości.

Ograniczenie rozdzielczości w klasycznej mikroskopii wynika stąd, że detekcja fal odbywa się w dużej – w porównaniu z długością fali – odległości od badanego obiektu. Zgodnie z twierdzeniem Wolfa i Nieto-Vesperinasa [4], fala elektromagnetyczna oddziałująca z obiektem posiadającym struktury powierzchniowe o rozmiarach mniejszych niż $\lambda/2$ rozdziela się na dwie skła-

dowe: zwykłą falę biegnącą (ang. propagating field) i falę zanikającą (ang. evanescent field). Pierwsza z nich, którą mierzymy w klasycznej mikroskopii, jest widoczna w tzw. obszarze dalekiego pola (ang. far field), tj. w odległości od obiektu dużej w porównaniu z długością fali. Druga natomiast, współlistniejąca z falą biegnącą w tzw. obszarze bliskiego pola (ang. near field), zanika na odległości od obiektu rzędu jednej długości fali użytego promieniowania. Fała zanikająca nie podlega kryterium Rayleigha i niesie informację o wysokich częstotliwościach przestrzennych obiektu. Ma ona postać

$$U(x, y, z, t) = A(x, y, z) \exp(-i(k_x x + k_y y)) \times \exp(-\alpha z) \exp(i\omega t),$$

gdzie A jest amplitudą pola w punkcie (x, y, z) , czynnik $\exp(-i(k_x x + k_y y))$ opisuje propagację w płaszczyźnie xy , a czynnik $\exp(-\alpha z)$ wyraża wspomniany zanik pola wraz ze wzrostem odległości w kierunku z prostopadłym do powierzchni obiektu. Pole to, „uwięzione” wokół obiektu, nie rozchodzi się więc w kierunku z . Współczynnik α , zależny od materiału obiektu i rodzaju powierzchni, jest tym większy, im drobniejsze szczegóły znajdują się na powierzchni obiektu – i wówczas tym szybciej pole to nad nią zanika. Współczynnik ten jest tak duży, że połowiczny zanik amplitudy pola następuje na odległości rzędu ułamka długości fali. Oznacza to, że amplituda pola zanikającego zmienia się w kierunku z na odległości mniejszej niż długość fali (czyli niesie informację o strukturach powierzchniowych obiektu o rozmiarach ułamka długości fali!), ale niestety zmiany te następują tylko w odległościach od obiektu rzędu długości fali. Człon $\exp(i\omega t)$ wyraża czasową zmienność pola – oscyluje ono z częstotliwością fali padającej.

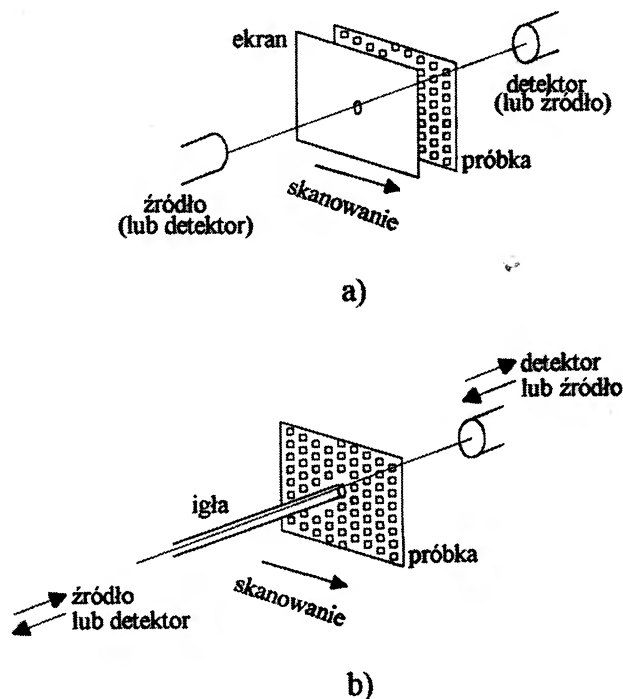
Ponieważ informacja o drobnych strukturach obiektu jest niesiona tylko przez falę zanikającą, to niemożliwe jest jej odzyskanie przez detektor umieszczony w dalekim polu, bo istnieje tam tylko składowa biegnąca pola. Dla potrzeb doświadczalnych przyjęto następujący sposób określenia „bliskiego pola”: jest to obszar, w którym fala zanikająca stanowi znaczącą składową pola, nie obowiązują więc prawa rządzące „polem dalekim”. Wówczas wielkość obszaru „bliskiego pola” jest zależna od rozdzielczości, z jaką chcemy badać obiekt – im większa żądana rozdzielczość, tym bliżej obiektu

należy umieścić sondę. Z teoretycznych rozważań wynika, że obserwacja powierzchni z rozdzielczością r jest możliwa w odległości od obiektu nie większej niż $r/2\pi$, taki więc obszar wokół obiektu jest jego „bliskim polem” [5].

Istnienie fali nie rozchodzącej się, która zanika w kierunku z w bezpośrednim pobliżu obiektu oznacza, że część informacji o obiekcie – jego szczegółach o rozmiarach rzędu ułamka długości fali – nie może dotrzeć do odległego detektora (ciekawy jest wspomniany już fakt, że fala o danej długości zawiera informację o lokalnych zmianach pola na obszarze o rozmiarach ułamka długości fali). Przytoczone twierdzenie Wolfa i Nieto-Vesperinasa mówi, że fala zanikająca powstaje na skutek oddziaływania drobnych struktur powierzchniowych z falą padającą – biegnącą (gdy oświetlamy obiekt odległym źródłem) lub zanikającą (gdyby udało się umieścić źródło bardzo blisko obiektu). Po odwróceniu powyższej sytuacji otrzymujemy bardzo istotny wniosek: na małym obiekcie (sondzie) może następować zamiana interesującego nas pola zanikającego, które chcielibyśmy zmierzyć, na pole zanikające i biegnące (!), to ostatnie zaś potrafimy zmierzyć. Zamiana pola zanikającego na biegnące jest liniowa, bo mierzona jest wielkość proporcjonalna do wektora Poyntinga. Oznacza to, że wielkości tych pól po zamianie są wzajemnie proporcjonalne, zatem pomiar jest jednoznaczny. Tak więc zrealizowanie pomiaru w bliskim polu, tj. umieszczenie w nim punktowej sondy, która mogłaby przekazywać informację do odpowiedniego miernika, jest uzasadnionym sposobem zwiększenia rozdzielczości.

Reasumując, możliwe jest „ominięcie” kryterium Rayleigha na dwa równoważne sposoby: 1) umieściwszy źródło promieniowania w bliskim polu próbki, mierzyć pole fali biegnącej odległym miernikiem, lub 2) mierzyć pole fali zanikającej detektorem umieszczonym w bliskim polu próbki, znajdującej się daleko od rozciągniętego źródła. Pomysł takich doświadczeń powstał w 1928 r., a zaproponował je E.H. Synge [6]. Najprostszym rozwiązaniem byłoby umieszczenie ekranu z małym (w stosunku do długości użytych fal) otworem, zwanym w żargonie laboratoryjnym „pinholką”, tuż nad obiektem, którego obraz chcemy oglądać. Pomiar polegałby na oświetleniu obiektu światłem z pinholki i obserwacji (zwykłym mikroskopem) natężenia światła, które przeszło przez

próbkę, bądź światła, które odbiło się od niej. Byłyby to więc pomiar pierwszym z ww. sposobów. Długość fali użytego światła musiałaby być kilkakrotnie większa niż średnica otworu pinholki. Ze względu na swój mały rozmiar, w celu przekazania całego obrazu obiektu pinholka musiałaby skanować (przemiatąć) jego powierzchnię. Jeśli odległość pinholki od obiektu byłaby mniejsza niż długość fali użytego światła, to widoczne byłyby szczegóły o rozmiarach rzędu ułamka długości fali, bo uzyskany sygnał pochodziłby z małego obszaru między otworem a próbką. Tego rodzaju eksperyment przeprowadził w 1972 r. E. Ash [7]. Przy użyciu mikrofal o długości 3 cm uzyskał on rozdzielczość $\lambda/60$. Jeśliby w powyższym doświadczeniu pinholka użyta została nie jako źródło, ale jako detektor pola, które powstaje za obiektem umieszczonym w polu rozciągniętego źródła fal, to byłby to drugi z ww. sposobów pomiaru (rys. 1a).



Rys. 1. Detekcja bliskiego pola: a) źródło umieszczone w bliskim polu próbki oświetla ją poprzez otwór w ekranie lub światło po przejściu przez próbkę jest przekazywane do detektora przez mały otwór w ekranie w bliskim polu próbki; b) ekran został zastąpiony igłą.

Możliwość uzyskania tak dużej rozdzielczości nie jest sprzeczna z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, jeśli nie ograniczymy rozważań do pól o rzeczywistym wektorze falowym. Wysoka rozdzielczość w kierunkach równoległych do po-

wierzchni xy obiektu oznacza, że wektor falowy w tych kierunkach przyjmuje duże wartości, a więc w kierunku z prostopadłym do powierzchni musi on przyjmować wartości urojone.

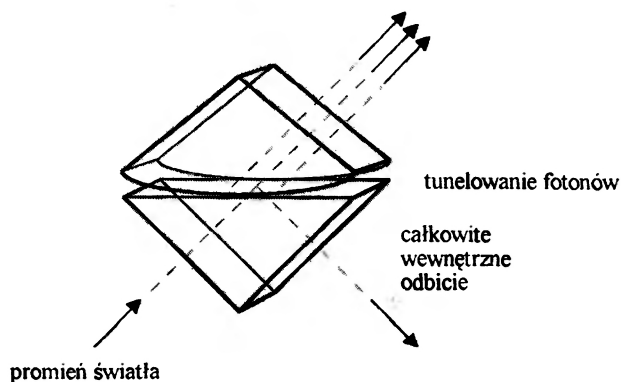
3. Zjawisko tunelowania fotonów

Czynnikiem, który hamował rozwój mikroskopii bliskiego pola był brak technicznych możliwości uzyskania skanowania mikrometrowego obszaru powierzchni próbki. Dopiero wynalezienie w 1981 r. skaningowego mikroskopu tunelowego spowodowało, że – poza wieloma innymi rodzajami mikroskopów pochodnych – powstał także skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola. Wynaleziono go w 1983 r. jednocześnie w laboratorium IBM w Zurychu [2], słynnym już z wynalezienia STM, oraz na Uniwersytecie Cornella w USA [3]. Nazwa mikroskopu uwzględnia fakt, że sonda umieszczona jest w bliskim polu obiektu. Emitowane bądź mierzone przez nią pole jest oczywiście sumą pola biegnącego i zanikającego. Ciekawy jest fakt, że chociaż koncepcja SNOM powstała na długo przed wynalezieniem STM, to jej realizacja nastąpiła tak niedawno.

W ramach dualizmu korpuskularno-falowego można dostrzec pewne podobieństwo zasady działania STM i SNOM. Polega ono na tym, że w STM mierzy się natężenie prądu tunelujących elektronów, a w SNOM bada się wielkości związane z fotonami (tzw. fotonami tunelującymi) w bliskim polu: natężenie pola, fazę, polaryzację. Wynika stąd podobieństwo działania metalowej sondy STM, która wymusza przepływ prądu tunelowego, do sondy SNOM emitującej bądź zbierającej fotony. Jednak specyficzne własności fotonów – jak choćby brak masy oraz ładunku elektrycznego – powodują, że jest to jedna z nielicznych analogii. Łatwość, z jaką fotony pokonują duże odległości powoduje, że odbicia od odległych obiektów i zjawiska interferencji uniemożliwiają określenie związku między mierzonym natężeniem pola a odległością sondy od obiektu. W przypadku bliskiego pola pojęcie współczynnika odbicia nie ma zresztą sensu – mówi się o rozpraszaniu fotonów na obiekcie o nanometrowych rozmiarach, a nie o ich odbiciu. Ponadto zmierzone natężenie pola dotyczy sumy pola rozchodzącego się normalnie oraz zanikającego i nie maleje monotonicznie wraz z oddalaniem od obiektu, lecz ma charakter

oscylacyjny. Ze zjawisk tych wynika niemożność kontroli odległości sondy od obiektu za pomocą samego sygnału optycznego. Dlatego mikroskop SNOM zawsze bada równocześnie jakieś inne, bliskozasięgowe oddziaływanie, które jest dla niego wzorcem odległości. Sonda SNOM musi więc być tak wykonana, aby mogła nie tylko zbierać sygnał optyczny, ale także niezależnie mierzyć jakąś inną wielkość – na przykład natężenie prądu tunelowego, jak w STM – służącą do stabilizacji odległości od próbki.

Istotą wspomnianego zjawiska tunelowania fotonów jest zamiana pola zanikającego na pole normalne lub odwrotnie. Może to nastąpić na skutek dyfrakcji, czyli załamania fali na powierzchni obiektu podczas jego oświetlenia. Wykorzystano to np. w doświadczeniu Asha. Drugim zjawiskiem, w którym mamy do czynienia z tunelowaniem fotonów, jest refrakcja, czyli ugięcie światła wewnątrz obiektu podczas oświetlenia pod kątem większym od kąta wewnętrznego odbicia. Zjawisko refrakcji zaobserwował 300 lat temu Newton; badając zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia, zetknął ze sobą dwa pryzmaty, z których jeden miał lekko wypukłą powierzchnię (rys. 2). Spo-



Rys. 2. Doświadczenie Newtona.

dziewał się, że jeśli światło będzie padać na wewnętrzną powierzchnię pryzmatu pod kątem bliskim kątowi wewnętrznego odbicia, to przez układ przejdzie tylko ta część światła, która natrafiła na obszar styku obu pryzmatów. Fakt, że plama świetlna była znacznie większa niż powierzchnia, którą stykały się pryzmaty, wytłumaczył wówczas jako wynik tego, że rozprędkone cząstki światła mogą przeniknąć do drugiego pryzmatu, zanim zostaną przezeń odepchnięte. Dzisiaj to doświadczenie jest ilustracją ciągłości warunków brzego-

wych na powierzchni obiektu – funkcja falowa istniejąca wewnątrz obiektu istnieje też poza nim, ale szybko zanika w kierunku prostopadłym do powierzchni. O ile promień zostanie w dostatecznie małej odległości od powierzchni obiektu „uwięziony” w materiale dielektrycznym (tu był nim drugi pryzmat), to może rozchodzić się dalej. Jest to wynik tunelowania cząstek pomiędzy dwoma zblizonymi do siebie materiałami, identyczny z tym, który wykorzystuje się w STM.

