

ZAKŁAD FIZYKI  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej  
w Lublinie

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

**TOM VII**

**ZESZYT 2**

---

1956

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniawski (Poznań)  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa),  
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków)  
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa)  
Leonard Sosnowski, (Warszawa)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Wojciech Królikowski  
(Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Kazimierz Rosiński  
(Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Barbara Wojtowicz (Warszawa) \*

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie

ZAKŁAD FIZYKI  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej  
w Lublinie  
POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VII. ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1956

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - DZIAŁ CZASOPISM  
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 2578 + 106 = 2684	Oddano do składania 13/I 56
Ark. wyd. 8,9 druk. 7,25	Podpisano do druku 4/IV 56
Papier druk. sat. 70 g V kl. 70 × 100	Druk ukończono 7/IV 56
Cena zł 11, —	Zamówienie nr 62/56

Druk. im. Rewolucji Październikowej, Warszawa. B-7-23928



Leonard Sosnowski

Instytut Fizyki PAN

## O rekombinacji zderzeniowej nośników prądu w półprzewodnikach\*)

Dokładna znajomość procesów rekombinacji ma szczególne znaczenie dla zrozumienia tych zjawisk zachodzących w półprzewodnikach, które są związane z odchyleniem koncentracji nośników prądu od stanu równowagi termodynamicznej. Do takich zjawisk należą efekty kontaktowe w diodach krystalicznych i tranzystorach, związane z przepływem prądu mniejszościowego, fotoprzewodnictwo i efekt fotowoltaiczny oraz wiele innych.

We wszystkich tych zjawiskach decydującą rolę odgrywają czasy życia elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur w pasmie walencyjnym.

Procesy rekombinacji są od wielu lat przedmiotem licznych prac — zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych; od początku też w badaniach tych natrafiono na poważne trudności; wiele zagadnień pozostaje do dnia dzisiejszego nie wyjaśnionych.

Procesy rekombinacji możemy podzielić zasadniczo na dwie grupy, związane z:

- a) przejściami promienistymi,
- b) przejściami bezpromienistymi.

Przejścia promieniste, to jest takie, w których energia elektronu zostaje wypromieniowana w postaci fotonu, odgrywają główną rolę w przypadku fosforów. Fosfory stanowią jednak raczej wyjątkową, stosunkowo nieliczną grupę ciał; podstawowym mechanizmem rekombinacji w typowych półprzewodnikach muszą być przejścia bezpromieniste. Wiąże się to ze stosunkowo małym prawdopodobieństwem przejść promienistych, odpowiadających czasom życia stanów pobudzonych w części widzialnej i podczerwonej widma rzędu  $10^{-8}$  —  $10^{-7}$  sec.

Dokonane w ostatnich latach odkrycia w dziedzinie elektroluminescencji i fotoluminescencji półprzewodników w podczerwieni wskazują na to, że mechanizm rekombinacji promienistej może nie być całkowicie do pominięcia również i w przypadku typowych półprzewodników. W każdym bądź razie nie jest to mechanizm dominujący.

\*) Referat wygłoszony na V Wszechzwiązkowej Konferencji na temat półprzewodników, Leningrad, 15.XI.1955 r.

Za podstawowy proces rekombinacji bezpromienistej uważa się powszechnie zjawisko sprzężenia elektronu z siecią krystaliczną. Energia elektronu w procesie rekombinacji zostaje przekazana sieci krystalicznej, pobudzając ją do drgań; jest to zatem rekombinacja związana z emisją fononów.

Ponieważ maksymalna energia fononów jest rzędu  $k\Theta$ , ( $\Theta$  — temperatura Debye'a), a zatem kilku setnych elektronowolta, gdy tymczasem energia wyzwolona podczas rekombinacji jest rzędu elektronowolta, rekombinacja musi być procesem wielokwantowym, to jest musi być związana z jednoczesną emisją wielkiej liczby fononów.

Pierwsze próby teoretycznego ujęcia tego zjawiska, zapoczątkowane jeszcze w latach trzydziestych przez Möglicha i Rompego, doprowadziły do powszechnie znanych trudności, jak na przykład niezgodnego z doświadczeniem przebiegu zależności temperaturowej prawdopodobieństwa rekombinacji. Jest zrozumiałe, że rekombinacja fononowa nie może być zadowalająco wyjaśniona na gruncie teorii słabego sprzężenia elektronów z siecią. Rozwiązania można szukać na gruncie teorii silnego sprzężenia lub też wychodząc w ogóle poza ramy przybliżenia adiabatycznego. Sprawą tą nie będziemy się jednak w dalszym ciągu zajmować.

W referacie moim chcę przedstawić argumenty doświadczalne i teoretyczne, przemawiające za występowaniem nowego typu mechanizmu rekombinacji, który — jak sędzę — może odgrywać dużą rolę w półprzewodnikach.

Mechanizm ten polega na rekombinacji, związanej ze wzajemnym oddziaływaniem dwóch elektronów lub dziur, tak że energia rekombinacji jest przekazana drugiemu elektronowi. Proces ten jest odwróceniem zjawiska jonizacji przez zderzenie.

Przy jonizacji zderzeniowej energia pobudzenia jest zaczerpnięta z energii kinetycznej drugiego elektronu; przy rekombinacji, którą w dalszym ciągu będziemy nazywać rekombinacją zderzeniową, energia pobudzenia zostaje przekazana drugiemu elektronowi w postaci energii kinetycznej.

Niech  $\tau$  oznacza czas życia elektronu w pasmie przewodnictwa; wówczas  $\frac{1}{\tau}$  jest prawdopodobieństwem rekombinacji elektronu w jednostce czasu. Oznaczamy prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej przez  $\frac{1}{\tau_1}$ , prawdopodobieństwo rekombinacji fononowej przez  $\frac{1}{\tau_2}$ , prawdopodobieństwo rekombinacji zderzeniowej przez  $\frac{1}{\tau_3}$ . Wówczas:

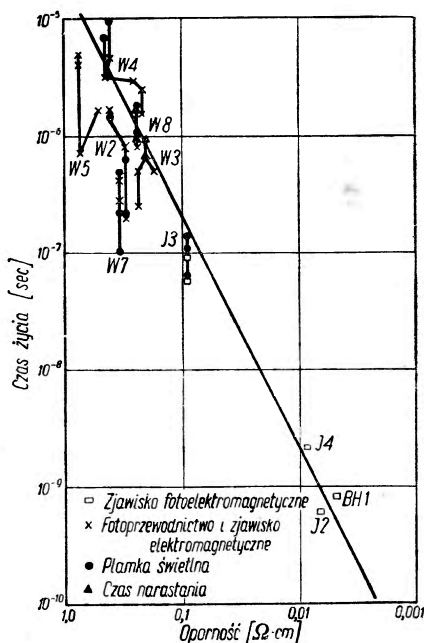
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}. \quad (1)$$

Niech ilość elektronów, które mogą rekombinować z danym centrum, wynosi  $n$  (lub analogicznie  $p$  dla dziur), wówczas prawdopodobieństwa rekombinacji promienistej i fononowej będą proporcjonalne do  $n$  (lub  $p$ ), natomiast prawdopodobieństwo rekombinacji zderzeniowej, jako wymagającej oddziaływania pary elektronów (dziur), będzie proporcjonalne do  $n^2$  (lub  $p^2$  odpowiednio).

W przypadku gdy prawdopodobieństwo jednego z mechanizmów dominuje, możemy we wzorze (1) uwzględnić tylko jeden składnik; gdy dominującym mechanizmem jest rekombinacja zderzeniowa, wówczas  $\tau \cong \tau_3 \sim n^{-2}$  względnie  $\tau \sim p^{-2}$ .

Jeżeli wykreślamy zależność  $\tau$  od  $n$  w skali podwójnie logarytmicznej, otrzymamy prostą o współczynniku kierunkowym równym 2. Wszystkie dotychczasowe dowody doświadczalne, przemawiające za występowaniem rekombinacji zderzeniowej, opierają się na wykazaniu powyższej zależności.

Pierwsze dane, dowodzące występowania rekombinacji zderzeniowej, zostały uzyskane przez T. S. M o s s a w Anglii [1] oraz w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie przez mnie i przez mego współpracownika J. Ostrowskiego [2]. Od tego czasu ukazały się na ten temat opublikowane w roku ubiegłym dwie prace doświadczalne J. A. Hornbecka i J. E. Haynesa z USA [3] oraz pierwsze próby ujęcia teoretycznego tego zjawiska przez L. Pincherle z Anglii [4] oraz N. Sclara i E. Bursteina z USA [5].



Rys. 1

W dalszym ciągu przedstawię w zarysie główne dane dotyczące prac eksperymentalnych, zaczynając od pracy M o s s a.

M o s s badał naturalną galenę, czasy życia mierzył bezpośrednio tylko dla czasów dłuższych od 1  $\mu$ sec. Czasy krótsze wyznaczał pośrednio z wielkości fotoprzewodnictwa i zjawiska fotoelektromagnetycznego. Oszacowania czasów życia nie są wolne od licznych założeń dodatkowych. M o s s przyjmuje, że wydajność kwantowa dla wszystkich próbek jest jednakowa i równa jedności, że ruchliwości dziur i elektronów są stałe

$V_{12}$  jest elementem macierzy potencjału oddziaływania elektronów:

$$V_{12} = \int \Psi_1^*(\vec{r}_1) \Psi_1^*(\vec{r}_2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \Psi_2(\vec{r}_1) \Psi_2(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2,$$

gdzie  $\Psi_1$  i  $\Psi_2$  odnoszą się do stanów początkowego i końcowego odpowiednio.

Zakładając, że energia rekombinacji  $E$  jest duża w stosunku do  $kT$ , możemy przyjąć, że elektron po zderzeniu będzie miał energię  $E$ . Wobec tego:

$$\rho(E) = \frac{4\pi W (2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} E^{\frac{1}{2}}.$$

Aby oszacować wartość liczbową  $W$ , Pincherle wprowadza założenie określonego promienia działania  $R$ ; wówczas w wyrażeniu na  $\rho$

$$W = \frac{4}{3} \pi R^3.$$

Przyjmując jako funkcje falowe stanu początkowego fale płaskie, a dla stanu końcowego elektronu związanej funkcje kulisto symetryczne ograniczone do obszaru  $R$ , otrzymujemy na prawdopodobieństwo rekombinacji wyrażenie

$$\frac{1}{\tau} = C \frac{m^{\frac{3}{2}} e^4 E^{\frac{1}{2}} R^7 p^2}{\hbar^4},$$

gdzie stała  $C$  jest zależna od wyboru funkcji falowych i wynosi 100 dla stanu  $S$ . Na wartość  $R$  Pincherle przyjmuje typowe wartości dla promieni jonowych, tj. rzędu 1 Å. Zakładając wartości liczbowe odpowiadające przypadkowi badanemu przez Haynesa i Hornbecka, otrzymujemy:

$$10^{29} < \tau p^2 < 10^{33} \text{ sec} \cdot \text{cm}^6,$$

podczas gdy wartości eksperymentalne wynoszą  $10^{32}$  dla krzemu typu  $n$  i  $10^{34}$  dla typu  $p$ . Biorąc pod uwagę niedokładność oszacowania, należy uznać zgodność za wystarczającą.

Na zakończenie chciałbym poświęcić parę uwag rozważaniom Sclara i Bursteina, opublikowanym w *Physical Review* w czerwcu ubiegłego roku. Nawiazują oni do prac doświadczalnych nad fotoprzewodnictwem germanu i krzemu w temperaturze ciekłego helu, starając się wyjaśnić wysoki współczynnik rekombinacji obserwowany w tym przypadku.

Według niezbyt dokładnych oszacowań czasy życia są rzędu  $10^{-9}$  —  $10^{-11}$  sec; tak krótkie czasy życia nie mogą być wyjaśnione za pomocą

znanych mechanizmów rekombinacji, co skłoniło autorów do próby oszacowania prawdopodobieństwa rekombinacji zderzeniowej. Obliczają oni najpierw współczynnik jonizacji zderzeniowej, zakładając przybliżenie Borna i wodoropodobne funkcje falowe dla centrum rekombinacji oraz uwzględniając wpływ ośrodka przez wprowadzanie stałej dielektrycznej.

Wyniki liczbowe ich rachunków można ująć przez podanie koncentracji nośników prądu  $n$ , przy której prawdopodobieństwo rekombinacji zderzeniowej staje się równe prawdopodobieństwu rekombinacji fononowej. Przy wyższych koncentracjach będzie dominować, oczywiście, rekombinacja zderzeniowa. Obliczone przez nich wartości  $n$  zawierają się w granicach  $1 \cdot 10^9$  do  $1 \cdot 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Jak widać, są to koncentracje bardzo małe wobec tych, z jakimi mamy zazwyczaj do czynienia w półprzewodnikach.

