



Otrzymywanie i badanie własności elektrycznych monokrystalicznych ciał stałych

J.M. Honig

Department of Chemistry, Purdue University

Referat wygłoszony dla uczniów – uczestników Przedszkola Fizyki i uczestników Szkoły Fizyki Teoretycznej w Zakopanem w czerwcu 2000 roku.

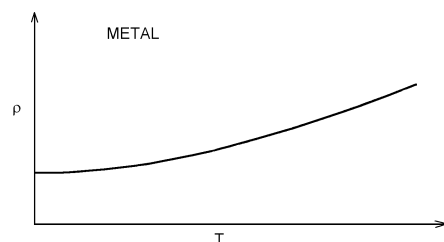
W poprzedniej części zapoznaliśmy się z metodami otrzymywania kryształów. Obecnie omówimy, jakie informacje otrzymamy mierząc ich opór elektryczny. Wprowadzimy pojęcie izolatora, półprzewodnika i metalu. Zwrócimy uwagę, że możliwe jest przejście od stanu izolatora do stanu metalicznego.

Z konieczności omówimy tę kwestię bez posługiwania się matematyką. Pełne wyjaśnienie istotnych tu zjawisk fizycznych wymaga opisu matematycznego mechaniki kwantowej. Jednakże, przyjęcie kilku nowych pojęć, takich jak dozwolone pasma energetyczne, energia Fermiego i pojęcia przerwy wzbronionej między tymi pasmami pozwala na obrazowe przedstawienie problemów związanych z przewodnictwem elektrycznym kryształów.

Część II

Opór elektryczny metali i półprzewodników oraz przejście półprzewodnik–metal

Na rysunku 6 przedstawiony został przykładowy przebieg zależności oporu właściwego typowego metalu od temperatury. Opór właściwy w temperaturze bliskiej 0 K jest bardzo mały, rzędu $1\mu\Omega\text{cm}$. Rośnie on natomiast przy wzroście temperatury. Zjawisko to można wytłumaczyć na podstawie diagramu dozwolonych poziomów energetycznych elektronów w atomach, molekułach i ciałach stałych, przedstawionego na rysunku 7. Jak to przedstawiono na diagramie (a) dozwolone poziomy energetyczne elektronów w izolowanym atomie mają rozkład dyskretny. Tak więc elektrony nie mogą przyjmować dowolnych wartości energii, ale tylko takie, które odpowiadają przedstawionym na diagramie dozwolonym poziomom. Energie o wartościach odpowiadających obszarom znajdującym się pomiędzy dozwolonymi poziomami są dla elektronów zabronione. Gdy atomy związane zostaną na przykład w liniowy periodyczny łańcuch lub w sieć krystaliczną, poziomy odpowiadające tym samym wartościom energii elektronów w różnych atomach ulegają wzajemnemu rozszczepieniu z powodu oddziaływań pomiędzy elektronami i różnymi atomami. Widoczne jest to już na diagramie (b) dla kilku atomów.