4. Sposoby realizacji technicznej SNOM

We wszystkich mikroskopach skaningowych wzorowanych na STM przemiatanie powierzchni próbki (skanowanie) przez sondę (w przypadku STM jest to metalowa igła, a w przypadku SNOM – pinholka) odbywa się za pomocą rurki wykonanej z ceramiki piezoelektrycznej. W ten sposób powstaje trójwymiarowy obraz natężenia pola w pobliżu obiektu. Jest to wielka (poza niezrównaną rozdzielczością) zaleta mikroskopów skaningowych w stosunku do klasycznej mikroskopii, która daje wynik w postaci obrazu dwuwymiarowego.

W porównaniu z doświadczeniem Asha znacznej ewolucji uległa koncepcja pinholki. Początkowo opracowano elegancką technikę wytwarzania ekranów: na szklanej tafli osadzano kulki polistyrenowe, napyłano warstwę metalu, a następnie rozpuszczano polistyren wraz z metalem znajdującym się na samych kulkach [8]. Chociaż dzięki odpowiedniej kalibracji kulek można uzyskiwać pinholki o dobrze określonych średnicach rzędu dziesiątków nanometrów, to nie da się zdeterminować miejsca ich osadzenia, a zatem z góry określić, gdzie będzie pinholka. Poza tym próbki musiały być przygotowywane na wypukłych podłożach, aby umożliwić skanowanie stosunkowo dużym ekranem. Niewygodny (zwłaszcza dla nierównych powierzchni) ekran został więc zastąpiony zaostrzoną dielektryczną igłą, stanowiącą światłowód (rys. 1b) [9]. Pinholką jest wówczas jej ścięty wierzchołek. Ze względu na ucieczkę części światła przez ściany takiej igły pokrywa się ją często warstwą metaliczną, która „więzi” światło z mikrometrowego obszaru wokół ostrza. Pinholką jest wówczas nie pokryty metalem wierzchołek igły. Idealna igła powinna charakteryzować się następującymi cechami: wysoką transmisją optyczną –

możliwie duża część światła, jakie wejdzie do igły, powinna dotrzeć do miernika – małym promieniem oraz regularnym, okrągłym kształtem pinholki – aby rozpraszanie na końcu igły było jak najmniejsze. Opracowano dwie metody otrzymywania igieł: pierwsza polega na wyciąganiu włókien światłowodowych [10] (rzadziej szklanych rurek kapilarnych [11]) w wysokiej temperaturze uzyskanej przez ogrzewanie laserem. Wadą tak otrzymanych igieł jest stosunkowo niska transmisja optyczna – rzędu 10^{-5} – 10^{-6} , mają one natomiast małe średnice – wśród rutynowo uzyskiwanych 60 – 70 nm trafiają się też lepsze egzemplarze. W drugiej metodzie koniec kwarcowego światłowodu jest trawiony chemicznie w wodnym roztworze fluorowodoru HF [12]. W ten sposób uzyskuje się krótsze igły o większych kątach rozwarcia na wierzchołku (bardziej „tępe”), ale mające transmisję optyczną o całej rzędy wielkości większą. W obu metodach igły pokrywa się z zewnątrz (z wyjątkiem niewielkiego obszaru na samym wierzchołku) warstwą aluminium, uzyskując aperturę (średnicę pinholki) poniżej 20 nm. Szybki rozwój techniki wytwarzania igieł spowodował, że już w początkowym stadium istnienia SNOM uzyskiwano rozdzielczość 20 – 150 nm, czyli około $\lambda/25$, dużo lepszą niż w mikroskopii klasycznej.

Podobnie jak w STM natężenie prądu tunelowego maleje wykładniczo wraz ze wzrostem odległości igły od próbki, tak w SNOM wraz z oddalaniem od próbki wykładniczo maleje natężenie składowej zanikającej fali. Niezależnie od poruszonego wcześniej problemu niemożności skorelowania mierzonego natężenia światła z odległością sondy od próbki (wynika to z nakładania się oscylacji interferencyjnych na wykładniczą krzywą natężenia), zasadniczym problemem w SNOM jest detekcja światła o małej intensywności. Ponadto zawsze trzeba dokonywać kompromisowego wyboru pomiędzy czułością a rozdzielczością pomiaru. Nie można bez ograniczeń zmniejszać średnicy ostrza, gdyż wówczas drastycznie maleje ilość światła zbieranego przez sondę, jaka dociera do miernika. Trudność sprawia także fakt, że część światła jest rozpraszana i pochłaniana na ściankach sondy. Jakość sond, a więc i technika ich wytwarzania ma zasadniczy wpływ na uzyskiwane obrazy. Niecałkowite pokrycie metalem ścian igły powoduje ucieczkę światła, nierówne brzegi pin-

holki (obecność ziaren napyłanego metalu wystające ponad brzegi otworu) spowodują rozpraszanie światła, a w szczególności „ukośny” otwór zbierze sygnał z szerokiego obszaru nad próbką, co wpłynie na zmniejszenie rozdzielczości. Niestety, w przypadku igieł pokrytych płaszczem metalowym istnieje górna granica rozdzielczości, równa głębokości wnikania fali elektromagnetycznej do metalu, która w przypadku aluminium (dla światła o długości z zakresu widzialnego) wynosi 12 nm (jeśli używa się fal o innej długości, to stosuje się odpowiednio inne materiały do pokrywania igieł, aby zmniejszyć głębokość wnikania – np. dla dalekiej podczerwieni stosuje się pokrycie ze złota). Dlatego coraz więcej uwagi poświęca się konstrukcji takich mikroskopów, których igły nie musiałyby być metalizowane. Jednak nawet wtedy maksymalna osiągnięta rozdzielczość, zależnie od warunków eksperymentu, nie może przekroczyć większej z dwóch długości: średnicy apertury lub odległości sondy od próbki.

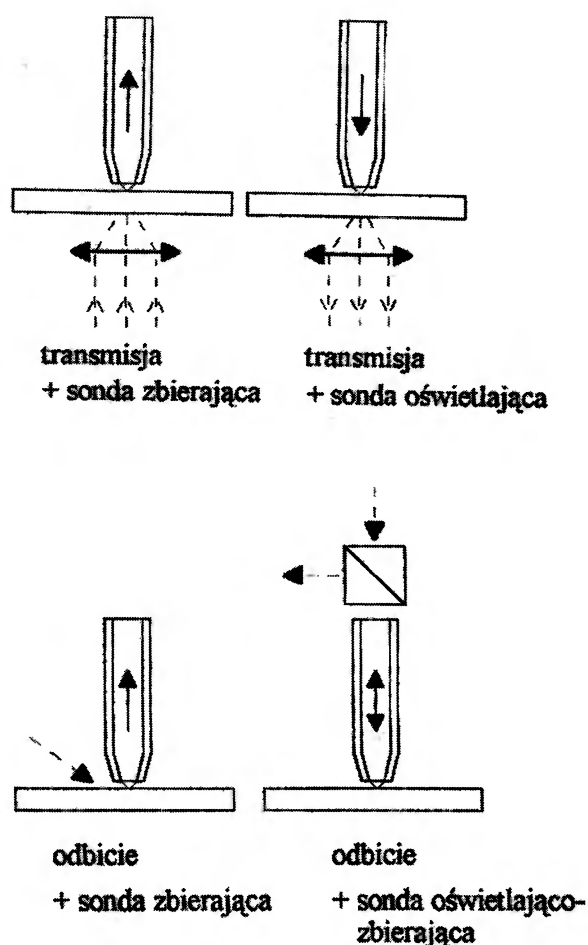
5. Konfiguracje SNOM

Dotychczas powstałe mikroskopy pracują w rozmaitych konfiguracjach. Można dokonywać rozróżnienia ze względu na sposób oświetlenia próbki (transmisja światła – dla próbek przezroczystych, lub odbicie) oraz sposób wykorzystania sondy (sonda oświetlająca – źródło światła, sonda zbierająca – kolektor, sonda oświetlająco-zbierająca). Formalnie można dokonać nieostrego podziału na dwie podstawowe, niemożliwe do rozdzielenia (ze względu na swoją komplementarność) konfiguracje mikroskopów bliskiego pola [13]. Są to: konfiguracja nanoaperturowa [14] i nanoantenowa [15,16]. W pewnym sensie „pośrednią” dla obu jest konfiguracja bezaperturowa [17,18]. Poza kłopotliwym i problematycznym sposobem dokonywania podziałów, dodatkową trudnością jest fakt, że mikroskopia bliskiego pola jest młodą dziedziną, w której nazewnictwo jest jeszcze bardzo niejednolite.

5.1. Konfiguracja nanoaperturowa

Elementem skanującym powierzchnię jest mały (o średnicy rzędu ułamka długości fali) otwór w nieprzezroczystym ekranie lub – w wariantcie wygodniejszym – na końcu igły, tzw. *nanoapertura* (rys. 3). Technika ta jest reali-

zacja teoretycznej pracy Synge’a, który proponował badanie w dużej odległości światła przechodzącego przez komórki organiczne oświetlane małym źródłem światła, umieszczonym w odległości 10 nanometrów od ich powierzchni. Nanoapertura może służyć do emisji (źródło) lub zbierania (kolektor) światła. Jeśli próbka oświetlana jest światłem (zwykle laserowym) z pinholki, a badane jest natężenie światła po przejściu przez próbkę, to taki sposób pomiaru nazywamy modem oświetleniowo-transmisyjnym. W modzie transmisyjno-zbierającym światło przechodzące przez próbkę jest zbierane przez pinholkę i przekazywane do detektora. Przy takim trybie pracy, kiedy pinholka



Rys. 3. Konfiguracje nanoaperturowych mikroskopów SNOM.

z biera światło, wykorzystuje się światło niespójne (np. z lampy ksenonowej, a nie laserowe), aby uniknąć interferencji. Najczęściej używa się sond z ostrzonych rurek światłowodowych oraz różnych sond kombinowanych.

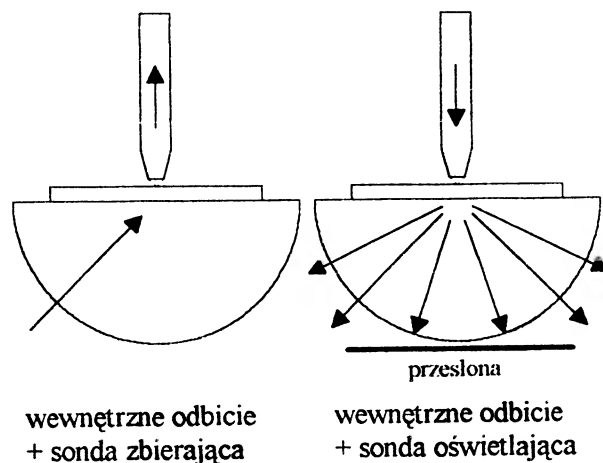
Jak już wspomniano, sam sygnał optyczny ze względu na interferencję nie może służyć do sta-

bilizacji odległości igły od próbki. Do tego konieczny jest pomiar innych, zależnych od odległości wielkości. Najczęściej wykorzystuje się nie wyjaśniony do końca efekt malenia amplitudy drgań igły pobudzanej z częstością rezonansową równoległą do powierzchni próbki podczas jej zbliżania do próbki – tzw. stabilizację siły ścinającej (shear force control) [19]. Przypuszcza się, że zjawisko to wywołują siły van der Waalsa oraz włoskowatości [20] lub siła związana z mechanicznym oddziaływaniem igły z próbką [21]. Amplituda drgań igły, będąca miarą odległości od próbki, może być zmierzona optycznie poprzez pomiar natężenia światła z dodatkowego lasera zogniskowanego na igłę (jest to powszechne w innych rodzajach mikroskopów próbkujących). Niestety, to dodatkowe źródło światła ma moc kilka rzędów wielkości większą niż mierzony sygnał bliskiego pola; dlatego wprowadzane są coraz to nowe rozwiązania dla tego typu kontroli odległości. Można też użyć kombinowanej sondy, będącej jednocześnie sondą SNOM oraz AFM (mikroskopu sił atomowych). Tu również możliwych jest kilka wariantów – można modyfikować gotowe dźwignie (cantilever) AFM, napyłając światłowodowe ścieżki lub wytwarzać takie dźwignie, „wbudowując” zintegrowaną ścieżkę światłowodową [22], albo też użyć zaostrzonego i odpowiednio wygiętego światłowodu jako dźwigni AFM [23] – wówczas taka sonda nie nadaje się do badania miękkich (biologicznych) próbek, bo ma większą stałą sprężystości niż stosowane w AFM dźwignie wykonane z krzemu lub Si_3N_4 . Można wreszcie badać prąd tunelowy pomiędzy warstwą metalu, którym pokryta jest sonda SNOM, a próbką. Jest to wówczas kombinowana sonda STM–SNOM [24].

5.2. Konfiguracja bezaperturowa

Odrębną klasą mikroskopów optycznych są tzw. skaningowe tunelowe mikroskopy optyczne (STOM – Scanning Tunneling Optical Microscope, rys. 4) [17,18]. W konfiguracji nanoaperturowej istotne jest wykorzystanie otworu w nieprzezroczystym ekranie. Wiąże się to z ograniczeniem rozdzielczości do średnicy otworu (apertury). Jeśli igła nie jest pokryta warstwą metalu, pełniąc rolę ekranu, to mówimy o tzw. mikroskopie bezaperturowym. Takich igieł można użyć w bliskim polu o dużym, powoli zanikającym natężeniu. Można udowodnić, że tłumienie pola za-

nikającego, powstałego na skutek refrakcji, jest znacznie (kilkakrotnie) mniejsze niż pola powstałego podczas dyfrakcji. Jeśli próbka jest przezroczysta, to jest możliwe umieszczenie jej na szklanej podstawie w polu promienia ulegającego całkowitemu wewnętrznemu odbiciu (tj. w miejscu analogicznym do miejsca styku dwóch pryzmatów). W takim przypadku próbka będzie się znajdować w polu zanikającym o stosunkowo dużym natężeniu, a więc także mierzone pole będzie odpowiednio większe.