Bezwzględne wartości obliczonych współczynników rekombinacji nie wystarczają jednak do wytłumaczenia obserwowanych krótkich czasów życia i autorzy dochodzą do wniosku, że należy poszukiwać jeszcze innych mechanizmów rekombinacji. Nie przesądzając kwestii, z jakim zaufaniem można traktować wartości bezwzględne współczynników rekombinacji obliczone przez Sclara i Bursteina, można na podstawie ich pracy sądzić, że rekombinacja zderzeniowa może odgrywać istotną rolę nawet przy stosunkowo niskich koncentracjach nośników prądu.

Sądzę, że przedstawiony przeze mnie materiał stanowi przekonujący dowód, że rekombinacja zderzeniowa może być dominującym mechanizmem w szeregu raczej różnorodnych przypadków; można wobec tego przypuszczać, że jest to zjawisko o bardziej powszechnym znaczeniu w fizyce półprzewodników. Zebrany dotychczas materiał doświadczalny jest bardzo szczupły, a próby interpretacji teoretycznej mogą być uważane tylko za pierwszy krok w kierunku stworzenia właściwej teorii. Otwiera się tutaj interesujące pole dla dalszych prac, zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych.

#### Literatura

1. T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. B 66, 993 (1953).
2. J. W. Ostrowski, L. Sosnowski, Bull. Ac. Pol. Sci, Cl. III, 2, 385 (1954).
3. J. A. Hornbeck, J. R. Haynes, Phys. Rev. 97, 311 (1955).
4. L. Pincherle, Proc. Phys. Soc. B 68, 319 (1955).
5. N. Sclar, E. Burstein, Phys. Rev. 98, 1757 (1955).

*Friedrich Eckart*

Instytut Fizyki Ciała Stałego  
Niemieckiej Akademii Nauk  
w Berlinie (NRD)

## **Półprzewodniki elektronowe i ich rola w technice**

Do półprzewodników elektronowych zaliczamy wszystkie ciała stałe nieorganiczne, które nie należą ani do metali, ani do typowych izolatorów i nie wykazują przewodnictwa jonowego, lecz czyste elektronowe\*), jak na przykład tlenek miedziawy ( $\text{Cu}_2\text{O}$ ), selen (Se), german (Ge), krzem (Si) i inne. Rosnące wciąż w ostatnim dziesięcioleciu znaczenie półprzewodników w technice przejawia się w następujących dziedzinach ich zastosowań:

1) przewodniki działające w wyższych temperaturach, opory regulacyjne itp.;

2) prostowniki i detektory, a mianowicie: suche prostowniki selenowe i miedziowe, detektory germanowe i krzemowe, germanowe prostowniki i tranzystory;

3a) fotokatody w wypełnionych gazem lub próżniowych fotokomórkach, fotomnożnikach, lampach telewizyjnych i przetwarzaczach obrazów;

3b) półprzewodniki światłoczułe w fotokomórkach oporowych jak również w lampach telewizyjnych i półprzewodzących przetwarzaczach obrazów;

4) półprzewodzące warstwy o wtórnej emisji w mnożnikach (emisja światła przy wzbudzaniu korpuskularnym i elektronowym) i luminofory (substancje fluoryzujące lub fosforyzujące).

To zestawienie już wskazuje na zakres i różnorodność stosowania półprzewodników. W zamierzonym przeglądzie mogą być jedynie przedstawione główne zarysy rozwoju poszczególnych gałęzi.

---

\*) Rozróżnienie to nie jest ściśle, gdyż prawie zawsze obok przewodnictwa elektronowego występuje również przewodzenie elektrolityczne. Na ogół jednak jest ono nieznaczące w porównaniu z przewodnictwem elektronowym, można więc je zaniedbać.

## I. Przewodnictwo we wnętrzu półprzewodnika elektronowego

### A. Podstawy

Przewodnictwo właściwe półprzewodników  $\sigma$  jest zwykle o wiele rzędów wielkości mniejsze niż przewodnictwo metali, które wynosi od  $10^4$  do  $10^6 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . Przewodnictwo  $\sigma$  wyraża się wzorem:

$$\sigma = e n b \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \quad (1)$$

gdzie  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ A sec}$ , nabój elektronu,

$n$  = liczba nośników prądu na jednostkę objętości w  $\text{cm}^{-3}$ ,

$b$  = ruchliwość nośników prądu w  $\text{cm}^2/\text{V sec}$ ,

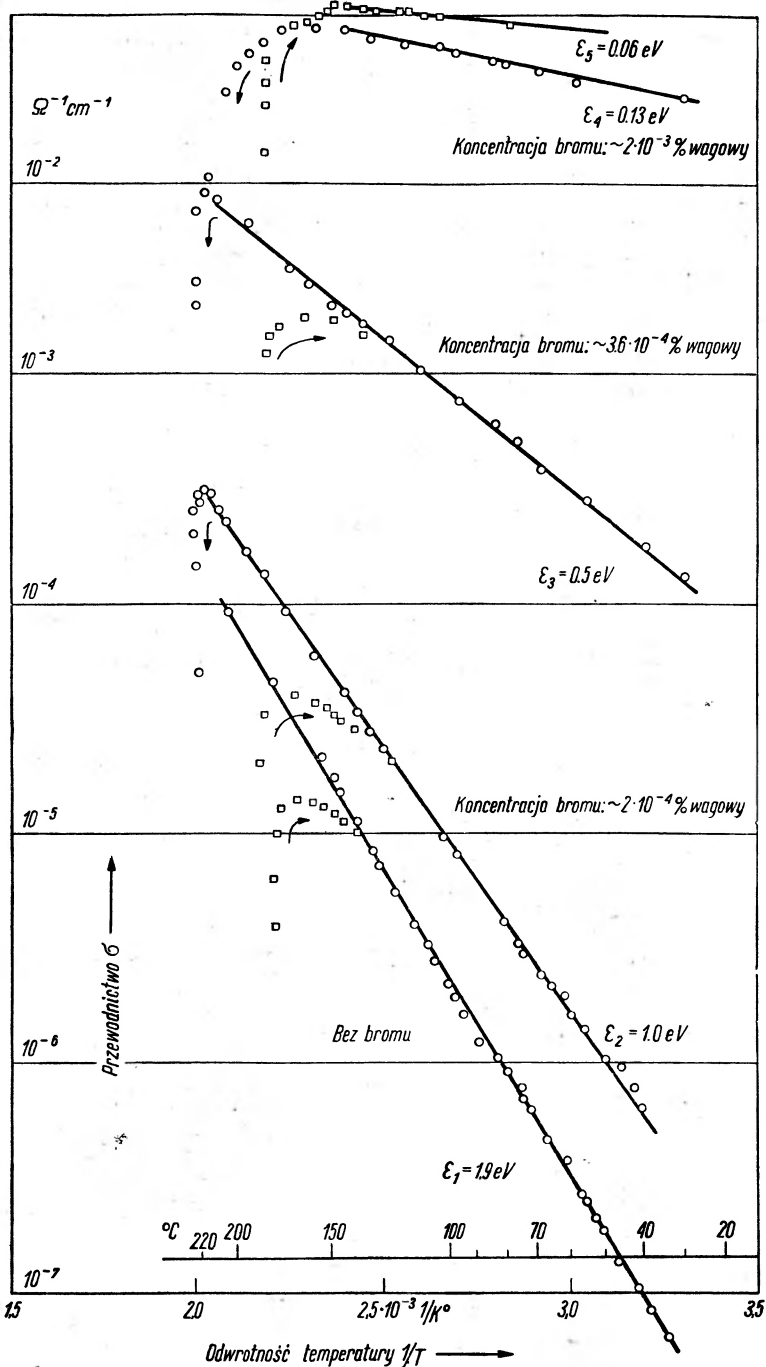
to znaczy, że jest ono proporcjonalne do ruchliwości nośników  $b$  i gęstości nośników  $n$ . Wielkości  $\sigma$ ,  $b$  i  $n$  można oszacować dwoma niezależnymi sposobami, z jednej strony dysponujemy pomiarem charakterystyk napięcie-natężenie prądu, z drugiej strony — pomiarem napięcia Halla.

Jeżeli badamy zależność przewodnictwa od temperatury, stwierdzamy, że dla półprzewodników przewodnictwo rośnie wraz ze wzrostem temperatury. Rys. 1 wskazuje przykładowo krzywe zależności przewodnictwa od temperatury dla różnych próbek selenu [1]. Od razu widoczne jest, że po pierwsze — logarytm przewodnictwa, przedstawiony w zależności od odwrotności temperatury bezwzględnej, daje zależność liniową; po drugie — zależność ta utrzymuje się ze wzrastającą zawartością bromu w próbce, lecz kąt nachylenia prostych ( $\log \sigma/1/T$ ) ze zwiększającym się przewodnictwem staje się coraz mniejszy. Przewodnictwo właściwe  $\sigma$  nie jest przeto właściwością materiału, lecz zależy od jego poprzedniej historii, w szczególności od zawartości tzw. centrów (w tym przypadku domieszek bromu). Na przykład dla selenu,  $\text{Cu}_2\text{O}$  i krzemu w zależności od rodzaju i koncentracji domieszek otrzymano następujące wahania wartości przewodnictwa:

Selen (krystaliczny)	$10^{-9}$ do $10^{-1}$	$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,
$\text{Cu}_2\text{O}$	$10^{-9}$ do $10^{-2}$	$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,
krzem	$10^{-5}$ do $10^{-2}$	$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,

To zachowanie się normalne dla półprzewodników, naprowadziło B. Gudden a [2] na myśl, że przewodnictwo ich jest przypuszczalnie związane z domieszkami i odstępstwami od składu stechiometrycznego. Przez dysocjację termiczną elektrony mogą się odrywać od centrów, jakie w sieci krystalicznej tworzą domieszki lub defekty sieci wywołane odstępstwami od składu stechiometrycznego, i poruszać się swobodnie jak elektrony w metalach. Myślą przewodnią w fizycznym wyjaśnieniu

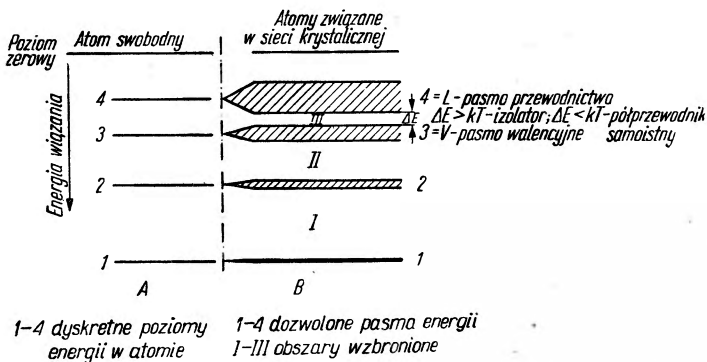




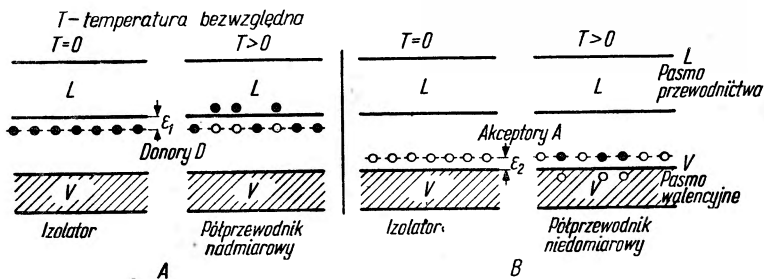
Rys. 1. Zależność przewodnictwa  $\sigma$  od odwrotności temperatury bezwzględnej dla krystalicznego selenu (znajdującego się w handlu) z domieszkami bromu o różnej koncentracji.

tego zjawiska jest założenie, że w ciele stałym, podobnie jak w pojedynczym atomie, istnieją i mogą leżeć naprzemian dozwolone i niedozwolone stany energetyczne, które można przedstawić symbolicznie jako pasma (rys. 2).

Zakłada się, że elektrony wewnątrz takiego dozwolonego pasma mogą się swobodnie poruszać, jednakże przewodnictwo jest możliwe tylko wtedy, gdy istnieją w pasmie miejsca nie obsadzone przez elektrony. Na rys. 2  $V$  oznacza najwyższe pasmo, całkowicie obsadzone w temperaturze



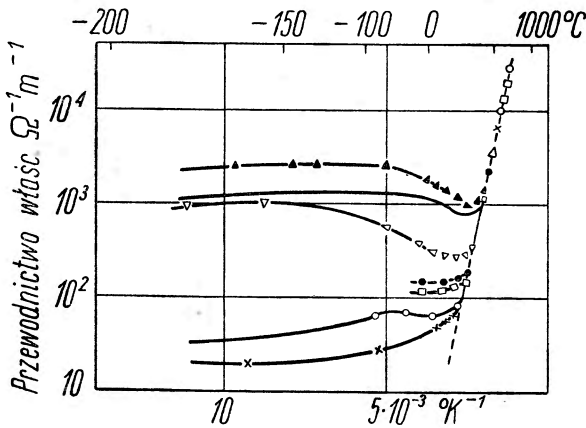
Rys. 2a. Schemat poziomów energii. A — dla atomu swobodnego, B — dla atomów w sieci krystalicznej.