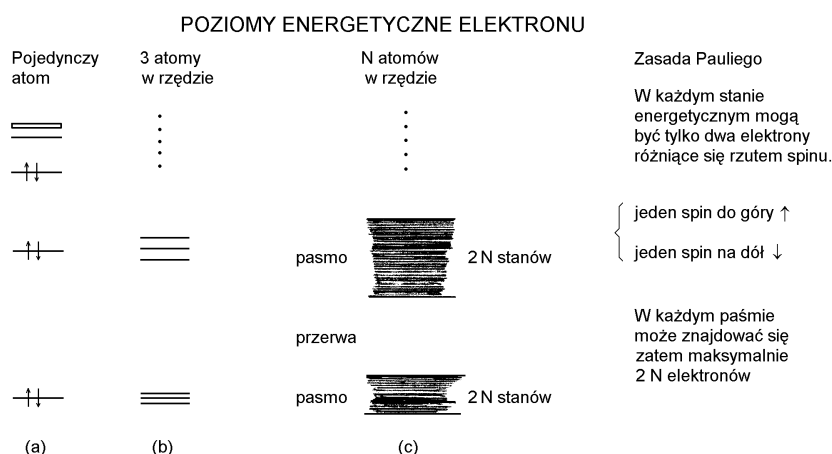


Rys. 6 Typowa zależność oporu elektrycznego metalu od temperatury

Gdy liczba atomów łączących się w kryształ jest bardzo duża poziom o tych samych wartościach energii elektronów w różnych atomach również ulegają rozszczepieniu, ale ze względu na dużą liczbę atomów przerwy pomiędzy rozszczepionymi poziomami są bardzo małe. Innymi słowy, poziom te tworzą gęsty zbiór, zawarty w określonym przedziale energii, który nazywamy pasmem energetycznym (ze względu na niewielkie różnice energii pomiędzy dwoma najbliższymi, poziomami – porównaj diagram (c) na rysunku 7). Różnice energii pomiędzy dwoma stanami w paśmie są dla ciał makroskopowych ($N \sim 10^{23}$ atomów) niemierzalnie małe i dla celów praktycznych można je przybliżyć przez rozkład ciągły. Jak widać na rysunku, pasma odpowiadające różnym poziomom energetycznym elektronów w atomach są oddzielone od siebie obszarem energii, które są dla elektronów zabronione. W rzeczywistości pasma dozwolonych energii mają zwykle bardziej skomplikowaną strukturę i mogą na przykład na siebie zachodzić, ale takie sytuacje nie będą tu omawiane. Obszary energii zabronionych nazywane są przerwami energetycznymi (patrz diagram (7c)). Strukturę pasm energetycznych można otrzymać w wyniku sprowadzenia problemu wieloelektronowego do zagadnienia rozwiązania równania Schrödingera, podstawowego równania mechaniki kwantowej dla pojedynczego elektronu poruszającego się w kryształ.

Rozmieszczeniem elektronów na poszczególnych poziomach w pasmach energetycznych rządzi pewna ogólna kwantowa zasada zwana zakazem Pauliego (lub zakazem Pauliego). Otóż, każdy pojedynczy poziom energetyczny, niezależnie od tego, czy rozważamy poziom w izolowanym atomie, czy też w paśmie, może być zajęty przez co najwyżej dwa elektrony, przy czym muszą mieć one różne wartości kwantowej, magnetycznej liczby spinowej (umownie mówimy, iż muszą one mieć przeciwnie zwrócone spiny, czyli iż jeden z nich musi mieć spin zwrócony „w górę”, a drugi musi mieć spin zwrócony „w dół”, jak na diagramie (a)). Z tego też powodu, dla sieci krystalicznej utworzonej z N atomów, z których każdy ma tylko po jednym elektronie, tylko połowa pasma (począwszy od najniższego poziomu) jest wypełniona elektronami ($N/2$ z N wszystkich poziomów), zaś pozostałe poziomy pasma są wolne. Po przyłożeniu pola elektrycznego, elektrony z najwyższych zajętych poziomów (z poziomów znajdujących się blisko tak zwanego poziomu Fermiego) mogą zaabsorbować energię od pola i przejść do wyższego,