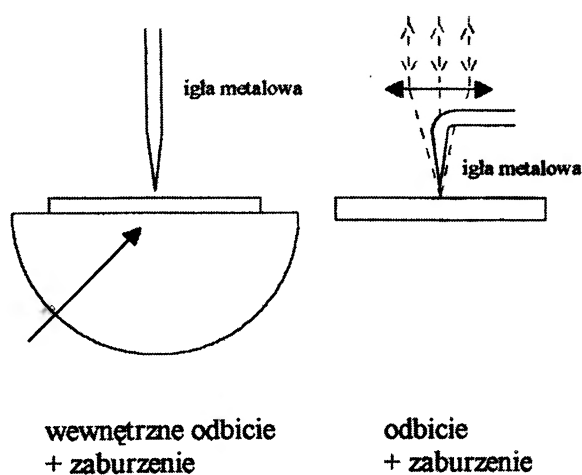


Rys. 4. Skaningowy tunelowy mikroskop optyczny (STOM).

5.3. Konfiguracja nanoantenowa

Elementem skanującym powierzchnię jest igła (niekoniecznie dielektryczna), tzw. *n a n o a n t e n a*, wprowadzająca jako centrum rozproszeniowe lokalne zaburzenie w polu oświetlonej próbki (rys. 5). Na skutek zaburzenia pola zanikającego próbka reemituje światło, którego natężenie jest mierzone detektorem w dalekim polu. Konfiguracja ta jest analogiczna do nanoaperturowej w tym sensie, że zarówno mały otwór, jak i mała przesłona dają podobne obrazy dyfrakcyjne. Ponieważ podział różnych rozwiązań na odrębne kategorie jest praktycznie niemożliwy, mikroskop STOM uznaje się również za przedstawiciela tej konfiguracji. Uzasadnia się to faktem, że wierzchołek igły jest pobudzany przez zanikające pole próbki i ta sama igła zbiera sygnał modulowany przez swoją obecność. Dotychczas największą rozdzielczość uzyskuje się w konfiguracji bezaperturowej i stwarza ona największe nadzieje na dalsze jej polepszenie. Sondą nanoantenową może być na przy-

kład szklana igła czworościenna pokryta złotem, tak że jedna z krawędzi ma mniejszą grubość warstwy złota niż całe czworościan. Wzbudzenia elektronów w złocie (plazmony) przemieszczają się wzdłuż tej krawędzi w kierunku wierzchołka czworościanu (czubka igły) i oddziałują z próbką. Na specjalnie przygotowanych płaskich próbkach, będących mieszaniną ziaren złota i srebra uzyskano za pomocą takiej sondy optyczny kontrast z rozdzielczością w granicach 1 – 10 nm [25]. Celem, do którego dążą eksperymetatorzy, jest umiejętność lokalizowania za pomocą SNOM pojedynczych cząsteczek, chociaż nie wiadomo, czy będzie to kiedykolwiek możliwe.



Rys. 5. Konfiguracje nanoantennowych mikroskopów SNOM.

6. Zastosowania SNOM

Jak już wspomniano, od czasu, kiedy pojawiła się idea wykorzystania bliskiego pola w mikroskopii, do zbudowania działającego urządzenia – mikroskopu optycznego bliskiego pola – minęło ponad pół wieku. Przeszkodą były trudności techniczne, chociaż wymienić można też dodatkowe powody [26]. Opóźnienie wynikało m.in. z niedostatecznego zainteresowania zjawiskami nanoskopowymi oraz z obaw przed zjawiskami niemożliwymi do pomiaru – interferencją, niemożnością uzyskania dostatecznej ilości światła lub wystąpieniem nowych, nieznanych przeciwności. Obecnie, kiedy pokonano brak wiary w możliwość uzyskania rozdzielczości lepszej niż $\lambda/2$, skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola jest wykorzystywany do badania optycznych własności materiałów z rozdzielczością kilkudziesięciu

nanometrów. Historycznie pierwszymi badanymi obiektami obserwowanymi w modzie transmisyjnym były specjalnie wykonane struktury w cienkich warstwach metalu naniesionych na szkiełka laboratoryjne [9]. Od tamtej pory mikroskopia bliskiego pola znacznie zwiększyła zasięg zastosowań. W szczególności można obserwować lokalne efekty optyczne, jak fluorescencja [27], obecność plazmonów powierzchniowych [28] lub magnetoptyczne zjawiska Faradaya i Kerra [29]. Ponadto SNOM może służyć do spektroskopii fotoluminescencyjnej – możliwa jest chemiczna analiza próbki z uwzględnieniem zawartych w niej związków chemicznych (w przyszłości być może także poszczególnych pierwiastków). Na podstawie analizy promieniowania, jakie dociera do igły SNOM po wzbudzeniu powierzchni próbki laserem, uzyskuje się informacje o składzie chemicznym z rozdzielczością nie przekraczającą kilku mikrometrów [30]. Wykorzystując różnice w absorpcji można lokalizować pojedyncze nanostruktury, jak studnie bądź druty kwantowe, i badać ich własności [31]. Do tej pory SNOM jest stosunkowo rzadko wykorzystywany w biologii, chociaż uzyskuje się już obrazy komórek zabarwionych materiałem fluorescencyjnym [32]. Wpływ na to ma mała mechaniczna wytrzymałość uwodnionych próbek biologicznych w połączeniu ze specyfiką sond SNOM – nie można tu stosować zwykłej stabilizacji siły ścinającej, ani kombinowanych sond AFM–SNOM o dużej stałej sprężystości, ani sond STM–SNOM, które nadają się tylko do materiałów przewodzących. Pomiar w środowisku ciekłym wymaga użycia stosunkowo długich igieł (mocowanie igły nie powinno dotykać ciekłego płaszczka otaczającego próbkę), co ogranicza wybór mechanizmów stabilizacji odległości sonda–próbka.

Podobnie jak w przypadku innych rodzajów mikroskopii próbkującej, eksperyment znacznie wyprzedza istniejącą teorię. Nie wiadomo dokładnie, w jaki sposób kształt sondy wpływa na rozdzielczość, kontrast i natężenie światła, bo nawet nie jest znany rozkład pola świetlnego wokół sondy o średnicy mniejszej niż λ . Stwarza to konieczność ciągłego stosowania nowych, intuicyjnych rozwiązań. To z kolei owocuje wielką pomysłowością i różnorodnością konstrukcji, którymi skaningowy mikroskop optyczny wyróżnia się spośród innych mikroskopów próbkujących.

Literatura

- [1] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178 (1982).
- [2] U. Dürig, D.W. Pohl, H. Rohrer, *J. Appl. Phys.* **59**, 3318 (1986).
- [3] E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson, E. Kratschmer, *Biophys. J.* **49**, 269 (1986).
- [4] E. Wolf, M. Nieto-Vesperinas, *J. Opt. Soc. Am.* **2**, 886 (1985).
- [5] J.-J. Greffet, R. Carminati, *Prog. Surf. Sci.* **56**, 133 (1997).
- [6] E.H. Synge, *Phil. Mag.* **6**, 356 (1928).
- [7] E.A. Ash, G. Nicholls, *Nature* **237**, 510 (1972).
- [8] U.C. Fischer, *J. Opt. Soc. Am.* **3**, 1239 (1986).
- [9] D.W. Pohl, W. Denk, M. Lanz, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984).
- [10] G.A. Valaskovic, M. Holton, G.H. Morrison, *Appl. Opt.* **34**, 1215 (1995).
- [11] E. Betzig, J.K. Trautman, T.D. Harris, J.S. Weiner, R.L. Kostelak, *Science* **251**, 1468 (1991).
- [12] S. Jiang, N. Tomita, H. Ohsawa, M. Ohtsu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 2107 (1991).
- [13] D. Courjon, C. Bainier, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 989 (1994).
- [14] D.W. Pohl, *Advances in Optical and Electron Microscopy* (London Academic Press) **12**, 12 (1991).
- [15] J.P. Pedarnig, M. Specht, W.M. Heckl, T.W. Hänsch, *Near Field Optics* (Kluwer) **242**, 273 (1993).
- [16] P. Gleyzes, R. Bachelot, C. Boccara, *Ultramicrosc.* **57**, 318 (1995).
- [17] D. Courjon, K. Sarayeddine, M. Spajer, *Opt. Commun.* **71**, 23 (1989).
- [18] R.C. Reddick, R.J. Warmack, T.L. Ferrell, *Phys. Rev. B* **39**, 767 (1989).
- [19] E. Betzig, P.L. Finn, J.S. Weiner, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2484 (1992).
- [20] R. Toledo-Crow, P.C. Yang, Y. Chen, M. Vaez-Iravani, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2957 (1992).
- [21] M.J. Gregor, P. Blome, J. Schofer, R.G. Ulbrich, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 307 (1996).
- [22] M. Abraham, W. Ehrfeld, M. Lacher, K. Mayr, W. Noell, P. Guthner, J. Barenz, *Ultramicrosc.* **71**, 93 (1998).
- [23] H. Muramatsu, N. Chiba, N. Yamamoto, K. Homma, T. Ataka, M. Shigeno, H. Monabe, M. Fujihira, *Ultramicrosc.* **71**, 73 (1998).
- [24] K. Lieberman, A. Lewis, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1335 (1993).
- [25] J. Koglin, U.C. Fischer, H. Fuchs, *Phys. Rev. B* **55**, 7977 (1997).
- [26] D.W. Pohl, w: *Scanning Tunneling Microscopy II* (Springer Verlag, 1992).
- [27] E. Betzig, R. Chichester, *Science* **262**, 1422 (1994).
- [28] M. Specht, J. Pedarnig, W.M. Heckl, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 476 (1992).
- [29] E. Betzig, J.K. Trautman, R. Wolfe, E.M. Gyorgy, P.L. Finn, M.H. Kryder, C.-H. Chang, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 142 (1992).
- [30] D.A. Kossakovski, S.D. O'Connor, M. Widmer, J.D. Baldeschwieler, J.L. Beauchamp, *Ultramicrosc.* **71**, 111 (1998).
- [31] T.D. Harris, D. Gershoni, R.D. Grober, L. Pfeiffer, K. West, N. Chand, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 988 (1996).
- [32] Th. Enderle, T. Ha, D.S. Chemla, S. Weiss, *Ultramicrosc.* **71**, 303 (1998).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Fizyka u progu trzeciego tysiąclecia

Z okazji setnej rocznicy urodzin Aleksandra Jabłońskiego odbyła się w Toruniu w dniach 27 i 28 lutego 1998 r. Ogólnopolska Sesja Naukowa poświęcona problemom fizyki u progu trzeciego tysiąclecia. Została ona zorganizowana przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu we współpracy z Komitetem Fizyki Polskiej Akademii Nauk i Zarządem Głównym Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Ciężar organizacji wziął na swoje barki dyrektor Instytutu, prof. Józef Szudy. Obrady odbywały się na terenie Uniwersytetu, w budynku Instytutu. Sesja cieszyła się dużym zainteresowaniem w środowisku fizyków z całej Polski. Największa sala wykładowa Instytutu przez cały czas obrad wypełniona była po brzegi. Na sali nie brakowało chyba nikogo, kto w polskiej fizyce zalicza się do czołówki. Nie zabrakło również młodzieży, którą reprezentowała liczna grupa doktorantów z różnych ośrodków akademickich.

Obrady otworzyli JM Rektor UMK, prof. Andrzej Jamiołkowski, oraz przewodniczący Komitetu Fizyki PAN, prof. Jan Stankowski. Wśród gości honorowych obecni byli: córka prof. Jabłońskiego, pani prof. Danuta Frąckowiak, doktorzy honoris causa i nestorzy fizyki i astronomii na UMK, pani prof. Wilhelmina Iwanowska i prof. Roman S. Ingarden.

Sesja poranna, której przewodniczył prof. Jerzy Kotłodzięczak, przewodniczący Wydziału III PAN, poświęcona była wspomnieniom o prof. Aleksandrze Jabłońskim. Wysłuchaliśmy dwóch bardzo ciekawych i świetnie powiedzianych referatów. Pierwszy z nich o charakterze biograficznym na temat drogi życiowej Aleksandra Jabłońskiego, twórcy toruńskiej szkoły fizyki atomowo-molekularnej i pioniera współczesnej fotofizyki, wygłoszony został przez prof. Stanisława Dembińskiego z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu (tekst tego wykładu został zamieszczony w *Postęпах Fizyki* 49, 214 (1998) – przyp. Red.). Referat zawierał nie opublikowane dotychczas ze względu na cenzurę polityczną, obowiązującą jeszcze kilka lat temu, bardzo ciekawe fragmenty życiorysu Profesora. Krótko charakteryzował główne osiągnięcia Aleksandra Jabłońskiego w dwóch zasadniczych kierunkach jego badań: szeroko rozumianej luminescencji oraz problematyce spektroskopowej, koncentrującej się przede wszystkim na badaniu profili linii widmowych i wpływu na nie zderzeń z atomami zaburzającymi. Podkreślał ogromną rolę, jaką spełnił prof. Jabłoński w tworzeniu i rozwoju fizyki na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika. Przypominał, że data jego pierwszego wykładu, który odbył się w Collegium Maius dla studentów fizyki, matematyki i chemii w dniu 17 lutego 1946 r., uznana została za początek fizyki na Uniwersytecie Miko-

łaja Kopernika. Drugi referat, wygłoszony przez prof. Zbigniewa R. Grabowskiego z Instytutu Chemii Fizycznej PAN w Warszawie, omawiał dziedzictwo naukowe Aleksandra Jabłońskiego we współczesnej fotofizyce.



Pierwszy dzień Sesji: prof. Stanisław Dembiński wygłasza referat o drodze życiowej Aleksandra Jabłońskiego (fot. Bohdan Horbaczewski).