Rys. 2b. Pasma energii. Model dla izolatora, półprzewodnika nadmiarowego i niedmiarowego.

absolutnego zera (zwane również pasmem walencyjnym),  $L$  — najbliższe pasmo całkowicie puste a zatem również dozwolone. Taki materiał będzie w tych warunkach izolatorem. Dopiero w wyższych temperaturach, tj. przy energiach elektronów, które pozwolą im przekroczyć odstęp energetyczny pomiędzy pasmem obsadzonym a pustym, ustala się równowaga między swobodnymi elektronami w pasmie  $L$  i dziurami po elektronach w pasmie  $V$ . Stąd wynika wykładnicza zależność przewodnictwa od temperatury. Takie samoistne przewodnictwo jest z reguły zamaskowane

przez przewodnictwo związane z domieszkami i daje się wykryć tylko w materiałach o bardzo wysokim stopniu czystości. Taką czystość najłatwiej osiągnąć przez hodowanie monokryształów przy użyciu dobrze oczyszczonych materiałów wyjściowych. Tym sposobem udało się już w wielu materiałach, jak Si, Ge, SiC, PbS i w kilku związkach intermetalicznych pomiędzy pierwiastkami III i V grupy układu periodycznego, niewątpliwie stwierdzić występowanie przewodnictwa samoistnego. Rys. 3 podaje wyniki pomiarów przewodnictwa w zależności od temperatury dla próbek germanu. Wszystkie krzywe mają dla temperatur wyższych przebieg jednakowy i niezależny od domieszek oraz historii próbki, a więc niezależny od centrów. Jak widzimy, w temperaturach niższych



Rys. 3. Zależność przewodnictwa właściwego od odwrotności temperatury bezwzględnej dla próbek germanu o różnej zawartości centrów.

istnieje silna zależność położenia i przebiegu krzywych od koncentracji centrów.

Aby wyjaśnić te wyniki doświadczalne, Peierls założył istnienie dyskretnych wartości energii związanych z obecnością centrów, umiejscowionych pomiędzy pasmami  $L$  i  $V$  (rys. 2), rozróżniając dwa rodzaje centrów: dostarczające elektronów donory ( $D$ ), które leżą w odstępnie energetycznym  $\varepsilon_1$ , poniżej pasma  $L$ , oraz pobierające elektrony akceptory ( $A$ ), w normalnym stanie niezapełnione i leżące w odstępnie  $\varepsilon_2$  powyżej pasma  $V$ . W tym przypadku pojawia się znowu przewodnictwo związane z domieszkami, wykładniczo rosnące wraz z temperaturą, którego wartość bezwzględna zależy od energii aktywacji i gęstości centrów. Z reguły wartość ta przewyższa o kilka rzędów wielkości przewodnictwo samoistne. Jonizacja donorów prowadzi do przewodnictwa elektronowego w pasmie  $L$ , tak zwanego przewodnictwa nadmiarowego lub typu  $n$ . Akceptory

zapełniając się prowadzą do przewodnictwa w pasmie V, zwanego dziurowym lub typu p (3).\*)

Taki prosty schemat nie może oczywiście wyjaśnić mnóstwa obserwowanych faktów, dlatego należałoby uzupełnić ten obraz szeregiem dodatkowych hipotez, których nie można tutaj poruszyć. W każdym razie możemy już dzisiaj opisać istotę zjawiska. Wiemy, że istnieje szereg półprzewodników, które — jak ZnO — wykazują przewodnictwo nadmiarowe, i również takie, które jak selen i Cu<sub>2</sub>O, wykazują zwykłe przewodnictwo niedomiarowe; pewna grupa materiałów natomiast w zależności od rodzaju domieszek może wykazywać zarówno przewodnictwo typu p, jak i typu n. Do tej grupy należą na przykład PbS, Ge, Si. German i krzem są pierwiastkami czwartej grupy układu periodycznego (tak jak diament i szara cyna). Wspólną cechą tych pierwiastków jest krystalizacja według typu siatki diamentu, w której pojedyncze atomy są związane ze sobą homeopolarnie. W ścisłej zależności z tym jest obserwowana w tych materiałach duża ruchliwość wyzwolonych termicznie lub fotoelektrycznie nośników prądu. Zależność właściwości przewodzących w tej grupie półprzewodników od rodzaju wbudowanych w sieć centrów jest wyjątkowo przejrzysta. Pierwiastki trzeciej grupy (B, Al, Ga, In) działają jak akceptory, pierwiastki piątej grupy (N, As, Sb, P) — jako donory, przy czym centrum jest tym łatwiejsze do wbudowania go w sieć krystaliczną, im mniejszy jest promień jonowy atomu. Również dosyć przejrzyste zachowanie wykazują intermetaliczne związki o charakterze soli, przy których według Zintla suma numerów grup pierwiastków połączonych jest większa od 5. Na przykład Mg<sub>2</sub>Si, Mg<sub>2</sub>Ge — połączenia grup II i IV; PbS, PbSe — połączenia grup IV i VI; InSb, GaSb, AlSb — połączenia grup III i V; In<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> — połączenie pierwiastków grupy III i VI itp.

Szczególnie dokładnie są badane połączenia pierwiastków grupy III-Al, Ga i In z pierwiastkami grupy V, jak P, As i Sb. W tablicy 1 zebrane są niektóre elektryczne i optyczne właściwości krzemu, germanu i kilku połączeń grup III—V, a mianowicie szerokość strefy wzbronionej otrzymana z pomiarów optycznych i elektrycznych, punkt topnienia, ruchliwość Halla, dziur i elektronów.

Niestety, zachowanie się wszystkich półprzewodników nie zawsze zgadza się z przewidywaniami teorii. Pozostaje nadzieja, że dalsze doskonalenie techniki preparowania pozwoli z czasem i te materiały ująć w ramy modelu.

\*) W ujęciu korpuskularnym przewodnictwo niedomiarowe, czyli dziurowe powstaje przez to, że miejsce brakującego elektronu zajmuje elektron sąsiadujący z dziurą przemieszczając się w kierunku pola elektrycznego. Przez to przemieszczenie powstaje przesunięcie się dziury w kierunku przeciwnym, co jest równoważne wędrowce ładunku dodatniego.

Tablica 1

Elektryczne i optyczne właściwości Si, Ge i niektórych związków grup III i V

Półprzewodnik	$\Delta E$ w eV elektr. opt.		Ruchliwość Halla w $\text{cm}^2/\text{V sec}$ przy $T = 293^\circ\text{C}$		Punkt topnienia w $^\circ\text{C}$	Efekt prostowniczy	Efekt tranzystorowy
			elektr.	dziury			
Si	1,12	1,03	1 900	425	1 420	+	+
Ge	0,75	0,72	3 600	1 800	936	+	+
AlSb	1,65	1,60	100	100	1 080	+	
GaAs	1,38	1,35	1 200	—	1 240	+	
InP	0,9	1,25	3 400	650	1 070	+	
GaSb	0,8	0,67	4 000	650	720	+	
InAs	0,47	0,33	23 000	100	936		
InSb	0,27	0,18	65 000	700	523		

### B. Zastosowania techniczne

Opory półprzewodzące znajdują się w handlu już od roku 1930. Powszechni wytwórcy używają do ich określenia różnych nazw handlowych, na przykład:

Urdox (Osram),

Thernewid (Siemens),

Thermistor (Standard-Telephone, Western Electric),

Nevi (NSF),

Negatohm (Stemag),

Opory NTC (Valvo),

Opory HRW i HLW (Teltow, NRD).

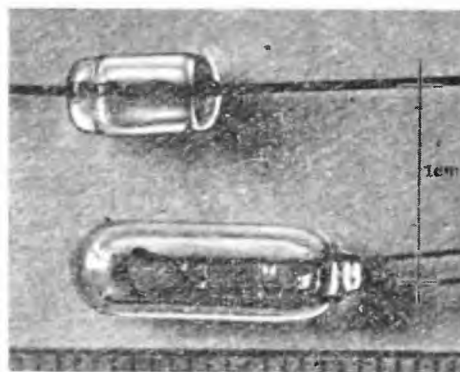
Jako materiał na tego rodzaju opory, w specjalny sposób zależne od temperatury, używano początkowo dwutlenku uranu, a następnie specjalnego połączenia magnezu i tytanu. Ostatnio ukazały się opory z tlenku żelaza  $\text{Fe}_2\text{O}_4$  z dodatkiem paru procent tlenku tytanu lub innych tlenków, jak również z mieszanin  $\text{NiO}$ ,  $\text{Mn}_2\text{O}_3$  i  $\text{Co}_2\text{O}_3$ . Sporządza się je podobnie jak ferryty. Surowiec miele się, formuje za pomocą odpowiedniego środka wiążącego z dodatkiem potrzebnych domieszek i następnie spieka. Ten ostatni proces jest bardzo istotny dla właściwości półprzewodzących. Temperatura użytkowania takich oporów, zamkniętych w naczyniach szklanych w próżni, wynosi około  $200^\circ\text{C}$ , dla oporów pracujących w powietrzu, temperatura ta wynosi zależnie od typu od 150 do

300°C. Opory tego rodzaju mogą pracować w próżni, w atmosferze wodoru, azotu lub argonu. Rodzaj i ciśnienie gazu stosuje się zależnie od wymaganych warunków przewodzenia ciepła. Szczególnym wymaganiom muszą sprostać kontakty, do których dolutowywane są druty wyjściowe (przy oporach małych rozmiarów kontakty te są sporządzane z irydo-platyny).

Tego rodzaju opory działające w wyższych temperaturach znalazły zastosowanie w różnych gałęziach elektrotechniki bądź jako opory ruchowe do motorów elektrycznych, bądź do utrzymywania stałego natężenia prądu, a także jako opory regulujące i jako opory tłumiące do



Rys. 4a. Półprzewodzące opory regulacyjne (RFT-WRN-firmy Berlin Teltow) do stabilizacji napięcia



Rys. 4b. Półprzewodzące opory do pomiarów mocy prądów zmiennych wysokiej częstotliwości RFT i UKW.

ochrony kondensatorów elektrolitycznych. Na rys. 4a i 4b podane są fotografie kilku oporów półprzewodzących, mianowicie rys. 4a przedstawia opory regulacyjne do stabilizacji napięcia, a na rys. 4b widzimy opory do pomiarów mocy prądów stałych i zmiennych. Oprócz wymienionych możliwości zastosowań opory półprzewodzące są używane w przekaźnikach opóźniających, w termometrach oporowych jako wskaźniki temperatury i w aparaturach próżniowych jako wskaźniki ciśnienia.

Jako opory niezależne od napięcia, są dzisiaj coraz częściej stosowane opory krzemowo-karbidowe, utworzone z proszku SiC za pomocą różnych materiałów wiążących. Zależność tych oporów od napięcia polega głównie na zależności oporów kontaktowych pomiędzy pojedynczymi ziarenkami.

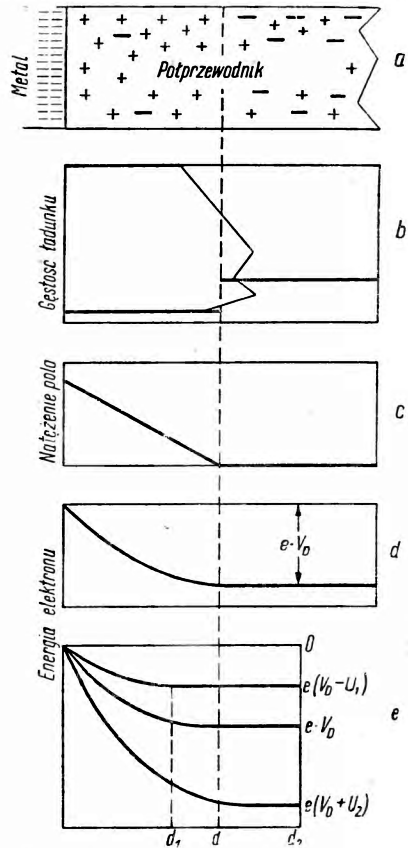
## II. Zjawiska kontaktowe w półprzewodnikach

Prawo Ohma sformułowane w równaniu (1), według którego przewodnictwo w ciele stałym powinno być niezależne od natężenia i kierunku płynącego prądu, nie jest oczywiście zawsze spełnione. Przy badaniach nad półprzewodnikami takie odstępstwa są przeważnie wysoce niepożądane, jednak odgrywają one nieraz poważną rolę, szczególnie w zastosowaniach do techniki prostowania, jak na przykład w prostownikach selenowych i germanowych oraz w fotoelementach zaporowych.