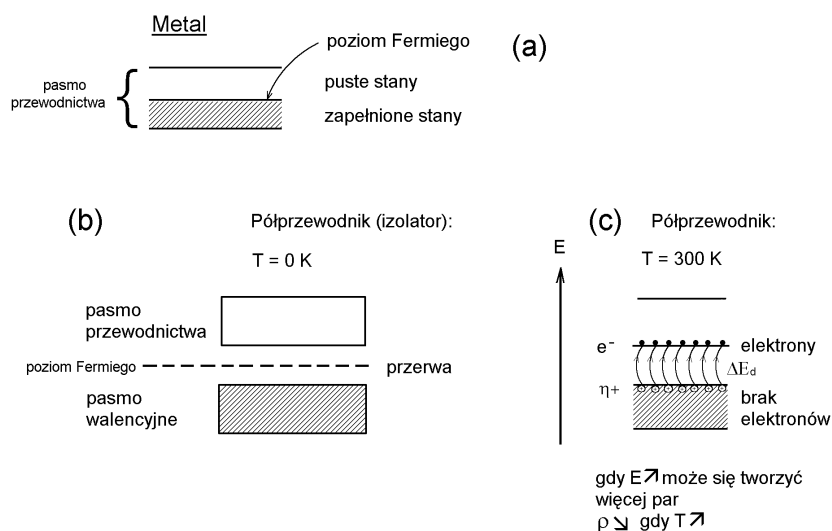
niezapełnionego poziomu energetycznego – elektrony te mogą się w ten sposób poruszać poprzez materiał, z którego zbudowany jest kryształ. Jednakże w takim przypadku muszą być niezapełnione stany dowolne tuż powyżej zapełnionych stanów (a nie przerwa!). Materiał staje się wtedy przewodnikiem prądu elektrycznego (metalem). Metal jest zatem z punktu widzenia elektronowego układem o częściowo wypełnionym paśmie i jest scharakteryzowany m.in. przez energię najwyższej obsadzonego poziomu w tym paśmie, zwanej energią (lub poziomem) Fermiego (por. Rys. 8a). Ruch elektronów jest jednak zaburzany przez ich zderzenia z drgającymi termicznie jonami tworzącymi sieć krystaliczną. Proces ten powoduje zmniejszenie średniej prędkości poruszających się po sieci krystalicznej elektronów, skąd wynika, iż metale mają pewną, określoną oporność właściwą w zadanej temperaturze. W miarę wzrostu temperatury drgania atomów wokół ich położeń równowagi w węzłach sieci krystalicznej stają się coraz bardziej intensywne, co z kolei sprawia, iż ich zderzenia z elektronami stają się coraz bardziej prawdopodobne, a zatem i średnia prędkość transportu elektronów maleje. Nic zatem dziwnego, że oporność właściwa metali wzrasta wraz ze wzrostem temperatury, co wyraźnie widać na rysunku 6.



Rys.7 (a) dyskretne poziomy energetyczne dla elektronu w izolowanym atomie; (b) poziomy dla układu trzech atomów; (c) prawie ciągły rozkład poziomów energetycznych dla N atomów w sieci krystalicznej

Rozważmy teraz przypadek sieci krystalicznej, złożonej z N atomów, z których każdy ma po dwa elektrony, a nie po jednym, jak poprzednio. Mamy zatem 2N elektronów w naszym układzie. Wypełniają one wszystkie dozwolone poziomy energetyczne w jednym paśmie. Sytuację tę ilustruje rysunek 8(b). Przyłożenie słabego pola elektrycznego do takiego kryształu niczego nie zmienia. Zaabsorbowanie bowiem energii od pola elektrycznego musiałoby przenieść elektron z po-

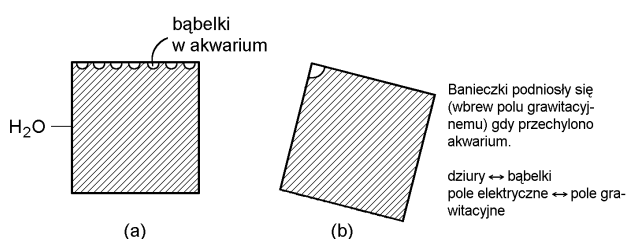
ziomu bliskiego poziomowi Fermiego do strefy energii wzbronionych. Taki proces nie zachodzi. Materiał tworzący taki kryształ jest teraz izolatorem (w temperaturze $T=0\text{ K}$). Można pokazać, że w tym przypadku poziom Fermiego znajduje się w środku pasma zabronionego (nie jest obsadzony przez elektrony!)



Rys. 8 Schematyczny układ pasm energetycznych dla metali i półprzewodników (izolatorów w temperaturze $t = 0\text{ K}$)