Piątkowa (27 lutego) sesja popołudniowa, którą prowadził prof. Jan Stankowski, i obie sesje sobotnie, pod przewodnictwem profesorów Andrzeja Kajetana Wróblewskiego z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego oraz Wilhelminy Iwanowskiej z Centrum Astronomicznego UMK i Józefa Smaka z Centrum Astronomicznego PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie, obejmowały wybrane zagadnienia i problemy fizyki u progu trzeciego tysiąclecia. Spośród prelegentów należy wymienić profesorów Iwona Białyńskiego-Birulę z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN w Warszawie („Wirujące elektronowe paczki falowe w atomach i cząsteczkach”), Romana Micnasa z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu („Aspekty teorii nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego”), Jana Mostowskiego z Insty-



Fragment audytorium w drugim dniu Sesji. Od prawej, pierwszy rząd: Józef Sznajd, Stanisław Gorgolewski, Roman S. Ingarden, Ireneusz Strzałkowski; drugi rząd: Andrzej Hrynkiewicz, Andrzej Budzanowski, Kazimierz Grotowski, ?, Ziemowid Sujkowski, Józef S. Kwiatkowski; trzeci rząd: Adam Sobiczewski, Jan Stankowski, Krzysztof Ernst, Stanisław Łęgowski, Kacper Zalewski (fot. Bohdan Horbaczewski).

tutu Fizyki PAN w Warszawie („Kondensaty Bosego-Einsteina”), Krzysztofa Parlińskiego z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie („Symulacje własności kryształów”), Piotra Pierańskiego z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu („Kryształy konforemne”), Aleksandra Wolszczana z Centrum Astronomicznego UMK oraz Penn State University („Pulsary – kosmiczne laboratoria fizyki grawitacji”) oraz Stanisława Chwirotu z UMK („Fizyka zderzeń elektronowo-atomowych – sto lat po odkryciu elektronu”) (rozszerzony tekst tego wykładu zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki* – przyp. Red.). Poruszana tematyka pokrywała tylko niektóre dziedziny fizyki, uprawiane obecnie w Polsce, i myślę, że priorytet miały te, które były bliskie zainteresowaniom profesora Jabłońskiego, patrona Sesji Naukowej.

Pierwszego dnia Sesji po południu mieliśmy przyjemność wysłuchać jedenastego wykładu z serii Wykładów im. Aleksandra Jabłońskiego, mających charakter wykładów powszechnych, organizowanych w Toruniu raz do roku z okazji kolejnych rocznic urodzin Profesora. Tym razem do wygłoszenia wykładu zaproszono prof. Andrzeja Kajetana Wróblewskiego, który z charakterystyczną dla siebie werwą i znajomością przedmiotu przybliżył nam problemy fizyki sprzed stu lat (tytuł wykładu: „Fizyka w roku 1900”). Należy tu podkreślić, że coroczne wy-

kłady im. Aleksandra Jabłońskiego to wydarzenia nie tylko w skali Uczelni, ale w skali miasta. Są one zawsze bardzo popularne wśród mieszkańców Torunia, którzy i tym razem nie zawiedli.

Dla uczczenia pamięci Aleksandra Jabłońskiego jako muzyka, w pierwszym dniu Sesji odbył się wieczorem w Sali Wielkiej Dworu Artusa przy Rynku Staromiejskim koncert w wykonaniu Toruńskiej Orkiestry Kameralnej, a po koncercie spotkanie towarzyskie w Pałacu Dąbskich. Obie imprezy były bardzo udane i sprzyjały nawiązywaniu nowych kontaktów i owocnym dyskusjom. Cały czas towarzyszyło nam miłe odczucie, że Sesja Naukowa i rocznica urodzin Profesora to wydarzenie nie tylko dla środowiska akademickiego, ale dla całego Torunia.

Najważniejszym wydarzeniem drugiego dnia Sesji była dyskusja okrągłego stołu na temat „Fizyka polska u progu trzeciego tysiąclecia”. Przewodniczył jej prof. Andrzej Hrynkiewicz. Przedmiotem dyskusji był aktualny stan fizyki polskiej i jej perspektywy rozwoju w konfrontacji z trudnościami finansowymi, jakie obecnie napotykają różne ośrodki badawcze. W dyskusji zabierali głos m.in. profesorowie: Ryszard Sosnowski (Instytut Problemów Jądrowych w Warszawie), Andrzej Budzanowski (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie), Tomasz Dohnalik i Wojciech Gawlik (Instytut Fizyki UJ w Krakowie), Jan



Dyskusja okrągłego stołu – fragment audytorium. Od prawej, pierwszy rząd: Danuta Frąckowiak (córka Aleksandra Jabłońskiego), Wilhelmina Iwanowska, Bogdan Lesyng; drugi rząd: Józef Sznajd, Jerzy Czerwonko, Iwo Białynicki-Birula; trzeci rząd: Maria Giller (fot. Bohdan Horbaczewski).



Dyskusja okrągłego stołu – fragment audytorium. Od prawej, pierwszy rząd: Tomasz Dohnalik, Katarzyna Chałasińska-Macukow, Krzysztof Ernst, Maciej Kolwas; drugi rząd: Jan Łopuszański, Ziemowid Sujkowski, Hanna Męczyńska; trzeci rząd: Kacper Zalewski, Jerzy Lukierski, Marek Sadowski; czwarty rząd: Wiesław A. Kamiński, Jan Żylicz (fot. Bohdan Horbaczewski).

Klamut (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu), Tomasz Dietl (Instytut Fizyki PAN w Warszawie), Danuta Frąckowiak (Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej), Andrzej Graja (Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu), Andrzej Kajetan Wróblewski i Bogdan Lesyng (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW w Warszawie), Józef Smak (Centrum Astronomiczne PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie) i Jerzy Lukierski (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego). Uczestnicy dyskusji przedstawili w skrócie stan aktualny i problemy dziedziny przez siebie reprezentowanych. Stan osiągnięć polskiej fizyki na tle osiągnięć innych krajów oraz dane dotyczące wkładu środowisk fizyków z różnych części Polski przedstawili w swych wystąpieniach profesorowie Andrzej Hryniewicz i Andrzej Kajetan Wróblewski.

Podsumowania Sesji Naukowej dokonał prof. Jan Stankowski. Podziękował on także organizatorom za znakomitą organizację i miły nastrój. Do podziękowań przyłączył się prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego, prof. Ireneusz Strzałkowski.

Imprezami towarzyszącymi Sesji Naukowej było Walne Zgromadzenie Komitetu Fizyki PAN, spotkanie dziekanów wydziałów fizycznych i matematyczno-fizycznych oraz dyrektorów instytutów fizyki podległych Polskiej Akademii Nauk i Polskiej Agencji Atomistyki. Odbyło się również spotkanie absolwentów fizyki i astronomii UMK.

Spotkanie dziekanów i dyrektorów stanowiło dobrą okazję do tego, aby osoby związane z zarządzaniem i organizacją badań, a także dydaktyką w dziedzinie fizyki na terenie szkół wyższych i instytutów naukowych, spotkały się razem w celu wymiany poglądów na dotyczące ich problemy. Byliśmy gośćmi dziekana Wydziału Fizyki

i Astronomii, prof. Franciszka Rozpłocha i dyrektora Instytutu Fizyki, prof. Józefa Szudego. Spotkanie, któremu przewodniczył prorektor UMK, prof. Stanisław Chwirot, odbyło się w Centrum Astronomicznym UMK w Piwnicach pierwszego dnia Sesji i było połączone ze zwiedzaniem Centrum. Dało ono początek nieformalnej organizacji dziekanów wydziałów fizycznych i matematyczno-fizycznych oraz dyrektorów. Zapoczątkowane w Toruniu kontakty i dyskusje są kontynuowane obecnie drogą elektroniczną.

W przeddzień Ogólnopolskiej Sesji Naukowej, tj. w czwartek 26 lutego 1998 roku, odbyło się Spotkanie FAMO (Fizyka Atomowa, Molekularna i Optyka). Organizatorem Spotkania była Sekcja FAMO Komitetu Fizyki PAN, której przewodniczy prof. Tomasz Dohnalik z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Celem Spotkania FAMO było rozszerzenie Sesji Naukowej o prezentację dorobku naukowego naszych najmłodszych kolegów w dziedzinie fizyki atomowej, molekularnej i optyki (FAMO) oraz luminescencji i fotofizyki. Spotkanie FAMO otworzył prorektor UMK, prof. Stanisław Chwirot, a następnie prof. Wojciech Gawlik z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego wygłosił referat pt. „Nobel 97”.

Po referacie rozpoczęła się sesja plakatowa, w której ponad 70 doktorantów z różnych ośrodków akademickich przedstawiło swoje najnowsze wyniki. Zgodnie z ustaleniami organizatorów, wiek uczestników nie mógł przekraczać 30 lat.

Katarzyna Chałasińska-Macukow
Wydział Fizyki UW
Warszawa

Życie Marii Curie

Susan Quinn: *Życie Marii Curie*, z jęz. angielskiego przełożyła Anna Soszyńska, Wydawnictwo Prószyński i S-ka, Warszawa 1997, s. 643.

Dość obfita już literatura biograficzna o Marii Skłodowskiej-Curie wzbogaciła się kilka lat temu (1995) o nową pozycję. Jest ona obszerniejsza od wszystkich dotychczasowych. Obecnie ukazał się jej przekład polski.

Autorka, Susan Quinn, jest amerykańską dziennikarką i autorką kilku innych biografii. Na opracowanie biografii Marii Curie poświęciła siedem lat. Oparła się przede wszystkim, jak wszyscy zresztą biografowie uczoney, na fundamentalnej biografii pióra jej córki Ewy. W swej książce Ewa Curie omawia dość szczegółowo życie swej matki i trafnie ją charakteryzuje. Są tam jednak pewne niedomówienia i drobne przeinaczenia, nie mówiąc już o nieuniknionym subiektywizmie, żeby nie powiedzieć stronniczości, zrozumiałej u uwielbiającej matkę córki.

Susan Quinn zaznajomiła się z prawie całą literaturą biograficzną o Marii Curie, przestudiowała prace opisujące stosunki społeczno-polityczne i obyczaje w omawianej epoce, zarówno w Polsce jak i we Francji, szczególnie interesując się sytuacją kobiet. Zwiedziła miejsca związane z życiem i działalnością uczoney. Przeprowadziła rozmowy z członkami jej rodziny. Przewertowała ponadto materiały archiwalne, niektóre przedtem niedostępne.

Mogła dzięki temu napisać obszerną, interesującą biografię uczoney na tle epoki, podając pewne nie znane dotąd szczegóły i nowe oświetlenie niektórych faktów. Opisuje np. mało znane kulisy przyznania Marii Curie w 1903 r. Nagrody Nobla z fizyki.

Książka Susan Quinn jest niewątpliwie bardzo pożyteczna, choć nie jest pozbawiona różnych nieścisłości, zwłaszcza w zakresie fizyki i chemii. Autorka wprawdzie powołuje się w biografii na liczne publikacje przeglądowe i oryginalne, dotyczące promieniotwórczości i dziedzin pokrewnych, wykazuje jednak, jako niespecjalistka, nieznamość lub niezrozumienie pewnych zagadnień z tego zakresu. Objasnienia niektórych zjawisk nie są zupełnie jasne, a niekiedy są wręcz błędne. Pewne usterki wytknął tuż po ukazaniu się oryginału książki fizyk francuski, Pierre Radvanyi, w recenzji zamieszczonej w *Physics World*, w zeszycie grudniowym z 1995 r. Z przyjemnością należy odnotować, iż kilka nieścisłości usunięto w przekładzie polskim. Tutaj ograniczę się do wskazania ważniejszych dostrzeżonych błędów, które pozostały w polskim tłumaczeniu.

Na s. 221 Autorka podaje nieścisłe informacje o wyodrębnieniu w 1902 r. radu z blendy smolistej. W rzeczywistości otrzymano wówczas chlorek radu (metaliczny rad Maria Curie otrzyma dopiero w 1910 r.). Błąd ten niedwuznacznie powtórzono na s. 247 i 261.

Na s. 242 błędnie podano, iż tor X, tj. izotop ^{234}Ra , jest gazem. Autorka pomyliła go z wydzielającym się z niego radonem (emanacją torową).

Na tejsze stronicy Susan Quinn pisze, iż artykuł „*Sur les corps radioactifs*” (*C. R. Acad. Sci. Paris* **134**, 85 (1902)), w którym małżonkowie Curie skłaniają się ku błędnej hipotezie, że atom promieniotwórczy jest jakby transformatorem energii czerpanej z zewnątrz, ma być odpowiedzią na pracę Rutherforda i Soddy'ego wykazującą, iż promieniotwórczość polega na przemianie atomu promieniotwórczego w atom innego pierwiastka. Chodzi tu o dwuczęściowy artykuł „*The Cause and Nature of Radio-Activity*”, który ukazał się w *Philosophical Magazine* **4**, 370 i 569 (1902), kilka miesięcy później niż artykuł Piotra i Marii Curie. Gdyby kolejność artykułów była taka, jak podaje Susan Quinn, świadczyłoby to, że małżonkowie Curie zdecydowanie odrzucają bezsporne odkrycie uczonych brytyjskich.

Na s. 259 czytamy, iż Piotr Curie, w celu zbadania działania fizjologicznego, jakie wywiera promieniotwórczość, „umieścił niewielką ilość baru na swym ramieniu”. W rzeczywistości był to radonośny chlorek baru.

Zupełnie nie rozumiem, po co Autorka (s. 293–294) wiąże metodę datowania węglem promieniotwórczym z błędną koncepcją „promieniotwórczości indukowanej”. Datowanie promieniotwórcze opiera się po prostu na zaniku promieniotwórczym. Że zaś rzekoma promieniotwórczość indukowana spada w sposób wykładniczy, wynika z faktu, iż jest to promieniotwórczość radonu zaadsorbowanego na przedmiotach znajdujących się w pobliżu preparatu radowego.

Na s. 488 Autorka przedstawia rutherfordowski model atomu jako proton z krążącymi wokół niego elektronami. Proton jest szczególnym przypadkiem jądra atomowego; tu zaś chodzi o jądro w ogóle.

Na s. 583 błędnie podano, że protaktyn jest pochodną aktynu. W rzeczywistości, odwrotnie, protaktyn w przemianie α przechodzi w aktyn.