### 1. Prostowniki selenowe i miedziowe

#### A. Podstawy

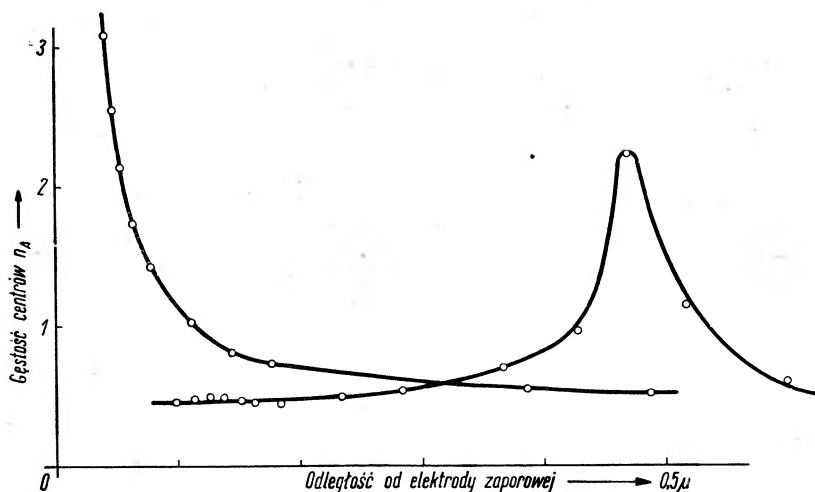
Decydującą teoretyczną podstawę potrzebną do zrozumienia zjawisk kontaktowych dała teoria Schottky'ego ładunku przestrzennego i warstwy zaporowej [4], [5]. Jeżeli półprzewodnik, w którym koncentracja swobodnych nośników prądu jest określona warunkami równowagi termodynamicznej, graniczy z metalem, to na granicy obu ośrodków równowaga ta zostanie zakłócona. W obszarze granicznym ustala się pewien rozkład elektronów i zdysocjowanych reszt atomowych, który zależy jedynie od stosunku prac wyjścia w obu obszarach. Na skutek tego powstaje dodatni ładunek przestrzenny, a przeto i pole elektryczne, tak że w przypadku nieobecności napięcia zewnętrznego ustala się pewien stan równowagi pomiędzy elektronami dyfundującymi na skutek spadku koncentracji a strumieniem elektronów wywołanym przez pole elektryczne. Ze względu na małe na



Rys. 5. Rozkład ładunku przestrzennego w warstwie granicznej pomiędzy metalem a półprzewodnikiem w przypadku idealnej granicy i bez przyłożonego napięcia zewnętrznego. Jako przykład wybrano półprzewodnik nadmiarowy. W dolnej części rysunku przedstawiono przebieg potencjału w warstwie zaporowej dla napięcia  $U_1 = \frac{V_0}{2}$  w kierunku ładowego przepływu prądu (półprzewodnik ujemny), dla przypadku bez przyłożonego napięcia oraz dla napięcia  $U_2 = 2V_D$  w kierunku zaporowym (półprzewodnik dodatni), gdzie  $V_D$  jest napięciem dyfuzji,  $d$  — grubością warstwy zaporowej



ogół koncentracje centrów w półprzewodnikach ( $10^{15}$  —  $10^{16}$  na  $\text{cm}^3$ ) a więc i stosunkowo małą gęstość ładunku przestrzennego dielektryczna warstwa podwójna rozciąga się w granicach od  $10^{-6}$  do  $10^{-4}$  cm. Na rys. 5 przedstawiony jest rozkład ładunku przestrzennego dla idealnego obszaru granicznego. Stała gęstość ładunku przestrzennego  $\sigma$  (rys. 5b) odpowiada liniowemu przebiegowi natężenia pola lub też (rys. 5c) parabolicznemu narastaniu energii elektronów (rys. 5 d-e) w kierunku od wnętrza półprzewodnika do metalu. Różnica energii  $eV_D$  pomiędzy wnętrzem półprzewod-



Rys. 6. Rozkład centrów na powierzchni warstwy zaporowej dla prostowników selenowej różnej produkcji. (w/g A. Schmidta).

nika i jego powierzchnią, tj. geometryczną granicą pomiędzy metalem a półprzewodnikiem, wyraża się następująco:

$$eV_D = \frac{1}{2} \frac{\rho e}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \cdot d^2,$$

gdzie:

$V_D$  = napięcie dyfuzji,

$\rho$  = gęstość ładunku przestrzennego,

$\epsilon$  = stała dielektryczna,\*)

$d$  = grubość warstwy zaporowej.

Z tego związku można określić grubość warstwy zaporowej  $d$ . Na przykład otrzymujemy:

dla  $V_D = 1\text{V}$ ;  $\epsilon = 5^3$  i  $\rho/e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , grubość  $d = 2 \cdot 10^{-5}$  cm, czyli 0,2  $\mu$ .

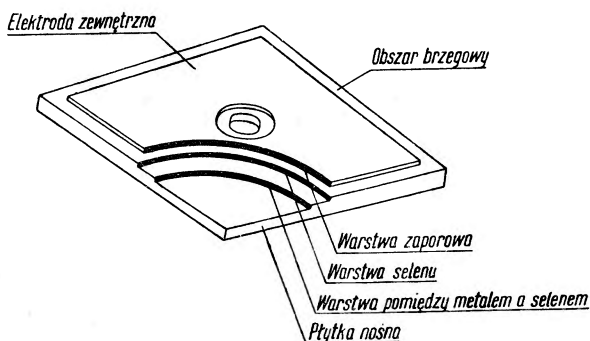
\*) Nie należy tego  $\epsilon$  identyfikować z energią dysocjacji centrów, wprowadzoną w części I.

Jeżeli do półprzewodnika przyłożymy pewne napięcie dodatnie  $U_2$ , które będzie wciągać elektrony do wnętrza półprzewodnika, wtedy energia elektronów we wnętrzu zmniejszy się o  $eV_2$ , tj. zwiększy się grubość warstwy zaporowej i skok potencjału pomiędzy półprzewodnikiem i metalem\*).

W kierunku przeciwnym (półprzewodnik ujemny) maleje grubość warstwy zaporowej oraz wysokość skoku potencjału, wobec czego w przypadku gdy  $U_1 > V_D$  ( $U_1$  przyłożone napięcie zewnętrzne), warstwa zaporowa i skok potencjału prawie znikają. Już poprzednio przeprowadzone badania z prądem zmiennym wskazywały na tego rodzaju zmiany grubości warstwy zaporowej w prostownikach [6], [7]. Zachowuje się ona podobnie jak obciążony stratami kondensator o pojemności  $C$ . Takie zmiany pojemności można mierzyć przy pomocy mostka z prądem zmiennym. Tym sposobem z zależności napięć początkowych można bezpośrednio obliczyć gęstość centrów  $n$  w warstwie zaporowej. Na rys. 6 przedstawione są obliczone tym sposobem rozkłady gęstości centrów w warstwie zaporowej różnych prostowników selenowych. Istnieją prostowniki z homogenicznym w przybliżeniu rozkładem centrów, a także i takie, które wykazują większą gęstość centrów w odległości około  $2 \cdot 10^{-4}$  cm od brzegu. Te różnice zależą od sposobu produkcji prostowników.

### B. Prostowniki selenowe

Klasyczne suche prostowniki selenowe i miedziowe mają jeszcze wciąż duże znaczenie techniczno-gospodarcze. Jednakże ostatnio prostownik miedziowy jest coraz więcej wypierany przez prostowniki germanowe i krzemowe. Prostowniki selenowe przypuszczalnie zachowają swe do-

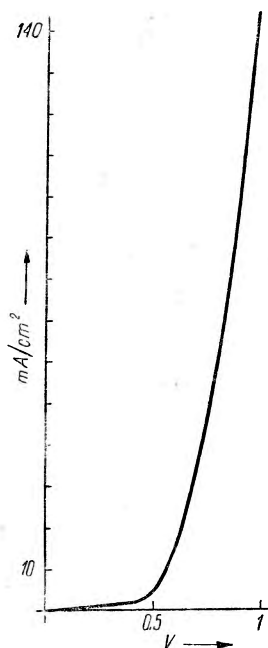


Rys. 7. Ogólny schemat budowy prostownika selenowego.

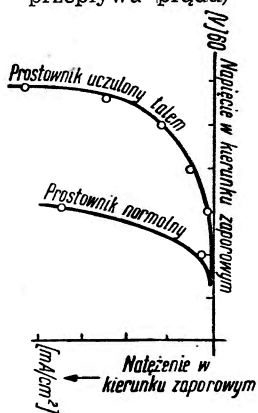
\*) Dla nośników prądu po stronie metalu wysokość skoku potencjału nie zmienia się, ponieważ ustalone w metalu ciśnienie gazu elektronowego nie zależy od stosunków energetycznych w półprzewodniku.

tychczasowe znaczenie w najbliższej przyszłości jako prostowniki do prądów większej mocy.

Schemat budowy takiego prostownika przedstawia rys. 7. Jako płytki nośne służą poniklowane blaszki żelazne lub aluminiowe z naporowaną cienką warstwą bizmutu. Na płytce nośnej znajduje się napyłona w próżni lub nasmarowana na gorąco warstwa selenu. Selen ten musi podlegać obróbce cieplnej, podczas której zmienia się z postaci amorficznej w krystaliczną, półprzewodzącą. Zmiana ta może nastąpić przy napyłaniu, gdy płytka nośna jest odpowiednio rozgrzana (około 100—150°C). Płytki są w końcu jeszcze raz ogrzewane do temperatury bliskiej temperaturze topnienia selenu (w powietrzu przy około 210°C). Po tym zabiegu dodaje się elektrodę zewnętrzną. Na te elektrody używa się obecnie cynku, bizmutu, kadmu lub innych metali. Wysokozaporowe prostowniki otrzymuje się wtedy, gdy do zewnętrznej elektrody doda się ślady talu albo kadmu. Aby otrzymać mały opór w kierunku łatwego przepływu prądu, dodaje się do selenu odrobinę jakiegoś chlorowca.



Rys. 8. Charakterystyka prostownika selenowego ARG (kierunek łatwego przepływu prądu)



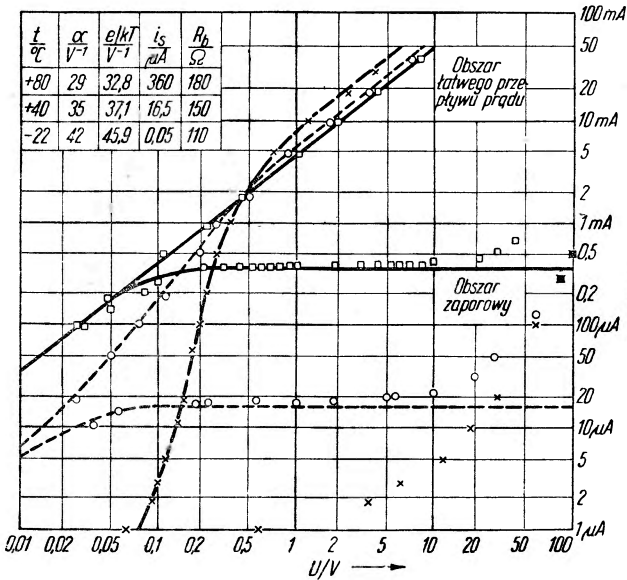
Rys. 9. Charakterystyka prostowników selenowych RFT normalnego i wysokozaporowego w kierunku zaporowym.

Charakterystyka prostownika selenowego AEG w kierunku łatwego przepływu prądu jest przedstawiona na rys. 8, charakterystyki prądu zaporowego — na rys. 9. Znaczenie prostowników selenowych w technice w ostatnich latach znowu wzrosło na skutek stałej poprawy ich właściwości, tak, że prostowniki lampowe są używane dzisiaj tylko do prądów o bardzo dużej mocy. Obok znanych zastosowań do prostowania prądu z sieci miejskiej prostowniki selenowe są coraz bardziej używane w teletechnice. Groźnym konkurentem może tu się okazać prostownik germanowy, jeżeli uda się zorganizować odpowiednio ekonomicznie jego produkcję.