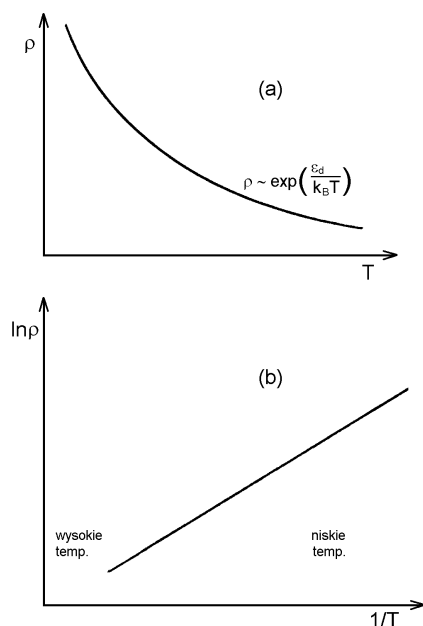
Gdy zwiększymy temperaturę kryształu, pewna liczba elektronów może zaabsorbować dostarczoną energię termiczną i przejść na jeden z najniższych poziomów następnego, dozwolonego pasma energetycznego, zwanego pasmem przewodnictwa (które w temperaturze 0 K było puste). Sytuację tę ilustruje rysunek 8(c). Elektrony te będą oddziaływać z przyłożonym polem elektrycznym dokładnie tak, jak opisaliśmy to wcześniej. Co więcej, wzbudzone termicznie do wyższego pasma elektrony zostawiają po sobie „dziury”, które są po prostu ubytkiem ładunków ujemnych w morzu ujemnych elektronów. Ten brak ujemnych ładunków można interpretować jako pojawienie się ładunków dodatnich, jak to pokazano na rysunku 8(c). Te dodatnie ładunki również będą także oddziaływać z przyłożonym polem elektrycznym, ale ich ruch odbywać się będzie w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu elektronów. Można tu zarysować pewną analogię do akwarium z aparatem napowietrzającym wodę. Przy zwykłym położeniu akwarium banieczki powietrza zbierają się równomiernie na powierzchni wody, tak jak ilustruje to rysunek 9(a). Banieczki powietrza reprezentują tu „brak” wody w danym miejscu przy powierzchni (analogia z dziurami, powstałymi na skutek migracji elektronu). Po przechyleniu akwarium (przyłożeniu pola), banieczki poruszają w przeciwną

stronę niż woda (w kierunku przeciwnym do kierunku działania sił grawitacyjnych) i zbierają się w najwyższym punkcie przy powierzchni wody w akwarium. Woda reprezentuje tu morze ujemnych elektronów, a bąbelki powietrza dziury, powstałe na skutek wzbudzenia elektronów z poziomów zapełnionych. Oczywiście rusza się woda, ale wygodniej jest mówić o ruchach bąbelczek, bo nie trzeba rozważać wtedy ruchu całej wody! Podobnie ma się sprawa z dziurami po elektronach. W takim języku można uważać pozostałe elektrony w paśmie walencyjnym za nieruchome! Nota bene, dla bardziej zorientowanych w teorii czytelników można dodać, że taka koncepcja dziur i elektronów jest bardzo podobna do koncepcji dziur i elektronów Diraca!



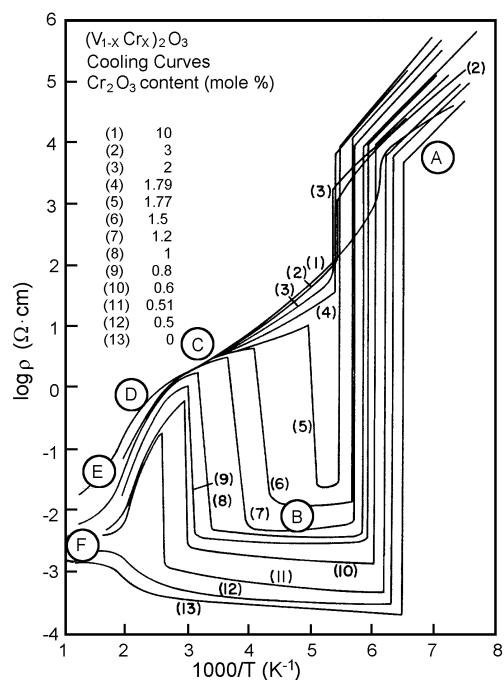
Rys. 9 Analogia ruchu dziur w paśmie do ruchu bąbelki powietrza w akwarium