Na s. 624 Autorka podaje, że Maria Curie, ciężko chora, tuż przed zgonem, pracuje „nad przygotowaniem nowego wydania *Promieniotwórczości*”. Nie jest to bynajmniej nowe wydanie opublikowanej w 1910 r. dwutomowej książki *Traité de radioactivité*, lecz zupełnie odmienna, choć również dwutomowa książka pt. *Radioactivité*, która ukazała się już po śmierci uczoney. Pierwsza z tych książek, z bibliografią, przedstawiła ówczesny stan wiedzy o promieniotwórczości. Była adresowana do pracowników naukowych. Druga książka, nie zawierająca bibliografii, była przeznaczona raczej dla studentów. Składa się na nią treść wykładów, które Maria Curie wygłaszała w ciągu kilku lat na Sorbonie i co roku ulepszała. Tuż przed wybuchem drugiej wojny światowej książkę tę Ludwik Wertenstein przetłumaczył na polski i uzupełnił. Druk przekładu pt. *Promieniotwórczość* ukończono po-

tajemnie na początku wojny, podając celowo wcześniejszą datę wydania: 1939. Książka ukazała się w jednym tomie nakładem Komitetu Podręczników Akademickich. W 1953 r. PWN wznowiło książkę, zastępując zdezaktualizowane uzupełnienia Wertensteina uzupełnieniami Andrzeja Sołtana.

Życie Marii Curie zilustrowane jest ładnymi zdjęciami; niektóre z nich, jak np. fotografia Kazimierza Żorawskiego w młodości, fotografie Georgesa Gouya, Jeanne Desfosses, Margueritte Borel czy Herthy Ayrton, były rzadko lub w ogóle nie były przedtem publikowane. Błądny natomiast jest podpis pod ilustracją 17: „Szopa przy ul. Lhomond, w której dokonano odkrycia polonu i radu”. W rzeczywistości w szopie tej, w której poprzednio znajdowało się prosektorium, wyprodukowano czysty chlorek radu. Natomiast polon i rad odkryto w gmachu Szkoły Fizyki Przemysłowej i Chemii Przemysłowej miasta Paryża, w parterowym pomieszczeniu, które służyło za magazyn i halę maszyn.

Przekład polski, pomijając nieliczne drobne usterki, jest dobry, miejscami nawet lepszy od oryginału. Książkę czyta się lekko, z przyjemnością.

Mam jednak żal do Tłumaczki za „poufały” stosunek do Bronisławy ze Skłodowskich Dłuskiej. Amery-

kańska Autorka poznała jej imię z korespondencji między siostrami, w postaci „Bronia”. Nie zdając sobie sprawy, że jest to zdrobnienie, używa w całym tekście tej zdrobniałej formy. Notabene, tłumacz na francuski ślepo za Autorką to niedociągnięcie powtórzył. Od polskiej jednak Tłumaczki można było oczekiwać, że przywróci tam, gdzie należało, formę „Bronisława”; niestety nie uczyniła tego.

Akademią Nauk Ścisłych nazywa tłumaczka paryską Académie de Sciences; sądzę, iż odpowiedniejsza byłaby nazwa: Akademia Nauk Matematyczno-Przyrodniczych.

W oryginale amerykańskim (jak i w przekładzie francuskim) na końcu książki podane są przypisy do odpowiednich stron z powtórzeniem początku cytowanego tekstu. Zajmuje to niepotrzebnie dużo miejsca, a przy tym jest trudne w czytaniu. W przekładzie polskim usunięto tę niedogodność, wymieniając po prostu w odsyłaczu u dołu strony źródło cytatu. Niektóre odsyłacze są, niestety, niekompletne.

Józef Hurwic

Université de Provence
Marsylia, Francja

LISTY DO REDAKCJI

Cytujmy *Acta Physica Polonica*

Drogie Koleżanki, Drodzy Koledzy,

Chciałem zwrócić Waszą uwagę na pozornie drobną sprawę, która jednak może w dość istotny sposób polepszyć pozycję polskiej fizyki. Jak wszyscy wiemy, w tej chwili jednym z najważniejszych wskaźników w ocenie zarówno instytucji naukowych, jak i ludzi tam pracujących, jest liczba cytowań. W przypadku czasopism naukowych jest to tzw. impact factor. Można mieć różne poglądy na wartość tych wskaźników (osobiście – jak większość z nas – mam do nich poważne zastrzeżenia). Ale nie zmienia to faktu, że jesteśmy według nich oceniani – czy nam się to podoba, czy nie. Rozsądek nakazuje więc dostosować się do tej sytuacji.

Niedawno zresztą środowisko fizyków uzyskało w tym względzie dość znaczny sukces, bo okazało się, że *Acta Physica Polonica* ma najwyższy impact factor spośród wszystkich polskich czasopism naukowych. To oczywiście cieszy, ale nie należy z tego powodu ignorować faktu, że wskaźnik ten jest jednak ciągle bardzo niski (około 0,5). Sądzę, że to wyraźnie poniżej naszych możliwości. Przyczyn jest oczywiście wiele, ale jedna z nich jest stosunkowo łatwa do zidentyfikowania: my sami dość rzadko cytujemy prace ukazujące się w *Acta Physica Po-*

lonica. Nie wiem, czy to jest klasyczna polska nieufność do produktów „made in Poland”, czy po prostu zaniechanie. Tymczasem wiadomo dobrze, że np. Amerykanie cytują właściwie tylko *Physical Review* lub *Reviews of Modern Physics*, i bardzo dobrze na tym wychodzą. Oczywiście, nie mam zamiaru Was namawiać, żebyście cytowali tylko prace z *Acta Physica Polonica*. Natomiast zwracam się z apelem:

JEŻELI MASZ OKAZJĘ, ZACYTUJ PRACĘ
OPUBLIKOWANĄ W *ACTA PHYSICA POLONICA* !

W *Acta Physica Polonica* publikowanych jest przecież wiele bardzo dobrych prac, w tym przeglądowych (np. z okazji różnych Szkół i Sympozjów). Jeżeli my ich nie będziemy cytować, to niby kto ma to robić? A sprawa jest ważna: wpływa w istotny sposób na reputację polskiej fizyki, a więc nas wszystkich. Wydaje mi się, że naprawdę niewielkim wysiłkiem – byle systematycznym – moglibyśmy szybko co najmniej podwoić impact factor *Acta Physica Polonica*. Byłby to rzeczywiście spektakularny sukces. Spróbujmy, może się uda.

Andrzej Białas

Przewodniczący Rady Redakcyjnej
Acta Physica Polonica B

KRONIKA

PTF

Oddział Wrocławski

Dnia 28 maja 1998 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Wrocławskiego PTF prowadzone przez nestora Oddziału Zygmunta Galasiewicza. Ustępujący Zarząd, któremu przewodniczyła Władysława Nawrocka, przedstawił sprawozdanie z dwuletniej działalności.

Wrocławski Oddział liczy 167 członków, wśród nich 38 emerytów i rencistów. W czasie tej kadencji przyjęto czterech nowych członków, skreślono 13, a trzech zmarło. Odbyło się osiem posiedzeń naukowych. Wśród referentów spoza Wrocławia byli: dr Reimund Torge z Uniwersytetu w Stuttgarcie z wykładem „Fizycy wrocławscy od początku wieku do II wojny światowej”, prof. Eivind Hiis Hauge z Uniwersytetu w Trondheim (Norwegia) z wykładem „Klasyczny magnetotransport w dwóch wymiarach”, prof. Moisiej I. Kaganow z Belmont (USA) z wykładem „Ilja Michajłowicz Lifszyc w 80-lecie urodzin” oraz prof. Marek Abramowicz z Uniwersytetu Technicznego w Göteborgu z wykładem „Czarne dziury i paradoksy siły odśrodkowej”.

W miarę możliwości Oddział wspomaga upowszechnianie fizyki wśród młodzieży. W Instytutach Fizyki zarówno na Uniwersytecie, jak i na Politechnice odbywają się cykle wykładów połączonych z pokazami dla uczniów i ich nauczycieli z regionu Polski południowo-zachodniej. Pokryto część kosztów obsługi technicznej pokazów towarzyszących wykładom. To właśnie te pokazy są magnesem przyciągającym uczniów. Występujący jako wykładowcy nauczyciele akademicy Instytutów Fizyki UW i PW oraz fizycy z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN traktują to jako działalność społeczną. Liczba słuchaczy wahała się od kilkudziesięciu do 200 osób. W okresie sprawozdawczym odbyło się 29 takich spotkań na Uniwersytecie i 23 na Politechnice.

Tak jak w poprzedniej kadencji, co miesiąc ukazuje się *Biuletyn Informacyjny Fizyków Wrocławskich* z Radą Redakcyjną powoływaną przez Zarząd Oddziału. Do marca ukazywał się istniejący od 1991 r. *Wrocławski Informator Fizyków*, który był osobistą inicjatywą jego redaktora Pawła Tomaszewskiego, a zakończył swoje istnienie na numerze 100. Oba pisma poza krótkimi notatkami o wydarzeniach środowiska zamieszczały wykaz planowanych na najbliższy miesiąc referatów naukowych.

Działający we Wrocławiu Okręgowy Komitet Olimpiady Fizycznej przeprowadzał zawody pierwszych trzech stopni dla młodzieży czterech województw dolnośląskich. W ostatnich dwóch latach w zawodach zerowego i pierwszego stopnia wzięło udział ponad 200 uczniów, którzy rozwiązania zadań wyznaczonych przez Komitet Główny przysłali do Wrocławia. Wyłoniono spośród nich grupę

(po 50 osób rocznie), która brała udział w zawodach drugiego stopnia we Wrocławiu. Ostatecznie wysłano do Warszawy na zawody centralne 8 osób w 1997 i 4 osoby w 1998 r. Nasz Okręg miał w ostatnich dwóch latach trzech laureatów Olimpiady Centralnej, w tym dwóch zdobyło ten tytuł dwukrotnie i zostało laureatami Olimpiady Międzynarodowej w 1997 r. Pochodzą oni z I LO w Legnicy oraz I LO w Jeleniej Górze.

Na Walnym Zebraniu wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodniczący – Witold Ryba-Romanowski, z-ca przewodniczącego – Władysława Nawrocka, sekretarz – Irena Sokólska, skarbnik – Stanisław Gołąb, członkowie – Jerzy Czerwonko, Ewa Dębowska, Bernard Jancewicz, Adam Kiejna, Stanisław Kwoka, Krystyna Żukowska. Nowy Zarząd postanowił kontynuować działalność prowadzoną przez poprzedników.

Bernard Jancewicz

Liczba członków PTF i prenumeratorów PF

Podajemy stan członkostwa PTF i prenumeraty *Postępów Fizyki* w poszczególnych oddziałach w sierpniu 1998 r. Kolejne trzy pozycje to: liczba członków, liczba prenumeratorów i odsetek prenumeratorów.

Oddział	L. czł.	L. pren.	%
Białystok	33	3	9
Bydgoszcz	25	8	32
Częstochowa	64	18	28
Gdańsk	121	19	16
Gliwice	47	17	36
Katowice	51	18	35
Kielce	43	7	16
Kraków	197	110	56
Lublin	120	33	27
Łódź	97	8	8
Opole	43	26	60
Poznań	132	120	91
Rzeszów	61	10	16
Słupsk	49	6	12
Szczecin	60	24	40
Toruń	86	80	93
Warszawa	389	87	22
Wrocław	167	51	36
Razem	1785	645	36

Jeśli któraś z liczb nie jest już aktualna, prosimy odpowiedni oddział o szybką informację do Biura Zarządu Głównego PTF i Redakcji *PF*.

Przypominamy, że oddziały, w których liczba prenumeratorów przekracza połowę liczby członków, mają prawo (podobnie jak prenumeratory – studenci) do 30% zniżki. Zwiększenie prenumeraty na bieżący rok jest jeszcze możliwe.

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 16 grudnia 1997 r.: Aleksander Balter (UMK) i Andrzej Janusz Twardowski (UW); w dniu 8 stycznia 1998 r. tytuł otrzymali: Władysław Bogusz (PW), Leonard Leśniak (IFJ, Kraków), Juliusz Andrzej Sielanko (UMCS) i Jan Stanek (UJ).

Sprawy Nauki, nr 1 (1998)

W dniu 2 lipca 1998 r. tytuł otrzymali: Andrzej Ludwik Kowalski (UG), Jacek Kretowski (UMK), Jerzy Andrzej Przystawa (UWr) i Antoni Sym (UW).

<http://www.prezydent.pl/nawosci/lip8arch.html>

Nowi członkowie PAN

W maju 1998 r. Polska Akademia Nauk powołała nowych członków. Spośród fizyków, astronomów i geofizyków członkami korespondentami w Wydziale III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych zostali: Tomasz Dietl i Adam Sobiczewski, a w Wydziale VII Nauk o Ziemi i Nauk Górniczych – Krzysztof Haman. Członkami rzeczywistymi w Wydziale III zostali: Józef Smak i Jan Stankowski, a w Wydziale VII Aleksander Guterch.

Tomasz Dietl (Instytut Fizyki PAN) urodził się w 1950 r. Studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim ukończył w 1973 r., stopień doktora uzyskał w 1977 r., habilitację w 1983 r., tytuł naukowy profesora w 1990 r. Prowadzi badania doświadczalne nad układami mezoskopowymi i lokalizacją w układach nieuporządkowanych, układach o obniżonej wymiarowości w ekstremalnie niskich temperaturach i silnych polach magnetycznych. Jego prace charakteryzują się nie tylko subtelnością eksperymentu, lecz także głęboką analizą teoretyczną i wniosły istotny wkład do fizyki przejść metal-izolator, zjawisk lokalizacji nośników i interferencji kwantowych. Pracę badawczą łączy z działalnością dydaktyczną i popularyzatorską. Wypromował 5 doktorów, wykłada na Uniwersytecie Keplera w Linzu i w Szkole Nauk Ścisłych w Warszawie. Jest członkiem redakcji *Postępów Fizyki*. Laureat Nagrody Marii Skłodowskiej-Curie (1997).