## 2. Tranzystory i detektory germanowe i krzemowe

Przy omawianiu właściwości półprzewodników wspomnieliśmy już, że german może być prze-

wodnikiem zarówno typu  $n$ , jak i  $p$ . Można więc kryształ germanu tak spreparować, że obydwa rodzaje centrów będą obecne jednocześnie. Następstwem tego może być fakt, że uwolnione przez donory elektrony będą wychwytywane przez akceptory i w rezultacie kryształ nie wykaże przewodnictwa. Jeżeli jednak przeważa jeden rodzaj centrów, gdy na przykład istnieje więcej donorów, to otrzymujemy przewodnictwo typu  $n$ . Jeżeli zmienia się gęstość centrów w obrębie kryształu, mówimy o kryształach warstwowym. Dla właściwości prostowniczych istotnym jest, aby nie tylko gęstość, ale i rodzaj nośników zmienił się w pewnej strefie

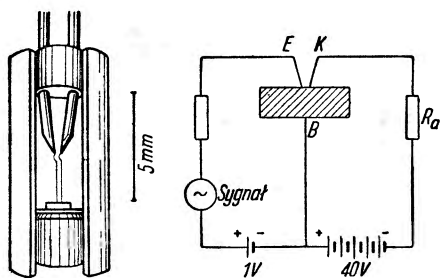


Rys. 10. Statyczne charakterystyki prostownika germanowego w różnych temperaturach. Kryształ o długości 0,7 cm  $1 \times 1$  mm<sup>2</sup> przekroju. (W/g B. Geista i K. Seilera: Phys. Verh. 2, 121, (1951)).

kryształu (warstwa inwersyjna) [8]. Podobne, chociaż nie tak przejrzyste stosunki panują w detektorach ostrzowych i warstwowym z germanu i krzemu. Rys. 10 podaje charakterystyki statyczne warstwowego kryształu germanu w różnych temperaturach. Wyróżnia się charakterystyczny wydłużony obszar stałego prądu w kierunku zaporowym i odchylenia występujące przy wyższych napięciach. Charakterystyki prądu wstecznego zależą ponadto silnie od temperatury. Napięcia wsteczne sięgają w dobrych prostownikach germanowych do kilkuset woltów. Przy prostownikach dużej mocy stosuje się chłodzenie ze względu na zależność prądu wstecznego od temperatury. Normalna temperatura pracy wynosi

dla prostownika selenowego dla prądów dużej mocy około  $180^{\circ}\text{C}$ , dla germanowego około  $65^{\circ}\text{C}$ . Bez chłodzenia prostowniki dla prądów dużej mocy osiągają natężenie prądu wyprostowanego 100 A, z chłodzeniem około 1000 A.

Dla działania wzmacniaczy półprzewodzących, zwanych tranzystorami, decydujące znaczenie ma warstwa inwersyjna. Tranzystor jest to w istocie detektor germanowy o wysokich właściwościach prostowniczych, na którego górnej powierzchni obsadzone są dwie elektrody metalowe z wolframu lub brązu, zakończone ostrzami o średnicy około  $50\ \mu$ , w odległości około 0,1 mm od siebie (rys. 11). Z ostrza emitera posiadającego niewielkie napięcie dodatnie (1 V) względem trzeciej elektrody bazy są emitowane w głąb kryształu o przewodnictwie typu  $n$  dodatnie dziury. Dziury te zbiera ujemnie względem bazy naładowany ( $-40\ \text{V}$ ) kolektor i zasila nimi prąd w swoim obwodzie. Współczynnik wzmacnienia prądowego (stosunek



Rys. 11. Schemat budowy i połączenia wzmacniacza germanowego czyli tranzystora. E — emiter, K — kolektor, B — baza

natężenia prądu kolektora do natężenia prądu emitera) wynosi od 2 do 4. Wzmocnienie mocy wynosi około 20 dB (stokrotne) i jest zależne od sposobu połączenia i oporów w obwodzie roboczym. Takie wzmacniacze półprzewodzące znalazły zastosowanie przy wzmacnianiu częstotliwości akustycznych i częstotliwości stosowanych w telewizji. Niski opór wejściowy czyni tranzystory specjalnie przydatnymi w niskoomowych obwodach tele-

nicznych. Stosunkowo małe napięcie prądu zmiennego takich obwodów wystarczają do zasilania tranzystorów. Tranzystor może być również używany jako oscylator. Skonstruowano kompletny odbiornik radiowy przy użyciu tranzystorów zamiast lamp katodowych. Obecnie opracowuje się sposoby zastosowania tranzystorów do wzmacniaczy mikrofonowych, generatorów wysokiej częstotliwości do kilku MHz oraz wszelkich urządzeń przekąźnikowych. Istotną zaletą tranzystorów jest mała objętość i niewielkie straty mocy. Wadą jest wysoki stosunkowo poziom szumu.

Z wielu względów korzystniejsze właściwości mają tranzystory warstwowe [9], [10], które coraz bardziej wypierają tranzystory ostrzowe. Dotychczas osiągnięta granica maksymalnej stosowanej do tranzystorów częstotliwości 10 MHz nie może być uważana za ostateczną.

Opracowano szereg specjalnych tranzystorów do szczególnych celów, jak na przykład tranzystor o pięciu elektrodach. Tranzystory znalazły już

szersze zastosowanie w aparatach dla słabosłyszących, we wzmacniaczach patefonowych, przenośnych radioodbiornikach, małych stacjach nadawczych, lampach Vidicon i wielu innych urządzeniach.

Opracowano również ostrzowe tetrody. Napięcie wejściowe pracuje w takich układach na dwóch elektrodach-emiterach. W obwodzie kolektora znajduje się dodatkowy obwód drgań o średniej częstotliwości. Przy pomocy takiej tetrody osiągnięto 2,5-krotne wzmocnienie częstotliwości mieszanych.

Prawdopodobnie niektóre połączenia międzymetaliczne III i V grupy układu periodycznego okażą się dobrym materiałem na tranzystory i prostowniki. W szczególności zaś takie, które odznaczają się dużą ruchliwością nośników i nie za małym odstępem energetycznym strefy wzbronionej, jak na przykład InP i GaAs. Najbliższa przyszłość powinna okazać, czy kryształy mieszane połączeń grup III i V, jak InAs-InP oraz GaAs-GaP, będą miały dogodniejsze właściwości.

### 3. Fotokomórki zaporowe

Także i zjawiska w komórkach zaporowych czułych na światło należą w istocie swej do grupy zjawisk kontaktowych. Dla przykładu rozpatrzmy płytkę prostownika selenowego z powierzchnią zewnętrzną pokrytą zamiast nieprzezroczystej elektrody cienką, przezroczystą warstwą metalu. Przy oświetleniu takiej płytki powstaje napięcie, a gdy połączymy elektrody obwodem zawierającym przyrząd pomiarowy, popłynie prąd proporcjonalny do oświetlenia. Ten fotoprąd płynie w kierunku zaporowym, czyli znak napięcia fotowoltaicznego zależy od typu przewodnictwa materiału podstawowego, użytego do budowy fotoelementu. Dla warstw selenowych (półprzewodnik niedomiarowy) na przykład kierunek fotoprądu jest przeciwny niż dla fotoelementów z siarczku kadmu (półprzewodnik nadmiarowy) [11]. Wyjaśnienie tego jest następujące [12]: absorpcja kwantu światła wywoła w warstwie zaporowej powstanie swobodnego elektronu w pasmie przewodnictwa i dziury w pasmie walcencyjnym. Na skutek dyfuzji wywołanej przez różne koncentracje elektronów w metalu i półprzewodniku ładunki będą kierowane ku różnym elektrodom, a mianowicie: przy nadmiarowym półprzewodniku dziury płyną ku elektrodzie przeciwnej.

Dla techniki ważne są przede wszystkim komórki selenowe, które znajdują się w handlu w różnych odmianach [14]. Fotoprąd zależny jest od natężenia światła padającego i użytych przy pomiarach oporów. Maksimum czułości takich komórek leży przy 580 m $\mu$ ;<sup>\*)</sup> granica długofalowa

<sup>\*)</sup> Maksimum czułości oka ludzkiego leży przy 550 m $\mu$ .

czułości sięga do 900 m $\mu$ . Selenowe komórki zaporowe znalazły między innymi zastosowanie we wszystkich działach fotometrii obiektywnej i w urządzeniach liczących.

Spośród komórek zaporowych znaczenie w technice mają również komórki talofidowe oraz komórki z siarczku ołowiu ze względu na czułość sięgającą dalej w podczerwień.

Wysoka wydajność zjawisk fotoelektrycznych w krzemie, wynosząca około 4—6%, doprowadziła ostatnio do opracowania „baterii słonecznych“, dających moc około 60 W na m<sup>2</sup> powierzchni. Napięcie w obwodzie otwartym takich baterii wynosi około 0,75 V, gęstość prądu 4,8 mA/cm<sup>2</sup>. Ostatnio sporządzono podobne fotoelementy *n-p* z Ga As, który ze względu na dużą szerokość strefy wzbronionej może dać większe napięcia generowanych prądów i większe wydajności energetyczne.

### III. Zjawiska fotoelektryczne w półprzewodnikach

Do zjawisk fotoelektrycznych w półprzewodnikach zaliczamy wszystkie takie efekty, przy których absorpcja światła prowadzi do wytworzenia nośników prądu. Zjawiska te występują w licznych substancjach dla promieniowania o różnych długościach fali — od podczerwieni do ultrafioletu. W ciałach stałych odróżniamy wewnętrzne i zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne, zależnie od tego, czy wyzwalały elektron znajdzie się na zewnątrz ośrodka absorbującego światło, czy też jego wyzwolenie zachodzi tylko wewnątrz ośrodka.

#### 1. Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne

Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne w metalach jest w głównych rysach teoretycznie zupełnie wyjaśnione. Praktyczne znaczenie zyskał jedynie selektywny zewnętrzny fotofekt w metalach alkalicznych. O wiele większe zastosowanie praktyczne uzyskały półprzewodzące katody alkaliczne z utlenioną warstwą zewnętrzną oraz półprzewodzące katody ze stopów cezu. Przy pierwszych, które nazywamy katodami złożonymi, używamy jako metalu podstawowego srebra, a jako warstwy dodatkowej — tlenków metali alkalicznych. W warstwie tej metal alkaliczny i srebro znajdują się w stanie rozdzielania na atomy. Sелеktywne maksima fotofektu przesuwają się w miarę wzrostu ciężaru atomowego — od potasu przy 0,48  $\mu$  do cezu przy 0,8  $\mu$ .

W katodach stopowych powstają związki intermetaliczne antymonu z metalami alkalicznymi, które mają charakter półprzewodzący. Katoda CsSb wykazuje maksimum czułości przy 0,45  $\mu$  i większą niż inne czułość prądową ( $E$  od 20 do 100  $\mu$ A/lm). Ponieważ granica długofalowa jej foto-



czułości sięga do  $0,7 \mu$ , termiczna emisja tej katody jest w porównaniu z katodami  $\text{AgCs}_2\text{O}$ ,  $\text{Ag-Cs}$ , czułymi na dalszą podczerwień, nieco mniejsza.

Tabela 2

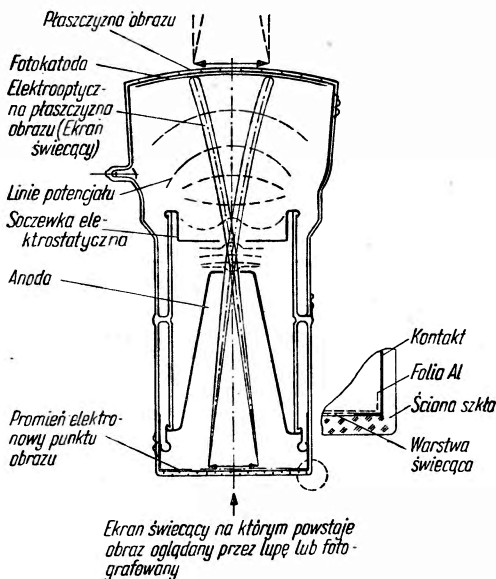
Warstwa	Maksimum czułości w $\mu\text{m}$	Granica długo-falowa	Średnia czułość w $\mu\text{m}/\text{lm}$	Termo-emisja $\text{A}/\text{cm}^2$	Wydajność kwantowa w %
Katoda warstwowa: $\text{AgCs}_2\text{OAgCs}$	0,75 — 0,8	1,1 — 1,3	20 — 50	$10^{-15}$	1,1 — 1
Katody stopowe: $\text{Cs}_3\text{Sb}$	0,45	0,7	30 — 100	$10^{-16}$	1 — 10
$\text{CsBi}$ z $\text{O}_2$	0,46	0,8	10 — 25		
$\text{Cs}_3\text{Sb CsBi}$	0,45	0,8	20 — 80		
$\text{LiSb}$	0,43	0,57	5 — 20	$10^{-17}$	

Dla celów handlowych został opracowany cały szereg fotokomórek. Możliwości ich zastosowań są tak duże i rozmaite, że wyliczenie ich przekracza ramy niniejszej pracy. Fotokomórki takie są z reguły umieszczone w bańkach szklanych, rzadziej w kwarcowych, i z wyglądu przypominają lampy radiowe. Na ogół są one zaopatrzone w cokoły wtyczkowe, katoda, a więc warstwa fotoczuła, znajduje się zwykle u góry. Czułość takich komórek może być znacznie podwyższona przez napełnienie bańki gazem szlachetnym (tak zwane komórki gazowe). Dla takich komórek poziom szumu jest jednak nieco wyższy i charakterystyka zakresu stosowanych częstotliwości mniej korzystna niż dla komórek próżniowych, których właściwości są do  $10^{+8}$  Hz niezależne od częstotliwości.