Ze wzrostem temperatury coraz większa liczba elektronów jest wzbudzana poprzez przerwę energetyczną między pasmem walencyjnym a przewodnictwem, i co za tym idzie, powstaje coraz więcej dziur. Oba rodzaje nośników prądu (elektrony i dziury) w dalszym ciągu reagują na przyłożone pole elektryczne. Widzimy, że w tym przypadku, w miarę wzrostu temperatury zwiększa się liczba nośników prądu, a zatem oporność właściwa powinna maleć. I tak rzeczywiście jest, gdyż efekt wzrostu nośników jest silniejszy od ich spowalniania wskutek rozpraszania na drgających jonach. Ilustruje to rysunek 10(a). Zależność oporności właściwej od temperatury, taka jak na rysunku 10 (wykładnicza) jest typowa dla półprzewodników. Zgodnie ze standardową teorią, oporność właściwa powinna maleć ze wzrostem temperatury eksponencjalnie, z wykładnikiem równym E/T , gdzie T jest temperaturą bezwzględną, a E pewną charakterystyczną energią, równą w przybliżeniu połowie szerokości przerwy energetycznej pomiędzy dwoma sąsiednimi pasmami dozwolonych energii w kryształach. Zależność ta bierze się z prawa Arrheniusa, które mówi, że liczba wzbudzonych elektronów (do pasma przewodnictwa) wyraża się wzorem $\rho \sim e^{(\epsilon_d/k_B T)}$, gdzie $\epsilon_d = E/2$ jest energią aktywacji elektronu do pasma przewodnictwa a k_B stałą Boltzmana. Zatem po narysowaniu wykresu zależności logarytmu naturalnego oporności właściwej $\ln(\rho)$ w funkcji odwrotności temperatury $1/T$, otrzymamy w tym przypadku linię prostą, której tangens kąta nachylenia będzie równy ϵ_d . Ilustruje to rysunek 10(b).



Rys. 10 Schematyczne wykresy zależności dla półprzewodników oporu właściwego ρ od temperatury T (a) oraz zależności $\ln \rho$ od T^{-1}

Artykuł ten zakończymy ciekawym przykładem przedstawiającym charakterystykę oporności właściwej trójtlenku wanadu (V_2O_5), zawierającego domieszki chromu (Cr), na poziomie nie przekraczającym 10% molowych (krzywe (1)–(13) na Rys. 11. Na tym rysunku przedstawiony jest wykres zależności logarytmu oporności właściwej dla tego materiału w funkcji odwrotności temperatury (dokładniej $1000/T$). Analizując ten wykres, proszę pamiętać, iż temperatura rośnie na osi $1/T$, gdy poruszamy się w kierunku punktu o współrzędnej równej 0 na tej osi. Jak widać na rysunku, w obszarze temperatur oznaczonym literą A, mamy prostopadlinowy przebieg zależności $\ln(\rho)$ od $1/T$, aż do momentu nagłego, prawie pionowego spadku wartości (logarytmu) oporności właściwej. Jak pokazaliśmy wcześniej, taki przebieg zależności $\ln(\rho)$ od $1/T$ jak w obszarze A jest charakterystyczny dla półprzewodników. Może zatem wnosić, iż w tym obszarze temperatur nasze próbki są półprzewodnikami. W obszarze temperatur oznaczonym na wykresie literą B, mamy prawie poziomy przebieg zależności $\ln(\rho)$ od $1/T$, co wskazuje na słabą zależność oporności właściwej od temperatury. Jak pokazywaliśmy to wcześniej jest to cecha charakterystyczna metale (porównaj z rysunkiem 6 – skala logarytmiczna mocno spłaszcza przebieg krzywych). Nasze próbki są zatem w tym obszarze temperatur metalami.

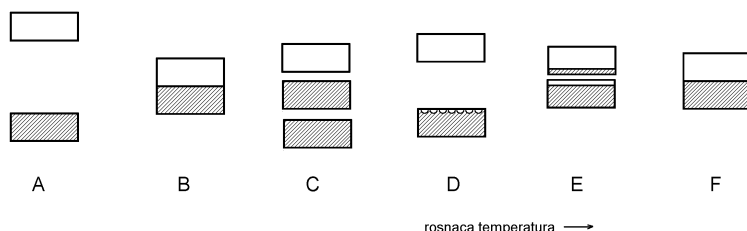


Rys. 11 Zależność oporu właściwego ρ w skali logarytmicznej od odwrotności temperatury ($1000/T$) dla trójtlenku wanadu domieszkowanego chromem ($V_{1-x}Cr_x)_2O_3$.
Zauważmy spadek oporu w temperaturze $T \approx 150-170$ K o osiem rzędów wielkości (prawie sto milionów razy!)