Adam Sobiczewski (Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana) urodził się w 1931 r. Studia matematyczne ukończył w 1955 r. na Wydziale Mat.-Fiz.-Chem. Uniwersytetu Warszawskiego, w 1956 r. uzyskał dyplom magistra inżyniera na Wydziale Łączności Politechniki Warszawskiej. Stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych uzyskał w 1964 r. na Uniwersytecie Warszawskim, habilitował się w 1969 r. w Instytucie Badań Jądrowych, tytuł profesora nadzwyczajnego uzyskał w 1976 r., profesora zwyczajnego w 1989 r. Prowadzi ba-

dania teoretyczne własności jąder atomowych, w szczególności superciężkich, przewidział, wspólnie ze współpracownikami, istnienie podwójnie magicznych superciężkich jąder zdeformowanych, co doprowadziło do odkrycia przez fizyków niemieckich, rosyjskich i amerykańskich ciężkich izotopów pierwiastków 106 i 108 oraz odkrycia nowych pierwiastków 110, 111 i 112. Prowadził działalność dydaktyczną na Politechnice Warszawskiej, Uniwersytecie Warszawskim i Studium Doktoranckim IBJ. Wykładał na wielu międzynarodowych szkołach fizyki jądrowej. Od 1977 r. jest redaktorem naczelnym *Postępów Fizyki*. Laureat Nagrody Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej (1995), Nagrody im. Alfreda Jurzykowskiego (1997), Nagrody im. G.N. Florowa (1997).

Krzysztof Haman (Instytut Geofizyki, Uniwersytet Warszawski) urodził się w 1934 r., studia matematyki ukończył w 1956 r. na Wydziale Mat.-Fiz.-Chem. Uniwersytetu Warszawskiego. W 1962 r. uzyskał stopień doktora nauk fizycznych, w 1969 r. doktora habilitowanego, w 1977 r. tytuł profesora nadzwyczajnego. Specjalizuje się w dziedzinie fizyki atmosfery, szczególnie w teoretycznych i doświadczalnych badaniach dynamiki chmur. Między innymi dowiódł istotnego wpływu bardzo małych niejednorodności atmosfery na dynamikę i termodynamikę chmur, opracował unikatowy w skali światowej ultrazszybki termometr samolotowy do pomiarów niejednorodności pola temperatur o rozdzielczości przestrzennej rzędu kilku centymetrów. Stworzył znaną w Europie szkołę naukową fizyki chmur i propagacji smug przemysłowych.

Józef Smak (Centrum Astronomiczne PAN im. Mikołaja Kopernika) urodził się w 1936 r., był członkiem korespondentem PAN od 1986 r. Jego specjalnością są zarówno badania obserwacyjne (fotometryczne i spektroskopowe) zmiennych obiektów, jak też ich teoretyczne modelowanie. Ma wybitne osiągnięcia w badaniach gwiazd nowych i procesów akrecji układów podwójnych. Jego prace w decydujący sposób przyczyniły się do stworzenia obowiązującego dziś modelu wybuchów nowych karłowatych. Dzięki jego inicjatywie i staraniom Zakład Astronomii PAN przekształcił się w Centrum Astronomiczne, dużą, liczącą się w świecie instytucję naukową.

Jan Stankowski (Instytut Fizyki Molekularnej PAN) urodził się w 1934 r., był członkiem korespondentem PAN od 1979 r. Pracuje w dziedzinie fizyki ferroelektryków, radiospektroskopii i fizyki nadprzewodników. Jest twórcą polskiej szkoły radiospektroskopii. W ostatnich latach zajmował się nadprzewodnictwem wysokotemperaturowym i fizyką fullerenów. Odkrył i wyjaśnił niskopolowe pochłanianie mikrofal w nadprzewodnikach, co pozwoliło na opracowanie bardzo czułej metody badawczej „magnetycznie modulowanej absorpcji mikrofal” (MMA). Wprowadził również koncepcję lokalnej temperatury układu złączy Josephsona, co pozwala na termodynamiczny opis oddziaływania nadprzewodników wysokotemperaturowych z mikrofalowym polem elektromagnetycznym.

Aleksander Guterch (Instytut Geofizyki PAN) urodził się w 1936 r., był członkiem korespondentem PAN

od 1989 r. Jest wybitnym specjalistą w dziedzinie struktury i fizyki skorupy ziemskiej i górnego płaszcza Ziemi, w szczególności prowadzi badania sejsmicznej struktury i własności fizycznych litosfery Transeuropejskiej Strefy Szwu, sejsmicznej struktury i własności fizycznych skorupy ziemskiej platformy prekambryjskiej Europy Wschodniej i Tarczy Bałtyckiej, głębokiej struktury skorupy ziemskiej i dolnej litosfery Zachodniej Antarktyki, a także Spitsbergenu w Arktyce. Uczestniczy w wielu międzynarodowych projektach badawczych.

B. W.

Nagroda Smoluchowskiego-Warburga dla Białasa

O ustanowieniu polsko-niemieckiej Nagrody Smoluchowskiego-Warburga i o tym, że jej pierwszym laureatem został Andrzej Białas, pisaliśmy już w Kronice 3/98. A oto kilka informacji o laureacie.

Andrzej Białas (ur. 1936 r.), profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, prowadzi badania teoretyczne w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych i fizyki wielkich energii. W szczególności bardzo znane są jego prace nad zastosowaniem modelu kwarkowego do reakcji binarnych, nad korelacjami wzbudzeń wielu cząstek, zagadnieniami produkcji plazmy kwarkowo-gluonowej i jej powstawania w zderzeniach ciężkich jonów. Ma licznych uczniów spośród fizyków polskich i zagranicznych. Był inicjatorem i długoletnim organizatorem Krakowskiej Szkoły Fizyki Teoretycznej, odbywającej się co roku w Zakopanem. Jest członkiem rzeczywistym PAN i czynnym PAU, laureatem Nagrody im. Alfreda Jurzykowskiego (1990).

Phys. Bl. 54, nr 4 (1998)

B. W.

Nagroda Crafoorda

Nagrodę Crafoorda, którą przyznaje Królewska Szwedzka Akademia Nauk w dziedzinach nauk ścisłych nie objętych Nagrodą Nobla, otrzymali w 1998 r. geofizycy: Don L. Anderson (Caltech) i Adam Dziewoński (Harvard) za „ich fundamentalny wkład do naszej wiedzy o strukturze wnętrza Ziemi i zachodzących tam procesach”.

Ci dwaj geofizycy, częściowo wspólnie, częściowo oddzielnie, prowadzą badania trzęsień ziemi. Na podstawie wyników pomiarów sejsmologicznych zbudowali modele struktury Ziemi i dynamiki zachodzących w niej procesów.

Anderson i jego grupa badali zmiany składu Ziemi powstające skutkiem działania ciśnienia głęboko w płaszczu. Wykazali, że zmiany składu płaszcza mogą być odpowiedzialne za występowanie naprężeń w skorupie Ziemi, co prowadzi do trzęsień. Wykorzystywali również pomiary sejsmiczne do badania prądów konwekcyjnych w płaszczu, a ostatnio stosowali metody geochemiczne i izotopowe do wyjaśnienia ewolucji geofizycznej Ziemi i innych planet.

Dziewoński ze swymi współpracownikami wyznaczał temperaturę i gęstość wnętrza Ziemi na podstawie po-

miarów prędkości fal sejsmicznych. Opracował metodę tomografii sejsmicznej, analogiczną do komputerowej tomografii w medycynie. Znacznie wcześniej, na podstawie badań trzęsienia ziemi na Alasce w 1964 r., opracował model wnętrza Ziemi ze stałym jądrem wewnętrznym i płynnym jądrem zewnętrznym, składającym się głównie z żelaza. Na zewnątrz jądra jest płaszcz i skorupa ze związków krzemu. Niedawno Dziewoński zaobserwował, że wewnętrzne jądro obraca się z prędkością większą o 2–3 stopnie na rok niż prędkość obrotu płaszcza i skorupy.

Wysokość nagrody wynosi 500 000 USD.

Phys. Today 51, nr 7 (1998)

B. W.

Niemieckie medale

Najwyższymi wyróżnieniami, jakie przyznaje Niemieckie Towarzystwo Fizyczne są: Medal Maxa Plancka (za osiągnięcia w fizyce teoretycznej) i Medal Sterna-Gerlacha (za osiągnięcia w fizyce doświadczalnej).

W 1998 r. Medal Maxa Plancka otrzymał Raymond Stora w uznaniu „ważnego i różnorodnego wkładu w kwantową teorię pola, w szczególności za sformułowanie lokalnej zasady cechowania i wyjaśnienie jej aspektów topologicznych”.

Stora (ur. 1930 r.) jest profesorem w Instytucie Fizyki Cząstek w Annecy-le-Vieux (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules – LAPP). Studiował w Ecole Polytechnique we Francji, a później w MIT w Stanach Zjednoczonych. Pracował następnie w Saclay, w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Princeton i w CERN-ie. W 1970 r. został dyrektorem naukowym instytutu CNRS w Marsylii, a w 1981 r. dyrektorem LAPP-u. Stora wniósł wiele do fizyki cząstek elementarnych i kwantowej teorii pola. Najbardziej znane są jego prace nad spójnym sformułowaniem podstawowych równań teorii z cechowaniem (np. QCD). Wniósł też ważny wkład w badania renormalizacji, łamania symetrii, zagadnienia topologiczne. Publikuje niechętnie, ale bardzo lubi prowadzić dyskusje. Przez wiele lat kierował letnimi szkołami w Les Houches, jest też częstym uczestnikiem spotkań roboczych w wielu krajach.

Medal Sterna-Gerlacha w 1998 r. otrzymał Herbert Walther za „pionierskie prace w dziedzinie optyki kwantowej. (...) Jego doświadczenia z mikromaserem pogłębiły zrozumienie oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z atomami”.

Walther (ur. 1935 r.) studiował w Heidelbergu. Pracował następnie w Laboratoire Aimé Cotton w Orsay i w Joint Institute for Laboratory Astrophysics w Boulder (Kolorado). W 1971 r. został profesorem Uniwersytetu w Bonn, następnie w Kolonii, gdzie rozpoczął podstawowe prace nad realizacją stabilizowanego lasera barwnikowego i jego zastosowaniem do spektroskopii atomowej. Z kolei został profesorem Uniwersytetu Ludwiga Maximiliana w Monachium. Po kilku latach kierowana przez niego grupa stała się zaczątkiem powszechnie znanego dziś Instytutu Maxa Plancka Optyki Kwantowej w Gar-

ching. Tu prowadził badania o podstawowym znaczeniu w optyce kwantowej, jak np. chłodzenie i pułapkowanie jonów w pułapce Paula i w pierścieniach magazynujących, realizacja kryształów Wignera i obserwacje fononów i przejść fazowych w tych kryształach, a przede wszystkim realizacja masera jednoatomowego w chłodzonym rezonatorze mikrofalowym.

Walther odwiedził Polskę, m.in. w 1992 r. wygłosił w Krakowie i w Warszawie piękny wykład o doświadczeniach z pojedynczymi atomami i sprawdzianach podstaw fizyki kwantowej (*PF* 44, 259 (1993)).

Phys. Bl. 54, nr 3 (1998)

B. W.

Medal Diraca

Medal Diraca, przyznawany przez Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście za wybitne osiągnięcia w fizyce teoretycznej, otrzymali w 1998 r. Peter Goddard (Cambridge) i David Olive (Uniwersytet Walijski w Swansea) w uznaniu ich wybitnego wkładu w teorię strun.

News from ICTP, nr 84 (1998)

Nagroda Hewletta-Packarda

Nagrodę Hewletta-Packarda, przyznaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne za wybitne osiągnięcia w fizyce materii skondensowanej, otrzymał w 1998 r. Maurice Rice (ETH, Zurych) za „wkład do teorii silnie skorelowanych układów elektronowych”.

Europhys. News 29, nr 3 (1998)

Komitet Nauki NATO

Nieomal dokładnie w czterdziestą rocznicę pierwszego spotkania Komitetu Nauki NATO (26–28 marca 1958 r. w Paryżu) odbyło się kolejne zebranie tego Komitetu. Przewodniczył Yves Sillard, nowo mianowany zastępca sekretarza generalnego NATO ds. nauki. Sillard jest Francuzem (ur. 1936 r.), studiował technikę lotniczą, kierował programem Concorde we francuskim ministerstwie lotnictwa cywilnego, budową Centrum Badań Kosmicznych w Gujanie, był w latach 1976–82 dyrektorem Narodowego Centrum Badań Przestrzeni Kosmicznej (CNES), pracował w ministerstwie obrony w dziale polityki kosmicznej. Ma licencję pilota i 1200 przelatanych godzin.

Komitet Nauki NATO powstał z inicjatywy Komitetu Współpracy Niewojskowej NATO, który wyraził opinię, że postęp w nauce i technice ma zasadnicze znaczenie dla przyszłości wspólnoty atlantyckiej i że wobec tego państwa członkowskie NATO powinny zapewnić wykorzystanie wszelkich możliwości owocnej współpracy w tym zakresie. Pierwszym przewodniczącym Komitetu Nauki był Norman Ramsey, późniejszy (1989) laureat Nagrody Nobla z fizyki. Wśród członków Komitetu w ciągu jego czterdziestoletniej działalności byli też inni znani fizycy, m.in. Isidor I. Rabi (Nobel 1944) i Louis Néel (Nobel

1970). Od początku przywiązywano wagę do kształcenia i rozwijania młodych naukowców i techników i wprowadzono, istniejące do dziś, sprzyjające temu formy działania, jak instytuty studiów zaawansowanych (Advanced Study Institutes – ASI), granty na współpracę badawczą (Collaborative Research Grants – CRG) oraz indywidualne stypendia naukowe. W miarę upływu czasu podejmowano też inne działalności, jak np. tzw. „programy specjalne” w dziedzinie badań w nanoskali, teorii chaosu, bezpiecznego środowiska, czy wybranych dziedzin wysokiej technologii. We wszystkich tych działaniach główny nacisk kładziono na współpracę, wysoki poziom naukowy i szybką reakcję na nowe odkrycia. W sposób zamierzony i przemyślany dążono do polepszenia wymiany informacji, która ma zasadnicze znaczenie dla postępu nauki.