Opisane fotokatody są używane w specjalnych elektrooptycznych lampach, jak na przykład we wzmacniaczach i przetwarzaczach obrazów w lampach telewizyjnych typu Ikonoskopów oraz w fotomnożnikach. Wzmacniacze i przetwarzacze obrazów uzupełniają zdolności obserwacyjne oka ludzkiego w dziedzinie fal podczerwonych i ultrafioletowych. Obydwa przyrządy mają podobny kształt, a różnią się jedynie wrażliwością na różne dziedziny widma. Składają się one zasadniczo z fotokatody, systemu soczewek elektrooptycznych i ekranu świecącego (rys. 12). Sposób ich działania jest następujący: obiektyw astronomicznej lunety lub mikroskopu tworzy obraz optyczny przedmiotu na półprzezroczystej fotokatodzie. Z niej pod wpływem oświetlenia emitowane są elektrony, które soczewka elektrostatyczna przetwarza w obraz rzeczywisty na ekranie świecącym. Dla wzmacniania obrazów rentgenowskich stosowane są ostatnio wzmacniacze [15], w których warstwa fotoczuła jest umieszczona bezpośrednio na ekranie wzbudzonym przez pierwotne promieniowanie rentgenowskie.

Sam ekran naniesiony jest na wewnętrzną stronę górnej części bańki szklanej przyrządu.

Przetwarzacz obrazów może rozszerzyć znane sposoby obserwacji na takie przypadki, gdzie zjawiska odbicia i przezroczystość ośrodków w podczerwieni oraz ultrafiolecie wykazują istotne różnice. Między innymi przetwarzacz promieni podczerwonych może mieć istotne znaczenie dla diagnostyki, a nawet terapii oka. Przetwarzacze obrazów mogą być z powodzeniem zastosowane do kontroli materiałów fotograficznych. W astronomii robi się próby użycia przetwarzaczy do obserwacji widma słońca



Rys. 12. Przetwarzacz względnie wzmacniacz obrazów.

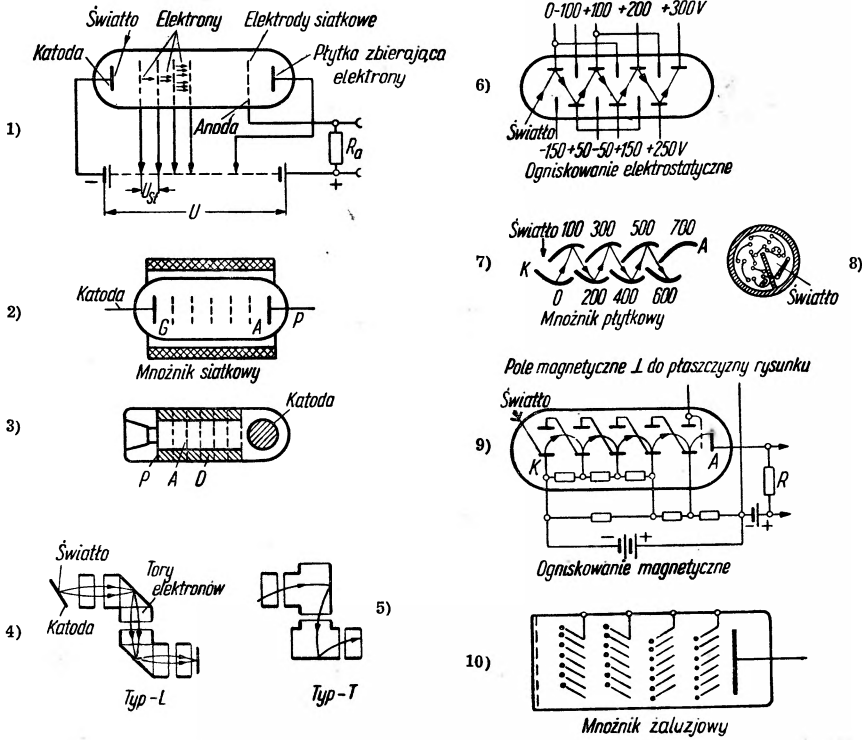
w podczerwieni [16]. Z pomiarów czułości lamp przetwarzających i wzmacniających obrazy wynika, że są one 50 razy czulsze niż klisze fotograficzne. Istnieją możliwości zastosowania przetwarzaczy i wzmacniaczy obrazków do mikroskopii w podczerwieni i ultrafiolecie. I w tej dziedzinie mogą one w istotny sposób rozszerzyć możliwości obserwacji poza granice czułości naszego oka.

Opisane fotokatody oraz półprzewodzące preparowane warstwy, emitujące wtórne elektrony, znalazły zastosowanie w fotomnożnikach. Fotomnożnikiem w ogólnym znaczeniu nazywamy takie urządzenia wzmacniające, w którym padające światło pobudza od-

powiednio dobraną i przystosowaną warstwę fotoczułą do emisji elektronów. Te elektrony są kierowane przez odpowiednie urządzenia na inne warstwy, emitujące wtórne elektrony w ten sposób, że efekt jest wielokrotnie powtórzony i pomnożony. Praktyczne znaczenie udało się zdobyć jedynie fotomnożnikom statycznym (rys. 13). Urządzenie pojedynczego stopnia w mnożniku polega na odpowiednim doborze rodzaju i kształtu elektrod. Przy mnożnikach siatkowych precyzyjne siatki są zwykle ustawione pionowo jedna nad drugą, przy mnożnikach płytkowych uporządkowanie wynika z geometrycznego kształtu płytek. Rys. 14 przedstawia fotomnożnik siatkowy z dobrze izolowaną obudową siatek i fotokatodą o stosunkowo dużej powierzchni [17]. Przy tych warunkach konstrukcyjnych i starannym przestrzeganiu warunków pracy takiego fotomnożnika możliwe jest zredukowanie prądu ciemnego tylko do czystej

emisji termicznej fotokatody. Emisja termiczna katody czulej na podczerwień do długości fali  $1,17 \mu$  wynosi  $1 \cdot 10^{-15} \text{ A/cm}^2$  [18], a katody czulej do  $0,7 \mu$  antymonowo-cezowej — do  $1,5 \cdot 10^{-16} \text{ A/cm}^2$  \*).

Fotomnożniki służą do pośredniej detekcji promieniowania ultrafioletowego, widzialnego i podczerwonego oraz promieni korpuskularnych i  $\gamma$ .

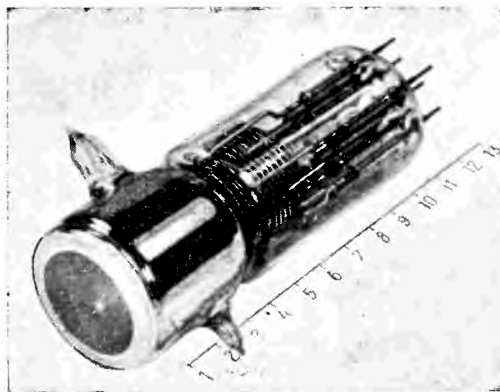


Rys. 13. Różne rodzaje budowy statycznych mnożników: 1 — 3 mnożniki siatkowe; 4—9 mnożniki płytkowe, 10 — mnożniki „zaluzjowe“

Znajdują one coraz szersze zastosowanie w fotometrii, kolorymetrii, w przyrządach do pomiarów odbicia i ugięcia światła, do pomiarów przezroczystości i stopnia zmętnienia ośrodków itp. W astronomii oddają cenne usługi przy fotometrii gwiazd, przy analizie widmowej. Oprócz tego stosowane są do badań luminoforów, w filmie dźwiękowym i telewizji oraz jako liczniki scyntylacyjne w badaniach fizyki jądrowej. Poza tym mnożniki są używane jako generatory impulsów w fizykoterapii [19].

\*) Pomiaru nieopublikowane.

Fotokatody, których działanie oparte jest na zjawisku fotoelektrycznym zewnętrznym, znalazły zastosowanie w lampach telewizyjnych, jak Ikonoskopy,



Rys. 14. Fotografia elektrostacyjnego mnożnika z dużą przezroczystą katodą i dobrze izolowanymi doprowadzeniami (Opracowany przez Instytut H. Hertza Niemieckiej Akademii Nauk, Berlin-Adlershof.)

Superikonoskopy oraz lampy typu Emitron, Orthicon i Image-Orthicon. Wyjątek stanowi lampa Vidicon, która pracuje z warstwami półprzewodzącymi. Ikonoskopy są dziś w studiach telewizyjnych zastępowane przez Superikonoskopy. Te ostatnie zaś zostały w ostatnich latach udoskonalone i przekształciły się w Rieselikonoskopy; lampy te odpowiadają w zupełności dzisiejszym wysokim wymaganiom technicznym [20]. Omawianie działania takich lamp wykraczałoby poza ramy niniejszego artykułu.

## 2. Wewnętrzne zjawisko fotoelektryczne

Fotoprzewodnictwo, tj. zmiana przewodnictwa pod wpływem oświetlenia, powstaje analogicznie jak szczegółowo omówione przewodnictwo przez dysocjację centrów na swobodne elektrony i nieruchome jony, która w tym przypadku spowodowana jest nie przez energię termiczną, ale przez absorpcję światła. Oczywiście i inne promieniowanie o dostatecznej energii prowadzi do fotoprzewodnictwa. Fotoprzewodnictwo jest charakterystyczną właściwością większości półprzewodników i wielu izolatorów. W izolatorach elektrony wyzwolone na skutek absorpcji kwantu świetlnego mogą przesuwac się pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego tylko na pewnym ograniczonym odcinku (średnia droga przesunięcia), póki ładunek przestrzenny ze względu na brak dalszego dostarczania elektronów nie zostanie skompensowany przez ładunek nieruchomych jonów. Przy materiałach o ciemnym przewodnictwie takie ładunki przestrzenne nie występują i możliwe jest wzmocnienie prądu przez światło.

Z licznych znanych fotoczułych półprzewodników specjalne znaczenie w technice zdobyły fotokomórki z następujących materiałów:

- 1) fotokomórki oporowe z monokryształów CdS ( $0,48/0,55 \mu$ ),\*)
- 2) fotokomórki selenowe ( $0,7/0,8 \mu$ ) oraz selenowo-telurowe ( $0,8/0,95 \mu$ ,
- 3) fotokomórki z siarczku talu ( $1/1,4 \mu$ ),

\*) Pierwsza liczba wskazuje długość fali dla maksimum fotoczułości, druga — granicę długofalową fotoczułości w temperaturze pokojowej.

- 4) fotokomórki z siarczku ołowiu ( $2,2/3,4 \mu$ ) i selenku ołowiu ( $3,3/5,6 \mu$ ),
- 5) fotodiody germanowe ( $1,4/2 \mu$ ) i krzemowe ( $0,9/1,3 \mu$ ),
- 6) warstwy z trójsiarczku antymonu ( $0,45/0,6 \mu$ ) oraz
- 6a) warstwy z amorficznego selenu ( $0,6/0,75 \mu$ ) wysoko oporowe i fotoczułe, stosowane w lampach telewizyjnych Vidicon.

Dla praktycznego użytku oprócz czułości progowej (zdefiniowanej jako najmniejszy sygnał jeszcze rejestrowany przez komórkę) ma znaczenie reaktywność (czułość) na promieniowanie przerywane. Fotokomórki półprzewodzące, mające nie dający się zaniedbać prąd ciemny, jak na przykład PbS, PbSe, pracują przy oświetleniu przerywanym i wzmacnianym impulsem elektrycznym, w celu wyeliminowania wkładu prądu ciemnego.

Obok promieniowania podczerwonego, widzialnego, ultrafioletowego i  $\gamma$  półprzewodniki reagują również na promienie korpuskularne, na przykład promienie  $\beta$ . Znany jest wpływ promieniowania elektronowego na właściwości prostownicze i fotoprzewodnictwo warstw selenowych, tlenku miedziawego, siarczku kadmu, germanu i krzemu. Jak dotychczas, opracowane zostały zaledwie tylko pojedyncze przyrządy, oparte na tych właściwościach, i to przeważnie z fotoczułymi warstwami CdS. Przyszłość okaże, czy zjawisko to zostanie wykorzystane w technice.

*Tłumaczyła H. Chęcińska*

#### Literatura

1. F. Eckart, Ann. Phys. **14**, 233—252 (1954).
2. B. Gudden, Erlanger Berichte **62**, 289 (1930).
3. Peierls, Ergeb. d. exakt. Naturwiss. **11**, 264 (1932).
4. W. Schottky, Zs. f. Phys. **113**, 367—414 (1939).
5. W. Schottky u. E. Spenke, Wiss. Ver. d. Siemens-Werke **18**, 225—291 (1939).
6. W. Schottky u. W. Deutschmann, Phys. Zs. **30**, 839 (1929).
7. A. Schmidt, Zs. f. Phys. **117**, 757 (1941).
8. F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal, W. Shockley, Phys. Rev. **81**, 637 (1951).
9. W. Shockley, Bell Syst. Techn. Journal **28**, 453 (1949).
10. R. L. Wallace, W. J. Pietenpol, Bell Syst. Techn. Journ. **30**, 530 (1951).
11. F. Eckart, B. Gudden, Naturwiss. **29**, 575 (1941).
12. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London **171**, 281 (1939).
13. K. Lehovec, Zs. f. Naturf. **1**, 258 (1946).
14. VEB Carl Zeiss, Jena, Druckschrift Nr C 2 40-036.
15. F. Eckart, Ann. d. Phys. **14**, 1—13 (1954).