Na rysunku 11 widoczna jest także nagła zmiana wartości oporności właściwej (dla dwóch temperatur, dla próbek o numerach od (5) do (13), które wskazują na nagłe przejście pomiędzy stanem półprzewodnika i stanem metalicznym, a następnie przejście przy dalszym grzaniu układu do $T \sim 350$ K z powrotem do stanu półprzewodnika. Dalszy wzrost temperatury powoduje ponowną (powolną tym razem) transformację próbek do stanu metalicznego.

Zjawisko to można jakościowo wyjaśnić na podstawie diagramów energetycznych narysowanych na rysunku 12. W obszarze temperatur najniższych (obszar A) materiał jest półprzewodnikiem (okazuje się, że jest to tzw. półprzewodnik magnetyczny, ale nie będziemy się tym tutaj zajmować). W obszarze temperatur oznaczonym literą B próbki są metalami, gdyż tylko połowa dozwolonego pasma energetycznego jest wypełniona elektronami (Rys. 12 B). W miarę wzrostu temperatury poza granicę obszaru B ($T > T_B$ gdzie T_B oznacza umownie temperaturę jaką ma układ znajdujący się w stanie odpowiadającym rysunkowi 12 B) oporność właściwa nagłe wzrasta, ponieważ pasmo zostaje rozdzielone z powrotem na dwa odręb-

ne pasma oddzielone od siebie przerwą energetyczną (obszarem energii wzbronionych). Ilustruje to rysunek 12 C.



Rys. 12 Schematyczna ilustracja zmian temperaturowych układu pasm energetycznych w materiałach, w których obserwuje się przejścia metal-półprzewodnik

W najniższych temperaturach układ jest półprzewodnikiem o wielkości przerwy rzędu $1,2\text{eV} \gg k_B T$. Drastyczna zmiana przy przejściu do stanu metalicznego w obszarze temperatur $T \sim 150\text{--}170\text{ K}$ musi być zatem spowodowany zniknięciem przerwy i nałożeniem się tych rozdzielonych pasm, jak to przedstawiono na rysunku B. Ponowne rozdzielenie się tych pasm (ale na mniejszą odległość) następuje przy przejściu odwrotnym w przedziale temperatur $T \sim 300\text{--}350\text{ K}$. Oczywiście teraz, przy podwyższonej temperaturze, pewna liczba elektronów będzie wzbudzona termicznie do pasma przewodnictwa, co zaznaczono na rysunku D. Przy dalszym wzroście temperatury liczba wzbudzonych elektronów będzie duża (Rys. E), aż nastąpi stopniowe zamknięcie przerwy (Rys. F).

W sposób oczywisty powstaje pytanie: Jak możliwe są takie przesunięcia z rosnącą temperaturą układu kwantowych poziomów energetycznych (układu pasm)? Jest to tym dziwniejsze, jeśli zauważymy, że energia przerwy jest $\varepsilon_d = 1\text{ eV}$, co jest równoważne temperaturze $T_d = \varepsilon_d/k_B \cong 11600\text{ K}$, natomiast energia szumów termicznych w temperaturze $T = 200\text{ K}$ wynosi $k_B T \approx 17\text{ milielektronowoltów!}$ Jak zatem taki słaby czynnik pobudzający elektrony może spowodować tak silną przebudowę struktury elektronowej? Wytłumaczenie takiej sekwencji przejść w sposób mikroskopowy nie jest łatwe i stanowiło przedmiot wieloletniej współpracy polsko-amerykańskiej (J. Spalek, UJ – J.M. Honig, Purdue). Widać jednak jasno z tego przykładu, że materiały typu domieszkowanego i czystego trójtlenku wanadu są półprzewodnikami w jednym przedziale temperatur (np. w niskich) i metalami w innym. Są to tzw. izolatory (półprzewodniki) typu Motta. Nazwane tak zostały od nazwiska nieżyjącego już fizyka angielskiego, który pierwszy wpadł na pomysł, jak takie półprzewodniki scharakteryzować. Za te badania N.F. Mott otrzymał zresztą Nagrodę Nobla w 1978 r.