Komitet Nauki ma cały system grup doradczych, w skład których wchodzi naukowcy z państw NATO. Obecnie w programie naukowym NATO bierze udział 13 000 naukowców rocznie, albo jako korzystający z grantów, albo jako uczestnicy sympozjów naukowych organizowanych przez NATO, albo też jako recenzenci czy doradcy. Komitet zachęca do składania wniosków o przyznawanie grantów na badania wspólne naukowców z krajów NATO i tzw. krajów partnerskich, do których należy też Polska.

W ostatnim zebraniu Komitetu Nauki NATO wzięli udział, jako obserwatorzy, przedstawiciele trzech państw zaproszonych do NATO: Czech, Węgier i Polski.

NATO Sci. & Soc. Newsl., nr 50 (1998)

B. W.

Pułapka w Krakowie

Na początku czerwca br. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego uruchomiono pułapkę magnetooptyczną z neutralnymi, zimnymi atomami rubidu. Pułapka ta, zbudowana przez zespół: W. Gawlik, T. Pałasz i J. Zachorowski, jest pierwszym tego typu urządzeniem nie tylko w Polsce, ale w ogóle w naszej części Europy (najbliższe są w Monachium, Florencji, Helsinkach i Tokio).

W pułapce wykorzystuje się metody laserowego ochładzania gazu atomowego (par rubidu), wytwarzające tzw. melasę optyczną, i lokalizacji zimnych atomów (obojętnych elektrycznie) przez odpowiednią kombinację pola magnetycznego i pól świetlnych.

Typowe parametry chmury atomów rubidu, utrzymywanej w tej pułapce, są następujące: liczba atomów $10^5 - 10^6$, temperatura rzędu 100 mikrokKelwinów, gęstość $10^{10} - 10^{12}$ atomów na centymetr sześcienny.

Z tak ochłodzonymi i zlokalizowanymi atomami będą badane nieliniowe efekty optyczne oraz kolektywne zachowanie zimnych atomów.

Niebawem ukaże się w *Postępiech* dokładniejszy opis krakowskiej pułapki, a także seria wykładów noblowskich, które dostarczą szczegółowych informacji nt. podstaw fizycznych optycznego chłodzenia i pułapkowania atomów.

Wojciech Gawlik

Kondensacja Bosego-Einsteina w wodorze

Daniel Kleppner z MIT, znany naszym Czytelnikom choćby z „Poradnika dla początkujących użytkowników lasera atomowego” (PF 2/98), jest pionierem doświadczalnych poszukiwań zjawiska kondensacji Bosego-Einsteina w układach atomowych. Obiektem jego badań jest wodór, pierwiastek najprostszy, ale i wyjątkowo trudny do badań ze względów technicznych (przejścia optyczne w nadfiolecie, gdzie trudno o wydajne lasery przestrajalne).

W rezultacie, Kleppner był długo wielkim przegranym: inni, którzy zajęli się tą problematyką znacznie później, pierwsi osiągnęli sukces, gdyż szukali kondensacji BE łatwiejszych do badań atomów metali alkalicznych (patrz artykuł o BEC w PF 4/87).

Według najnowszych, nieoficjalnych jeszcze doniesień, Kleppner doczekał się swego dnia: kierowany przez niego (wspólnie z Tomem Greytakiem) zespół uzyskał wreszcie kondensat BE atomów wodoru. Przejście do kondensatu następuje w temperaturze ok. 40 mikrokelwinów, a liczba skondensowanych atomów wynosi ok. stu milionów, o rząd wielkości więcej niż w jakimkolwiek zrealizowanym dotychczas kondensacie. W doświadczeniu stosuje się wzbudzenie dwufotonowe. Dzięki temu długość fali lasera to już nie daleki, a jedynie bliski nadfiolet (243 nm). W warunkach takiego wzbudzenia, uzyskany kondensat może mieć ciekawe właściwości, odmienne od właściwości kondensatu otrzymanego przy wzbudzeniu jednofotonowym, m.in. wiązka atomów wychodzących z kondensatu (wiązka „lasera atomowego”) powinna być bardzo wąska.

Phys. News Update, nr 382 (1998)

M. Ł.

XXIX Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

XXIX MOF odbyła się w Rejkiawiku (Islandia) w dniach 2–10 lipca 1998 r. Wzięło w niej udział 56 państw. Byli też obserwatorzy z trzech krajów, które planują uczestnictwo w latach przyszłych, a także obserwator z Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, prof. George Marx.

Każdy kraj uczestniczący w zawodach może przysłać pięciu zawodników (zawodniczek) oraz dwóch opiekunów. Polskę reprezentowali zwycięzcy krajowej XLVI Olimpiady Fizycznej, którzy w zawodach krajowych zajęli miejsca 2–6 (zawodnik, który w OF krajowej zajął pierwsze miejsce, nie mógł pojechać na MOF z powodu wyjazdu na stypendium do USA):

1. Jarosław Łabaziewicz, kl. III, I LO im. Stefana Żeromskiego w Jeleniej Górze (nauczyciel: mgr Benedykt Lubiszewski);

2. Wojciech Dybalski, kl. IV, I LO im. Karola Marcinkowskiego w Poznaniu (nauczyciel: mgr Elżbieta Schwermer);

3. Rafał Demkowicz-Dobrzański, kl. IV, XI LO im. Mikołaja Reja w Warszawie (nauczyciel: dr Maria Rożko);

4. Łukasz Matylla, kl. III, VIII LO im. Adama Mickiewicza w Poznaniu (nauczyciel: mgr Bożena Moldenhawer);

5. Piotr Legutko, kl. IV, V LO im. Augusta Witkowskiego w Krakowie (nauczyciel: dr Jan Stanek).

Opiekunami naszej delegacji byli członkowie Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej: dr Waldemar Gorzkowski (członek KG OF, prezes Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych) – kierownik delegacji oraz dr Włodzimierz Ungier (sekretarz naukowy OF ds. zadań doświadczalnych) – opiekun pedagogiczny. Obaj wyżej wymienieni są wieloletnimi pracownikami Instytutu Fizyki PAN.

Obóz przygotowawczy dla naszej reprezentacyjnej piątki (plus zawodnik rezerwowi, którym był laureat siódmego miejsca) odbywał się częściowo w I Pracowni Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (część doświadczalna), a częściowo w Instytucie Fizyki PAN (część teoretyczna).

W tym roku kontynuowaliśmy zmieniony dwa lata temu system przygotowywania zawodników w zakresie teorii. Tak jak w roku ubiegłym, skupiliśmy naszą uwagę na sposobie przedstawiania rozwiązań. Bardzo często bowiem uczniowie podawali swoje wyniki w sposób niepełny lub mało zrozumiały, czasami zaś po prostu nic nie komentując. Inaczej mówiąc, postanowiliśmy skupić się na uczeniu zawodników sposobu „sprzedawania” swej wiedzy. System przygotowania od strony doświadczalnej nadal wydaje się nie wymagać zmian.

W czasie zawodów w Rejkiawiku uczniowie otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne (jednego dnia) oraz jedno zadanie doświadczalne (dwa dni później). Na rozwiązanie zadań każdego dnia uczniowie mieli po pięć godzin. Zadania konkursowe pod każdym względem były niezwykle rzetelnie przygotowane i bardzo dobrze pasowały do charakteru zawodów. Tak dobrych zadań od lat nie było.

Zawody w Rejkiawiku pod względem liczby krajów uczestniczących były tej samej wielkości, co poprzednie w Sudbury. Obie te olimpiady były największymi z dotychczasowych. Zawody w Rejkiawiku były jednak znacznie lepiej zorganizowane. Jako przykład podam, że organizatorzy zadbali, by wszystkie drużyny (bez wyjątku!) dysponowały komputerem z alfabetem właściwym dla ich języka. Dotychczas bowiem komputery były przygotowywane tylko do pracy z tekstami angielskimi i o wprowadzenie własnego alfabetu każdy musiał troszczyć się sam. W Rejkiawiku nawet tak z naszego punktu widzenia egzotyczne alfabety, jak sanskrycki, tajlandzki, hebrajski czy koreański były zawczasu wprowadzone do oprogramowania i dostępne dla delegacji. Również nie było problemów z niealfabetycznym oprogramowaniem dla języka chińskiego. Przed powierzeniem organizacji zawodów Islandii niektórzy członkowie Komisji Międzynarodowej wyrażali (oczywiście nieoficjalnie) obawy, że zawody w Islandii mogą przekroczyć możliwości organizatorów, bo Islandia liczy sobie zaledwie 260 tysięcy mieszkańców i całkowita liczba aktywnych fizyków w całej Islandii jest niewielka. Dla zilustrowania powiem, że liczba ta jest porównywalna z liczbą fizyków zatrudnionych w Instytucie Fizyki PAN, przy którym mieści się siedziba Komitetu Głównego naszej Olimpiady, a może nawet jest mniej-

sza. Tymczasem Olimpiada w Rejkiawiku zakończyła się pełnym sukcesem. Na szczególne podkreślenie zasłużyli sobie prof. Thorsteinn I. Sigfusson, przewodniczący Komitetu Organizacyjnego oraz dr Vidar Augustsson, Kierownik Organizacyjny. Potrafili oni bardzo dobrze dobrać sobie ludzi i świetnie zorganizować pracę, dzięki której najmniejszy kraj zorganizował największą olimpiadę.

Najlepszy wynik (47,5 punktu na 50 możliwych) osiągnął Czen Yuao z Chin. Tym samym zdobył on tytuł Absolutnego Zwycięcy XXIX Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Zgodnie z regulaminem w tym roku przyznano 11 pierwszych nagród (złote medale), 15 drugich nagród (srebrne medale), 43 trzecie nagrody (brązowe medale) i 55 wyróżnień. Ponadto przyznano szereg nagród specjalnych. Europejskie Towarzystwo Fizyczne, podobnie jak w latach ubiegłych, przyznało nagrodę specjalną za najbardziej zrównoważone wyniki w teorii i doświadczeniu (zdołał ją Guha Saikat z Indii), a niżej podpisany jako prezes MOF ufundował nagrodę dla najlepszego zawodnika z krajów, które uczestniczą w MOF po raz pierwszy (zdołał ją Kumar Abhishek z Indii). Klasyfikacji drużynowej nie prowadzi się. Nie ulega jednak żadnej wątpliwości, że najlepiej wypadła drużyna z Chin: wszyscy jej członkowie zdobyli złote medale.

Nasi uczniowie wypadli istotnie lepiej niż w roku ubiegłym. Po pierwsze, jeden z naszych uczniów, Jarosław Łabaziewicz, zdobył złoty medal. Warto tu przypomnieć, że złoty medal nasz kraj po raz ostatni zdobył 8 lat temu (Cezary Śliwa w Holandii w 1990 r.). Po drugie, wszyscy nasi zawodnicy coś zdobyli. Nie było u nas zawodnika, który by wrócił z pustymi rękami. Srebro zdobył Łukasz Matylla, a Wojciech Dybalski, Rafał Demkowicz-Dobrzański i Piotr Legutko zdobyli wyróżnienia. Warto tu zaznaczyć, że w tym roku zdobycie nagrody lub wyróżnienia było nieco trudniejsze niż rok temu, gdyż łączna liczba trofeów określona przez statut olimpiad była mniejsza niż w roku ubiegłym.

Bieżący rok był rokiem wyborczym. Wybory nowego prezesa przebiegły spokojnie. Niżej podpisany został ponownie jednogłośnie wybrany na czwartą już pięcioletnią kadencję. Rok przyszły też będzie rokiem wyborczym: trzeba będzie wybrać nowego sekretarza MOF (obecnie jest nim dr Andrzej Kotlicki z Kanady).

Następna, jubileuszowa, XXX Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbędzie się w Padwie (Włochy) w dniach 18–27 lipca 1999 r.

Waldemar Gorzkowski

Jądrowe reaktory mocy

Z informacji Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej wynika, że w końcu roku 1997 było czynnych na świecie 437 jądrowych reaktorów mocy, tj. o 5 mniej niż w końcu roku 1996, natomiast ogólna wytwarzana moc nieco wzrosła, co świadczy o wycofywaniu z eksploatacji starych i słabszych reaktorów i zastępowaniu ich reaktorami o większej mocy.

Największy udział energii jądrowej w produkcji energii elektrycznej w danym kraju ma Litwa (81,5%), nastę-

nie Francja (78,2%), Belgia (60,1%), Ukraina (46,8%), Szwecja (46,2%), Bułgaria (45,4%), Słowacja (44%), Szwajcaria (40,6%), Słowenia i Węgry (po 40%).

Reaktory jądrowe dostarczyły w zeszłym roku ok. 17% światowej produkcji energii elektrycznej (w tym prawie połowę w Europie).

World's Nucl. News, nr 170 (1998)

B. W.

Czujniki oceniają smak

W laboratorium badawczym japońskiej firmy Anritsu opracowano, we współpracy z Uniwersytetem Kiusiu, urządzenie, które ma naśladować sposób, w jaki ludzie i zwierzęta odczuwają smak. Znane i używane już są czujniki, które odtwarzają ludzkie zmysły wzroku, słuchu lub dotyku. O ile projektowanie takich czujników jest stosunkowo proste, wchodzi bowiem w grę wykrywanie jednej tylko wielkości fizycznej – światła, dźwięku lub ciśnienia, to zaprojektowanie czujnika smaku i zapachu jest o wiele trudniejsze. Smak i zapach zwykle wytwarzany jest przez kombinację różnych substancji chemicznych. Idea japońskiego czujnika smaku oparta jest na (jak to nazywa jego główny projektodawca Akira Tanaguchi) „globalnej selektywności”, która klasyfikuje olbrzymią liczbę substancji chemicznych w kilka większych grup. Ma to być odbiciem powszechnie występującego w przyrodzie sposobu odczuwania smaku.

Gdy substancja smakowa styka się z ludzkim językiem, jest adsorbowana przez wewnętrzną błonę komórek smakowych. Adsorpcja zmienia potencjał elektryczny błony, przy czym różne rodzaje komórek reagują w różnym stopniu. Sądzi się, że mózg przetwarza sygnał elektryczny z komórek metodą rozpoznawania obrazów i w ten sposób może rozpoznawać różne smaki. Japoński czujnik, który ma imitować funkcje naturalnych komórek smakowych, zawiera błony lipidowe. Materiały błon są tak dobrane, aby miały różną czułość elektryczną na różne smaki, naśladując naturalne komórki smakowe. Zmiany potencjału elektrycznego błon lipidowych, wynikające z adsorpcji różnych substancji, są analizowane komputerowo metodą rozpoznawania obrazów.