16. O. Hachenberg, *Die Himmelswelt* **56**, 108—113 (1949).
17. F. Eckart, *Ann. d. Phys.* **11**, 181 (1953).
18. F. Eckart, Verhalten des Dunkelstromes von Sekundar-Elektronen Vielfachern mit (Ag)-Cs<sub>2</sub>O, Cs-Ag Fotokathoden, *Ann. d. Phys.*, w druku.
19. G. Maurer, *Das Elektron*, **3**, 175—182 (1954).
20. F. Eckart, C. Kunze, *Nachrichtentechnik* **4**, 29—32 i 81—84 (1954).

*Henryk Cofta*

Zakład Ferromagnetyzmu i Ferroelektryczności  
Instytutu Fizyki PAN

## Rola elektronów przewodnictwa w zjawisku ferromagnetyzmu

Zjawisko ferromagnetyzmu polega, jak wiadomo, na występowaniu samoistnego namagnesowania w obszarach mikroskopowej wielkości, zwanych domenami Weissa. Namagnesowanie to jest rezultatem spontanicznego równoległego ustawiania się elementarnych momentów magnetycznych w obrębie domeny bez udziału zewnętrznego pola magnetycznego. Osiąga ono wysokie wartości nawet w nieobecności pola zewnętrznego i w temperaturach niezbyt bliskich temperatury Curie niewiele różni się od wartości namagnesowania nasycenia bezwzględnego.

Pomiary, oparte na zjawiskach magnetomechanicznych, zwłaszcza na zjawisku Einsteina — De Haasa, wskazują, że w ferromagnetykach decydującą rolę grają spinowe momenty magnetyczne. Ponieważ związane są one ze spinowymi momentami pędu  $\vec{S}$  prostą proporcjonalnością

$$\vec{M} = \frac{e}{m} \vec{S}, \quad (1)$$

przeto zwykle mówimy po prostu o spinach tam, gdzie rozpatrujemy ustawienie spinowych momentów magnetycznych.

Jeżeli chodzi o przyczyny, powodujące zgodnie równoległe ustawianie spinów, to z prostego szacowania wynika, że nie mogą to być wzajemne oddziaływania magnetyczne między dipolowymi momentami magnetycznymi, gdyż takie oddziaływania są w zwykłych temperaturach zbyt słabe; mogłyby one doprowadzić do ferromagnetyzmu jedynie w bardzo niskich temperaturach rzędu 1°K. Właściwy rząd wielkości mają natomiast oddziaływania zwane oddziaływaniami wymiany. Pomimo słabości i niekonsekwencji dotychczasowych kwantowych teorii ferromagnetyzmu wydaje się rzeczą niewątpliwą, że te właśnie oddziaływania są istotną przyczyną równoległego ustawiania spinów. Oddziaływania wymiany wynikają z identyczności elektronów i z zasady Pauliego. Na podstawie rozważań o permutowaniu identycznych elektronów wykazuje się (Dirac [1]), że tego typu oddziaływania między elektronami można traktować



jako sprzężenia między spinami tych elektronów. Według Diraca, energia  $H_{kl}$  oddziaływania wymiany pomiędzy  $k$ -tym a  $l$ -tym elektronem wyraża się (po odrzuceniu składnika stałego) wzorem:

$$\hat{H}_{kl} = -2A_{kl} \hat{S}_k \cdot \hat{S}_l, \quad (2)$$

gdzie  $A_{kl}$  oznacza heisenbergowską całkę wymiany pomiędzy elektronem  $k$  i  $l$ , a  $\vec{S}_k$  i  $\vec{S}_l$  odpowiednio spiny tych elektronów. Jak widać, zachodzą dwie możliwości ustawienia spinów pod wpływem oddziaływania wymiany, w zależności od znaku całki wymiany. Dla  $A_{kl} > 0$  najkorzystniejsze energetycznie będzie ustawienie zgodnie równoległe, a dla  $A_{kl} < 0$  korzystniejsze jest przeciwrównoległe.

A zatem teoria, mająca wyjaśnić zjawisko ferromagnetyzmu, musi zdać sprawę z tego, które oddziaływania wymiany należy brać pod uwagę i jaki jest dla nich znak całki wymiany. W ferromagnetyku mamy bowiem kilka możliwości wzajemnych oddziaływań wymiany pomiędzy elektronami lub — inaczej mówiąc — pomiędzy ich spinami. Ferromagnetyzm (tak samo jak antyferromagnetyzm) wiąże się ściśle z występowaniem pierwiastków przejściowych, tj. posiadających niekompletne warstwy wewnątrz elektronowej powłoki atomu. Najważniejszym przykładem będą tu cztery spośród metali przejściowych o niezapełnionych warstwach  $3d$ , a mianowicie:

Pierwiastek	Konfiguracja elektr. zewn.
Mn	$3d^5 4s^2$
Fe	$3d^6 4s^2$
Co	$3d^7 4s^2$
Ni	$3d^8 4s^2$

(Podana tu konfiguracja elektronów zewnętrznych dotyczy izolowanych atomów). Oprócz wyżej wymienionych pewną rolę w ferromagnetykach i antyferromagnetykach gra kilkanaście innych pierwiastków przejściowych o niekompletnych warstwach  $d$  lub  $f$  (np. V, Cr, Nb, Mo i Gd). Rola tych pierwiastków w ferromagnetykach jest zupełnie zrozumiała, jeśli się zauważy, że warstwy zapełnione mają spin wypadkowy zero i we wzajemnych oddziaływaniach nie biorą udziału. Moment magnetyczny związany z atomem (jonem, rdzeniem) siatki metalicznej może więc występować jedynie jako moment wypadkowy niewypełnionej warstwy elektronowej, gdyż elektrony najbardziej zewnętrzne, tzn. z warstwy  $s$ , w stanie metalicznym oderwane są od atomu lub przechodzą do warstwy  $d$ .

Nawet w substancji złożonej z atomów jednego tylko pierwiastka można rozpatrywać trzy kategorie oddziaływań wymiany\*):

- I.  $d - d$  oddziaływanie pomiędzy wypadkowymi spinami warstw  $d$  sąsiednich atomów,
- II.  $d - s$  „ pomiędzy spinem warstwy  $d$  a spinami elektronów  $s$ ,
- III.  $s - s$  „ pomiędzy spinami elektronów  $s$ .

W rzeczywistości stosunki przedstawiają się nieco inaczej. Podział elektronów zewnętrznych (w naszym przypadku elektronami zewnętrznymi są elektrony warstw  $d$  i  $s$  lub  $f$  i  $s$ ) według warstw przez nie zajmowanych nie odpowiada istocie sprawy, to znaczy nie rozgranicza ich roli. Ściśle biorąc, dla rozpatrzenia oddziaływań istotnych dla zjawiska ferromagnetyzmu należy rozróżniać elektrony „atomowe“, zlokalizowane w pobliżu danego atomu, i elektrony przewodnictwa (kondukcyjne), oderwane od atomu, wspólne dla całego kryształu i poruszające się quasi-swobodnie pomiędzy atomami. Podział ten można zdefiniować ściślej np. w ten sposób, że elektronami atomowymi nazwiemy elektrony o małej wartości bezwzględnej całki wymiany między przyległymi atomami, a elektronami przewodnictwa — odpowiednio elektrony o dużej wartości tej całki [37]. Dla metali przejściowych taki podział nie pokrywa się z podziałem na elektrony  $d$  i elektrony  $s$  atomu izolowanego. Jeżeli w przypadku atomu związanego chcemy mówić nadal o rozmieszczeniu elektronów w różnych warstwach, to musimy przyjąć, że rozmieszczenie to jest inne niż w stanie izolowanym. Można wówczas uprościć zagadnienie tak, jak to robi większość spośród cytowanych tu autorów. Przyjmują oni mianowicie taką konfigurację dla stanu metalicznego, aby elektrony  $s$  metalu były poprostu elektronami przewodnictwa, a elektrony  $d$  nowej konfiguracji — elektronami atomowymi. Takie podejście, oparte na pojęciu zmienionej konfiguracji, jest jednak mniej ściśle od poprzednio omówionego.

Jeśli chodzi o konkretne liczby, dotyczące konfiguracji elektronów zewnętrznych w stanie metalicznym (a tym samym o liczbę elektronów przewodnictwa na atom), to zdania poszczególnych autorów są bardzo rozbieżne. Chodzi o to, aby uzyskać zgodność z danymi empirycznymi, dotyczącymi atomowych momentów magnetycznych, wartościowości itp. Na przykład Slater [4] [5] aby otrzymać eksperymentalną wartość 2,22 magnetonów Bohra na atom żelaza, założył, że w kryształach tego pierwiast-

\*) Oprócz oddziaływań tutaj wymienionych uwzględnia się również tzw. wymianę podwójną [16], [20], polegającą na oddziaływaniu pośrednim poprzez jony niemagnetyczne, oraz tzw. nadwymianę [2], [3], polegającą na oddziaływaniach pomiędzy stanami pobudzonymi. W niniejszym artykule spraw tych nie będziemy poruszać.

ka 0,22 elektronów na atom znajduje się w warstwie 4s, a 7,78 elektronów w niezapełnionej warstwie 3d. Według wzoru, jaki wynika z reguł dotyczących budowy warstwy d (zob. niżej wzór (3) oraz uwagi o regułach Hunda), taka liczba elektronów  $d$  daje żadaną wartość momentu atomowego. Liczba elektronów przewodnictwa (które autor identyfikuje z elektronami  $s$ ) na atom wynosi wówczas 0,22. Zener [6] sądzi, że co najmniej jeden elektron 4s będzie w kryształach żelaza przemieszczony do warstwy 3d, gdyż wtedy spełniony jest warunek na minimum energii kinetycznej Fermiego. Liczba elektronów kondukcyjnych na atom jest przy tym założeniu również mniejsza od 1. Jeszcze inną kombinację dla czystego żelaza zakłada Pauling w koncepcji podanej w końcowej części niniejszego artykułu. Przyjmuje on mianowicie konfigurację  $3d^{2,22}4s^{5,78}$ , co według wzoru (3) daje również 2,22  $M_B$  na atom ( $M_B$  oznacza tu magneton Bohra).

Usiłowania ustalenia liczby elektronów przewodnictwa są istotne dla uproszczonych koncepcyj modelowych. Przy ścisłym ujęciu tej sprawy należałoby wszystkie elektrony traktować jako częściowo związane, a częściowo skolektywizowane. Trzeba bowiem zauważyć, że podział elektronów na atomowe i kondukcyjne jest czysto umowny. Dotyczy on różnicy ilościowej, a nie jakościowej, jak to się na pierwszy rzut oka wydaje. W rzeczywistości bowiem każdy z elektronów  $d$  jest w pewnym stopniu skolektywizowany i bierze udział w przewodnictwie — i odwrotnie, każdy z elektronów  $s$  jest w pewnej mierze indywidualnie związany z atomem, jakkolwiek bardzo słabo. Przy takim podejściu wynik rachunków, uwzględniających wzajemne oddziaływanie elektronów, przypuszczalnie byłby tylko słabo zależny od doboru przybliżonych wartości odpowiednich parametrów kolektywizacji. Podejście takie reprezentuje w pewnej mierze teoria „kolektywna“, rozwijana przez Stonera [7, 8] i Wohlfahrta [9, 10], a w mniejszym stopniu także teoria Hurwita (zob. Van Vleck [11]).

Ujmując sprawę z punktu widzenia wprowadzonego wyżej podziału, możemy mówić o oddziaływaniach między spinami elektronów atomowych ( $a$ ) i elektronów przewodnictwa ( $c$ ). Zgodnie z tym rozpatrzmy więc następujące trzy kategorie oddziaływań wymiany:

- I.  $a - a$  — oddziaływ. pomiędzy wypadkowymi spinami elektronów atomowych sąsiednich atomów,
- II.  $a - c$  „ „ pomiędzy spinem atomowym a spinami elektronów przewodnictwa.
- III.  $c - c$  „ „ pomiędzy spinami elektronów przewodnictwa.

Należy jednak zauważyć, że każdy ze spinów  $c$  jest sprzężony z każdym ze spinów  $a$ . Oddziaływanie  $a - c$  pociąga więc za sobą automatycznie wy-

stępowanie drugiego typu oddziaływań między spinami  $a$ , mianowicie za pośrednictwem spinów  $c$ . Dla ścisłości wyróżnimy to oddziaływanie o charakterze zasadniczo dalekosiężnym, wprowadzając symbol:

II'.  $a - c - a$  oddziaływanie między spinami  $a$  za pośrednictwem elektronów przewodnictwa.