Podsumowanie

Należy zaznaczyć, iż w niniejszym artykule przedstawiona została jedynie krótka, jakościowa dyskusja niektórych własności elektrycznych, których badanie możliwe jest dzięki umiejętności wyprodukowania odpowiednich monokryształów. Interpretacja fizyczna opisywanych tutaj zjawisk z konieczności, ograniczona została do najbardziej elementarnych, jakościowych rozważań. Pełna analiza tych zjawisk wymaga bowiem zastosowania bardziej zaawansowanych metod fizyki teoretycznej. Analiza taka nie była jednak celem niniejszego artykułu. Podany przykład przejścia półprzewodnik–metal świadczy, że proponowany podział ciał stałych na metale, półprzewodniki i izolatory nie jest podziałem ostatecznym ze względu na przejścia izolator (półprzewodnik)–metal występujące w takich materiałach jak trójtlenek wanadu domieszkowany chromem czy dwusiarczek niklu domieszkowany selenem.

Tłumaczył: Robert Podsiadły, IF UJ

Redakcja *Fotonu* dziękuje J. Spalkowi, S. Wróblowi i K. Durczewskiemu za pomoc w redakcji artykułu.



Wakacje na uniwersytecie Purdue

Leszek Spalek

II rok fizyki medycznej UJ, Kraków

W zeszłym roku w lecie spędziłem dwa i pół miesiąca na uniwersytecie Purdue, w West Lafayette w stanie Indiana (USA). W czasie pobytu, oprócz uczęszczania na wybrane wykłady, pracowałem w laboratorium, gdzie nauczyłem się hodować monokryształy i określać ich strukturę.

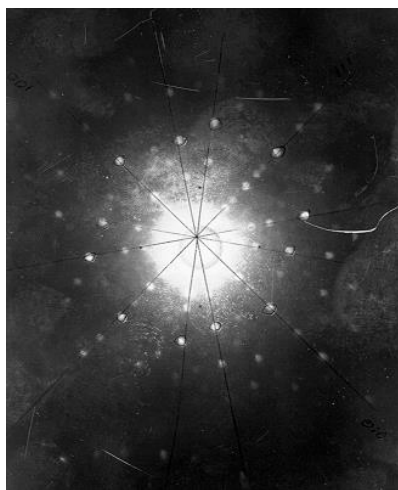
Uniwersytet stanowy Purdue (nazwa pochodzi od nazwiska właściciela ziemi подарowanej pod budynek przyszłego uniwersytetu) został założony w 1869 r. Wchodzi on w skład grupy uniwersytetów na Środkowym Zachodzie (Midwest), którą przyjęło się nazywać „Big Ten” (pomimo, tego, że aktualnie stanowi ją jedenaście uniwersytetów), która to nazwa kojarzy się raczej z nazwą jednej z lig uniwersyteckich koszykówki. Jest to jeden z lepszych uniwersytetów amerykańskich, znany przede wszystkim ze świetnej katedry astronautyki (absolwentem jej jest m.in. Neil Armstrong) oraz kierunków inżynierskich. Tak jak większość uniwersytetów amerykańskich nadających magisteria i doktoraty, (tzw. graduate institutions) jest bardzo dobrze zorganizowany, a kampus uniwersytecki jest mias-

tem samym w sobie liczącym ok. 38 tys. studentów i doktorantów (plus około ponad 5 tys. kadry naukowej i obsługi technicznej). W odróżnieniu od wrażeń opisanych przez mego kolegę w ostatnim *Fotonie* o uniwersytecie rzymskim, moje wrażenia co do porządku i organizacji są jak najlepsze. Najbliższymi dużymi miastami są Chicago (ok. 180 km na północny - zachód) oraz Indianapolis – stolica stanu (ok. 100 km na południowy – wschód). Podobnie jak sąsiednie uniwersytety – Indiana State University i University of Illinois at Urbana-Champaign – odległe ok. 120 km, uniwersytet Purdue znajduje się w środku pól kukurydzy i soi. Wpływa to bardzo dobrze na koncentrację nad nauką i pracą naukową. Mówi się, że liczba krów w Indianie przekracza liczbę mieszkańców (ok. 4,5 mln mieszkańców i ok. 1/3 terytorium Polski). Legenda mówi, iż w Indianie nie zmienia się czasu na letni czy zimowy, bo krowom nie sprawia to różnicy. Miasteczko West Lafayette liczy ok. 10 tys. stałych mieszkańców oraz prawie 4 razy tyle studentów.