Opracowane urządzenie zawiera 8 różnych czujników i nadaje się do oceny smaku płynnych pokarmów, jak piwo, kawa, herbata. Uzyskuje się coś w rodzaju mapy smaków, którą można porównywać z próbką wzorcową. Warstwę lipidową zanurza się najpierw w próbce wzorcowej, aby ustabilizować warunki powierzchniowe warstwy, a następnie mierzy się sygnał elektryczny wywołany badaną cieczą. Wyniki pozwalają rozróżnić produkty różnych firm, a w przypadku sake i herbaty Ulung również poszczególne partie wytworzone przez tego samego producenta. Urządzenie rozróżnia także zmiany smaku kawy czy herbaty w miarę upływu czasu od wytworzenia produktu.

Czujniki zastosowano do oceny gorzkości i kwasności piwa. Gorzyc piwa określa się w jednostkach EBC (European Brewery Convention), które opisują zawartość tzw. izo- α -kwasów, dających piwu gorzki smak. Natomiast

stopień kwaśności daje oczywiście pomiar pH. Przy użyciu metody wielokrotnej regresji znajduje się odpowiedniość między jednostkami EBC a wskazaniami czujnika. Po wycechowaniu można bezpośrednio mierzyć gorzki smak piwa nie uciekając się do czasochłonnej analizy chemicznej. Tą metodą przebadano 15 gatunków piwa. Amatorów tego napoju może zainteresuje, że Heineken ma średni poziom goryczy i kwaśności, natomiast Budweiser – bardzo niski.

Czujnik smaku jest bardzo czuły na smak słony i kwaśny, ale nie bardzo na słodki. Ponieważ słodycz odgrywa bardzo ważną rolę w napojach bezalkoholowych, trwają prace nad znalezieniem błon lipidowych do wskaźników bardziej czułych na słodycz.

Niewątpliwie czujniki smaku powinny znaleźć ogromne zastosowanie w przemyśle spożywczym do automatycznej kontroli produkcji.

Phys. World 11, nr 6 (1998)

B. W.

50 lat *Physics Today*

W maju 1948 r. ukazał się pierwszy zeszyt czasopisma Amerykańskiego Instytutu Fizyki *Physics Today*. Wówczas, wkrótce po wybuchach bomb jądrowych i uznaniu roli radaru w zwycięstwie aliantów w II wojnie światowej, społeczeństwo amerykańskie było zainteresowane fizyką, choć bardzo powierzchownie. Amerykański Instytut Fizyki doszedł do wniosku, że mała znajomość fizyki w społeczeństwie jest niebezpieczna, gdyż wówczas decyzje polityczne pozostawiane są elicie, i że wobec tego trzeba stworzyć czasopismo, które wykształconej części społeczeństwa dałoby wgląd, jakie zmiany zachodzą w podstawach fizyki. Panowało wtedy wśród fizyków przekonanie, zapewne naiwne, że zrozumienie czegoś prowadzi do rozsądnego wyboru. Te zadania miało spełniać *Physics Today*. Z czasem profil czasopisma ulegał zmianom. Obecnie jest to pismo środowiska fizyków, przedstawiające nowe osiągnięcia fizyki w sposób zrozumiały dla fizyków pracujących w innych dziedzinach niż omawiana w danym artykule, co oczywiście jest konieczne wobec bardzo rozbudowanej obecnie specjalizacji. Przynosi także informacje i komentarze o sprawach polityki związanych z fizyką, artykuły z historii fizyki, a także wiadomości i plotki personalne. Ważny dział stanowią też omówienia nowo ukazujących się książek z fizyki i nauk pokrewnych.

Zeszyt majowy *Physics Today*, poświęcony pięćdziesięcioleciu pisma, zawiera poza wstępem napisanym przez pierwszego redaktora Davida A. Katchera, krótkie wspomnienia kolejnych redaktorów, wybór fragmentów najciekawszych, zdaniem obecnej redakcji, artykułów z poszczególnych dekad pięćdziesięciolecia, oraz 3 artykuły futurystyczne – wynik konkursu ogłoszonego przez Redakcję jesienią 1997 r. na przedstawienie wyimaginowanych przyszłych odkryć fizyki lub techniki. Jeden z nich przedstawia odkrycia dokonane w CERN-ie w roku 2011 przy użyciu Wielkiego Zderzacza Hadronów (LHC). Drugi omawia stan badań nadprzewodnictwa w nadzwyczaj wy-

sokich temperaturach w roku 2028, a trzeci zdaje sprawę z szalonych postępów cybernetyki w roku 2048.

Phys. Today 51, nr 5 (1998)

B. W.

Manuskrypty Galileusza w Internecie

W Internecie można oglądać manuskrypty Galileusza, w których notował swoje pomysły, obliczenia i rysunki. Zbiór 300 internetowych folio to fotografie z dużą zdolnością rozdzielczą luźnych notatek, więc jakby jego dzienników laboratoryjnych, zaczynających się w końcu lat 1580-tych, gdy był młodym profesorem na Uniwersytecie w Padwie i jeszcze zwolennikiem poglądów Arystotelesa, a kończących się w roku 1638, gdy opublikowano *Discorsi e dimonstrazioni matematiche intorno a due nuove scienze*. To dzieło stanowiło punkt zwrotny w sposobie myślenia fizyków i stało się początkiem nowej mechaniki.

Udostępnienie w Internecie tych notatek jest wspólną zasługą Państwowej Biblioteki we Florencji, gdzie przechowywana jest większość tekstów Galileusza, Instytutu i Muzeum Historii Nauki we Florencji oraz Instytutu Historii Nauki Maxa Plancka w Berlinie. Dostępne jest też angielskie tłumaczenie tekstów. W Internecie jest również tekst *Discorsi* i istnieją połączenia między notatkami Galileusza i odpowiednimi fragmentami *Discorsi*. Tak więc, badacze dzieła Galileusza nie będą już musieli jeździć do Florencji – wystarczy, że połączą się z Internetem, choć nie wiadomo, czy będą z takiej zmiany zadowoleni.

Teksty są dostępne pod: <http://www.mpiwg-berlin.mpg.de> lub <http://www.imss.fi.it>.

Nature 393, nr 6685 (1998)

B. W.

Biblioteki przeciw zachłannym wydawcom

Koalicja Wydawnictw Naukowych i Źródeł Akademickich (Scholarly Publishing and Academic Resources Coalition – SPARC), organizacja, którą wyłoniło amerykańskie Stowarzyszenie Bibliotek Naukowych (Association of Research Libraries – ARL), postanowiła wydać wojnę komercyjnym wydawcom czasopism naukowych, których ceny w ostatnich latach rosły zastraszająco. Jak ocenia ARL, amerykańskie biblioteki naukowe, mimo że zrezygnowały z prenumerat wartości setek tysięcy dolarów, wydają o 24% więcej niż w 1986 r., by prenumerować o 7% mniej tytułów. Między rokiem 1986 i 1996 koszt prenumerat czasopism naukowych wzrósł o 48%, co jest znacznie więcej niż wzrost budżetu uniwersytetów.

Zamierzeniem SPARC-u jest stworzenie przeciwwagi dla wydawców czerpiących zbyt wysokie zyski przez skłonięcie innych, zarówno wydawców komercyjnych, jak i towarzystw naukowych, do podejmowania wydawania czasopism wysokiej klasy, a przy tym o niewygórowanej cenie, w dziedzinach obecnie zdominowanych przez kosztowne tytuły. W zamian za to SPARC chce zagwarantować prenumeraty bibliotek naukowych i uzyskać dla nowych czasopism pomoc finansową uniwersytetów, towarzystw na-

ukowych i organizacji edukacyjnych. Sam SPARC nie będzie wydawać czasopism, lecz jedynie ma wspierać wydawców, którzy ten projekt zaakceptują. Biblioteki będące członkami ARL już zadeklarowały składki, które umożliwią rozpoczęcie tego przedsięwzięcia. Zamierzeniem SPARC-u jest również wywarcie nacisku na wydawców, by przestali żądać od autorów cedowania praw autorskich. Już Amerykańskie Towarzystwo Chemiczne, które wydaje 26 czasopism w postaci drukowanej lub elektronicznej, zadeklarowało chęć zawarcia umowy ze SPARC-iem.

Przedstawicielka ARL-u podkreśla, że SPARC nie chce współzawodniczyć ze wszystkimi komercyjnymi wydawcami, a jedynie chce wydać walkę tym, którzy ciągną

zbyt wielkie zyski lub prowadzą nieprzychylną dla autorów politykę w sprawie praw autorskich.

Nature 393, nr 6687 (1998)

B. W.

Józef Werle (1923 – 1998)

W wypadku samochodowym zginął 4 maja 1998 r. Józef Werle, wybitny teoretyk, emerytowany profesor Uniwersytetu Warszawskiego, członek rzeczywisty PAN, członek Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w latach 1990–96 wiceprezes Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP).

KALENDARZ IMPREZ

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

1998

12 – 16 października 1998, Zakopane

Int. Conf. on Solid State Crystals

Inst. Fizyki Technicznej WAT; IFT WAT, Kaliskiego 2, 01-489 Warszawa, tel.: (22) 6859558 lub (22) 6859109, fax: (22) 6669041, adr.el.: zielj@wat.waw.pl.

P, ang.

18 – 20 października 1998, Mądralin k. Otwocka

II Ogólnopolskie Seminarium Rozpraszania Neutronów

Polskie Towarzystwo Rozpraszania Neutronów i Inst. Energii Atomowej; prof. A. Czachor, tel.: (22) 779885, fax: (22) 779388, adr.el.: e08cza@cx1.cyf.gov.pl oraz prof. A. Szytuła, tel.: (12) 6336377 w. 546, fax: (12) 6337086, adr.el.: szytuła@if.uj.edu.pl.

Z: 1.7.98, A: 1.9.98, U: 40, O: ok. 250 zł (z zakwaterowaniem i wyżywieniem).

1999

2 – 13 lutego 1999, Karpacz lub Polanica

35. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Frontiers in Gravity

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, pl. Maksy Borna 9, 50-204 Wrocław; dr hab. Jerzy Kowalski-Glikman, tel. (71) 222363 lub (71) 201388, adr.el.: dobno@ift.uni.wroc.pl.

P, U: 80, O: 400 USD, ang.

12 – 16 lipca 1999, Warszawa

Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases

Inst. Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy; Tadeusz Pisarczyk, IFPiLM, Hery 23, 00-908 Warszawa 49, skr. poczt. 49, tel. (22) 6859605 lub 6857096, fax: (22) 6668372, adr.el.: icpig99@ifpilm.waw.pl, informacje: http://ifpilm.waw.pl/icpig99/ICPIG_99.html.

Z: 1.3.99, A: 30.1.99, O: 350–400 USD, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- Tony Rothman, *Fizyka*, z jęz. angielskiego tłum. Tomasz Hornowski; Dom Wyd. REBIS, Poznań 1998, s. 264.
- *Krytyka i krytycyzm w nauce – Fundacji dyskusje o nauce*, Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej, Warszawa, s.97.
- *75 lat fizyki na Hożej – Spis publikacji z lat 1971–1995*, red. Marta Kicińska-Habior i Andrzej Kajetan Wró-

blewski; Wyd. Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 1997, s.423.

- Jay Orear, *Fizyka*, tom I i II, wyd. V poprawione, z jęz. angielskiego tłum. B. Wojtowicz-Natanson, W. Dobrzyńska-Głazek, E. Kaczmarek-Morawiec, P. Kacman, E. Rondio; WNT, Warszawa 1998, t. I s. 352, t. II s. 249, cena t. 1/2 33,00 zł.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1998 r. wynosi 13,50 zł za pół roku, 27,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.
2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 11101053-16551-2700-1-67 lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.
3. Terminy przyjmowania wpłat od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).
4. Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki. W przypadku, gdy oddział zamawia liczbę egzemplarzy przekraczającą 50% liczby członków, zniżka wynosi 30%. Taka sama zniżka (30%) przysługuje studentom, niezależnie od odsetka prenumeratorów w danym oddziale. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
2. Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tabelami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
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. 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, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
6. *Postępy Fizyki* są składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach, najlepiej w T_EX-u, w formacie MeX. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.
8. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

W. Zawadzki – Półwzględność w półprzewodnikach	237
J. Żylicz – Nuklidy dalekie od ścieżki trwałości β	247
M. Padgett, L. Allen – Szczypczyki i klucze optyczne	254
M. Freyberger, P. Bardroff, C. Leichtle, G. Schrade, W. Schleich – Sztuka pomiaru stanów kwantowych	260
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
S. Hałas – Od odkrycia polonu i radu do wyjaśnienia rozgałęzionego rozpadu potasu-40 ...	268
NOWE URZĄDZENIA I METODY DOŚWIADCZALNE	
M. Aleszkiewicz – Skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola	274
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	283
RECENZJE	287
LISTY DO REDAKCJI	288
KRONIKA	289

CONTENTS

W. Zawadzki – Semirelativity in semiconductors	237
J. Żylicz – Nuclides far from the line of beta stability	247
M. Padgett, L. Allen – Optical tweezers and spanners	254
M. Freyberger, P. Bardroff, C. Leichtle, G. Schrade, W. Schleich – The art of measuring quantum states	260
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
S. Hałas – From the discovery of polonium and radium to the explanation of branched decay of potassium-40	268
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
M. Aleszkiewicz – Scanning near-field optical microscope	274
MEETINGS AND CONFERENCES	283
REVIEWS	287
LETTERS TO THE EDITOR	288
CHRONICLE	289

WKRÓTCE

- *Wykłady noblowskie Stevena Chu, Claude'a Cohena-Tannoudjiego i Williama D. Phillipa (Nobel 1997 za laserowe chłodzenie i pułapkowanie atomów)*
- *Stanisław Chwirot i Dariusz Dyl o fizyce zderzeń elektronowo-atomowych w sto lat po odkryciu elektronu*
- *Wspomnienia Jana Rzewuskiego*
- *Mojesz Doliny Krzemowej (rzecz o Williamie Shockleyu)*
- *Frank Wilczek – Kolor rusza w pole*