Pracowałem w katedrze fizyki w laboratorium badań materiałów (Materials Research Lab), pod opieką pani Patty Metcalf, majora Gwardii Narodowej w służbie czynnej. Atmosfera w pracy była bardzo przyjemna, a moja opiekunka jest dobrym fachowcem w tej dziedzinie. Zajmowałem się hodowlą monokryształów tlenku niobu (NbO), metalu, który staje się nadprzewodnikiem w temperaturze ok. 1,5 K. Opór elektryczny tego materiału zależy liniowo od temperatury w przedziale temperatur od około 30 K do 1000 K. Ma być zatem użyty do testowania pewnych teorii stanów elektronowych w kryształach. Zagadnienie to będzie przedmiotem badań w innym zespole.

Aparatura do hodowli tych kryształów została wykonana pod kierunkiem prof. J.M. Honiga (patrz artykuł tego autora w *Fotonie* Nr 72, str. 15- 21 (2001)) i przedstawia zmodyfikowaną przez T.B. Reeda metodę Czochralskiego. Polega ona, jak wiemy, na wyciąganiu stopionego materiału z tygła za pomocą wirującego pręta chłodzonego wodą, na którym zaczyna narastać kryształ. Proces wzrostu monokryształu zajmuje 20–30 minut, ale wymaga pewnej zręczności w dopasowaniu szybkości wyciągania pręta, jego prędkości obrotowej i przyłożonego napięcia do trzech elektrod stapiających materiał (jego temperatura topnienia wynosi 2210 K). Przygotowanie aparatury do produkcji kryształów (pompy wodnej, uszczelki, ostrzenia elektrod, itp.) zajmuje znacznie więcej czasu. Po zaznajomieniu mnie z zasadami posługiwania się aparaturą cały projekt wykonywałem samodzielnie; po kilku dniach otrzymałem pierwsze monokryształy. Nie obyło się bez przygód; wystąpiła bowiem awaria uszczelki w jednym z trzech systemów chłodzenia, co skończyło się niezłym prysznicem dla mnie i dla ścian laboratorium. Po wymianie uszczelki (i uprzednim rozkręceniu części aparatury) dalsze prace przebiegały już w bardziej suchej atmosferze. Jak stwierdziła moja opiekunka, otrzymałem kryształy w rekordowym czasie (pracowałem nad nimi ok. 3 tygodni). Polak potrafi!

Otrzymane kryształy trzeba było następnie pociąć wzdłuż domniemanych (i widocznych czasami gołym okiem) płaszczyzn krystalicznych i wyszlifować. Dla tak przygotowanych próbek wykonaliśmy z panią Patty badanie struktury metodą dyfrakcji rentgenowskiej. Następnie szlifowałem próbki w oparciu o już uzyskane informacje, by wykonać zdjęcia dyfrakcyjne metodą Lauego w celu ustalenia orientacji krystalograficznej próbki. Rys. 1 przedstawia rentgenogram jednej z otrzymanych przeze mnie próbek NbO promieni odbitych od płaszczyzny $\langle 110 \rangle$ (zob. artykuł S. Wróbla w Fotonie Nr 72, str. 8–14 (2001)) tak zorientowanego kryształu. Widać piękną symetrię sześciokrotną kryształu kubicznego. Było dla mnie zadziwiającym doświadczeniem, że tak piękną strukturę atomów można uzyskać stosując tak proste metody hodowlane.



Rentgenogram próbki tlenku niobu (NbO) uzyskany metodą Lauego. Widoczna jest symetria pięciokrotna. Kryształ zorientowany jest w płaszczyźnie $\langle 110 \rangle$.

Ta letnia praktyka była dla mnie bardzo pouczająca i dała mi dużo satysfakcji. Przede wszystkim dlatego, że wszystkie prace wykonałem samodzielnie. Wydaje mi się, że studenci powinni mieć możliwość samodzielnego eksperymentowania i podejmowania jak najwcześniejszej pracy twórczej.