Powstaje zatem zagadnienie, które z powyższych oddziaływań i w jakim stopniu prowadzą do ferromagnetyzmu, a które do antyferromagnetyzmu, polegającego na przeciwnoległym ustawieniu spinów sąsiednich atomów. Najprościej przedstawia się przypadek III, gdyż jest to zagadnienie namagnesowania gazu elektronów przewodnictwa. Sprawą tą zajęto się najwcześniej (P a u l i [12]) i wracano do niej kilkakrotnie. Okazało się, że wzajemne oddziaływania między elektronami przewodnictwa nie mogą doprowadzić do wysokiego namagnesowania (ich spiny kompensują się prawie całkowicie), tak że pomijanie tych oddziaływań w teoriach ferromagnetyzmu jest w pełni uzasadnione. Nie da się natomiast obronić zaniedbywanie oddziaływań  $a - c - a$ , a więc całkowite pomijanie roli elektronów kondukcyjnych w zjawisku ferromagnetyzmu. (Dla ścisłości zaznaczmy, że we wspomnianej wyżej „wymianie podwójnej“ główną rolę grają również elektrony  $s$ ).

Oddziaływania wymiany pomiędzy elektronami  $d$  a elektronami  $s$  izolowanego atomu rozpatrywał teoretycznie po raz pierwszy S l a t e r [13] w celu uzasadnienia reguły Hunda, uogólnionej dla przypadku spinów różnych warstw elektronowych. Ponieważ reguły Hunda są podstawą wiadomości o spinach poszczególnych elektronów powłoki atomowej i pozwalają obliczyć wypadkowy spinowy moment magnetyczny warstwy o danej liczbie elektronów, przeto warto przypomnieć ich treść. Są to reguły empiryczne, wysnute z obserwacji widm liniowych różnych pierwiastków. Dla przypadku jednej warstwy elektronowej (tj. zespołu elektronów o danej wartości liczb kwantowych  $n$  i  $l$ ) po raz pierwszy wypowiedział je H u n d [14]. W poniższym ich sformułowaniu będziemy mówić ogólnie o „momentach“, bowiem zgodnie z relacją (1) i analogicznym wzorem dla momentów orbitalnych reguły te odnoszą się zarówno do momentów pędu, jak i do momentów magnetycznych.

1. W stanie podstawowym (tzn. najniższym energetycznie) momenty spinowe i orbitalne poszczególnych elektronów danej warstwy ustawione są w ten sposób, że wypadkowy moment spinowy i wypadkowy moment orbitalny są możliwie największe.

2. Przy ograniczeniu liczby różnych możliwych ustawień przez zakaz Pauliego — pierwszeństwo ma reguła dla momentów spinowych.

3. Pierwsza połowa elektronów danej warstwy ustawia swe momenty spinowe przeciwnie do momentu orbitalnego, druga zaś — zgodnie.

Według tych reguł łatwo można zdać sobie sprawę z wewnętrznej struktury niekompletnych warstw pierwiastków przejściowych. Przy uwzględnieniu zakazu Pauliego budowa warstwy  $d$  kolejnych pierwiastków będzie postępować w ten sposób, że przede wszystkim uwzględniona jest „czwarta“ liczba kwantowa  $m_s$  (spinowa), a następnie dopiero „trzecia“ liczba kwantowa  $m_l$  (tzw. magnetyczna). Widać to wyraźnie w tzw. katalogu elektronów (np. Madelung [15] str. 511), obrazującym budowę powłok elektronowych atomów. Na tej podstawie można bez trudu podać wzór dla wypadkowego spinu (w jednostkach  $\hbar/2$ ) warstwy o liczbie kwantowej  $l$ , zawierającej  $x$  elektronów ( $x$  nie musi być liczbą całkowitą):

$$S(x) = 2l + 1 - |2l + 1 - x| \quad (3)$$

Oczywiście wzór powyższy pozwala równocześnie znaleźć spinowy moment magnetyczny. Np. dla warstwy  $3d$  izolowanego atomu żelaza ( $l = 2$ ,  $x = 6$ ) otrzymamy  $s = 4$ , czyli  $M = 4 M_B$ .

Omówione reguły świadczą o silnym sprzężeniu między momentami różnych elektronów tej samej warstwy i spełnione są zawsze, gdy sprzężenia spinowo-orbitalne poszczególnych elektronów są dostatecznie słabe w porównaniu ze sprzężeniem momentów orbitalnych i ze sprzężeniem momentów spinowych różnych elektronów. W izolowanych atomach pierwiastków przejściowych występuje też wyraźnie sprzężenie między spinami  $3d$  a spinami  $4s$ , jak świadczą o tym dane spektroskopowe. Właśnie to sprzężenie, świadczące o szerszym zakresie stosowalności reguł Hund'a, uzasadnił teoretycznie Slater w r. 1929. Istnieją podstawy (Zener [16]) do przypuszczenia, że dla atomów związanych w siatkę metaliczną to sprzężenie  $d$ - $s$  jest kilkakrotnie silniejsze niż w stanie izolowanym.

W kryształach metali po raz pierwszy wyraźnie uwzględnił oddziaływanie  $a$ - $c$  Wonsowski [17]. Przyjmuje on, że elektronami atomowymi są elektrony  $d$ , a elektronami przewodzącymi — elektrony  $s$ . Do elektronów przewodnictwa stosuje powszechnie przyjęte przybliżenie jednoelektronowe, natomiast elektrony atomowe traktuje w sposób bardziej ścisły, stosując do nich opracowany dawniej (Szubin, Wonsowski [18, 19]) model wieloelektronowy. W rezultacie autor otrzymuje dla energii  $E_{sd}$  wzajemnego oddziaływania między elektronem  $s$  o quasipędzie  $p$  i spinie  $\sigma$  a układem elektronów  $d$  o spinie  $\sigma_d$  następujące wyrażenie:

$$E_{sd} = - A(p) [1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}_d], \quad (4)$$

gdzie  $A(p)$  oznacza całkę wymiany dla oddziaływania pomiędzy rozpa-trywanym elektronem  $s$  a najbliższym mu (w danej chwili) elektronem  $d$ ,



przy czym całka ta jest funkcją quasipędu  $p$ . Ze wzoru tego widać, że spiny  $s$  i  $d$  są ze sobą sprzężone i sprzężenia tego nie da się zaniedbać w porównaniu z oddziaływaniem typu  $a-a$ , gdyż wartości bezwzględne całki wymiany  $A(p)$  są co najmniej tak duże, jak dla oddziaływań  $a-a$  między sąsiednimi atomami. Charakter tego sprzężenia zależy od znaku  $A$ . Z dalszych rachunków, przeprowadzonych przez Wonsowskiego wynika również, że dla metalu przejściowego moment magnetyczny pojedynczego atomu nie jest na ogół liczbą całkowitą oraz że składa się z dwóch części, z których jedna pochodzi od elektronów  $d$ , a druga od elektronów  $s$ . Uwzględnienie oddziaływań  $s-d$  wyjaśnia więc, dlaczego obserwowane wartości magnetycznych momentów atomowych są ułamkami.

O tym, że oddziaływanie  $s-d$  wnosi istotny przyczynek do namagnesowania ferromagnetyku, świadczy m.in. wyprowadzona przez Wonsowskiego zależność między temperaturą Curie a całkami wymiany obu oddziaływań. Autor we wspomnianej pracy nie wysnuwa jednak wszystkich wniosków, wynikających z uwzględnienia elektronów przewodnictwa, pozostawiając nadal otwartą sprawę roli tych elektronów w zjawisku ferromagnetyzmu.

W kilka lat później sprawę tę podjęli na nowo inni autorzy, nie znający zresztą — jak się zdaje — pracy Wonsowskiego z r. 1946. Przede wszystkim w r. 1951 ze śmiałą koncepcją wystąpił Zener [16, 20]. Koncepcja ta, rozwinięta w latach następnych przez Zenera [21, 6, 22], Heikesa [23] i Carra [24], wywołała dość obszerną i płodną dyskusję, która w dużej mierze posunęła naprzód wyjaśnienie omawianego w niniejszym artykule zagadnienia.

Jeśli chodzi o liczbę elektronów przewodnictwa na atom, to Zener, podobnie jak Wonsowskiej, za elektrony przewodnictwa uważa elektrony  $s$ , wyraźnie jednak postulując w konkretnych przypadkach inną konfigurację elektronów zewnętrznych w stanie związanym, niż w stanie izolowanym. W cytowanych wyżej pracach Zener tłumaczy występowanie ferromagnetyzmu i antyferromagnetyzmu jedynie jakościowo i nie usiłuje rozbudować swej koncepcji w teorię, zdającą sprawę z zależności ilościowych. Na pierwszym miejscu stawia on najistotniejszą, a nie załatwioną dotąd kwestię znaków całek wymiany dla poszczególnych oddziaływań. Kwestię tę rozstrzyga bardzo radykalnie, formułując dwie hipotezy. Pierwsza z nich dotyczy oddziaływania typu  $a-a$ . W myśl założenia Zenera, jest ono równoważne sprzężeniu  $d-d$  między warstwami  $d$  dwóch sąsiednich atomów. Będziemy je odtąd nazywali za Zenerem sprzężeniem bezpośrednim. Druga hipoteza odnosi się do oddziaływań typu  $a-c-a$ . Według założenia są one równoznaczne ze sprzężeniem  $d-s-d$  pomiędzy warstwami  $d$  różnych atomów. Nazwiemy je

sprężeniem pośrednim. Jak już mówiliśmy, każdy ze skolektywizowanych elektronów przewodnictwa jest sprzężony z wszystkimi spinami atomowymi (spinami warstw  $d$ ), co skolei powoduje dodatkowe wzajemne oddziaływanie spinów atomowych między sobą za pośrednictwem elektronów przewodnictwa.

W takiej terminologii obie hipotezy Z e n e r a można wypowiedzieć bardzo zwięźle:

1. Sprężenie bezpośrednie zawsze ustawia spiny sąsiednich atomów przeciwnoległe, a zatem prowadzi do antyferromagnetyzmu.

2. Sprężenie pośrednie ustawia spiny sąsiednich atomów zgodnie równoległe, prowadzi więc do ferromagnetyzmu.

Oba postulowane prawa mają charakter półempiryczny. Wyprowadzenie konkretnych twierdzeń o charakterze rozpatrywanych oddziaływań (a więc o znakach całek wymiany) z ogólniejszej teorii uważa autor za niewykonalne. Istotnie na podstawie istniejących teorii wykonanie odpowiednich obliczeń (dla każdego ferromagnetyku odrębne) wydaje się niemożliwe nawet za pomocą maszyn elektronowych. Do koncepcji swej doszedł Z e n e r na podstawie porównania struktur krystalicznych pierwiastków przejściowych z ich właściwościami magnetycznymi, a także na podstawie obserwacji, że ferromagnetyzm występuje tylko w krystalach przewodzących i w takich substancjach, w których istnieje sprzężenie poprzez anion, odpowiadające oddziaływaniu wymiany podwójnej (występuje ono np. w żelazinach). Przykłady przytoczone przez autora stanowią efektowną ilustrację tej empirycznej reguły, potwierdzającej pierwszą z hipotez. Szczególnie sugestywne jest zachowanie się związków Jonkera i stopu Heuslera. Pierwsza z tych substancji to związki typu  $La_{1-x}Ba_xMnO_3$  i pokrewne im związki wapnia i strontu, badane przez J o n k e r a i V a n S a n t e n a w r. 1950. Wykazują one charakterystyczną zależność przewodności elektrycznej i właściwości magnetycznych od zawartości  $x$  domieszki (baru, wapnia lub strontu). Otóż przedział wartości parametru  $x$ , w którym te związki są ferromagnetykami, pokrywa się prawie dokładnie z przedziałem dobrego przewodnictwa. W stopie Heuslera Al-Mn-Cu<sub>2</sub> rolę decydującą grają atomy manganu o niewypełnionej warstwie  $3d$ . Stop taki jest przewodzący i ferromagnetyczny w przeciwieństwie do nieprzewodzących i antyferromagnetycznych kryształów  $MnCl_2$  lub  $MnF_2$ , w których sąsiednie atomy Mn są mniej więcej tak samo odległe, jak w stopie Heuslera. Jako inny przykład, potwierdzający słuszność pierwszej hipotezy, warto przytoczyć fakt, że we wspomnianym stopie Heuslera temperatura Curie obniża się wydatnie wraz z zanikiem uporządkowania sieci krystalicznej. Odpowiada to wzrostowi wypadkowego sprzężenia bezpośredniego, gdyż atomy manganu, które w uporządkowanej sieci są wzajemnie trzecimi sąsiadami



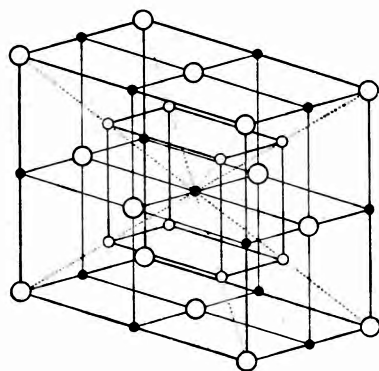
(zob. rys. 1), przy przejściu do obsady całkowicie nieuporządkowanej, polegającej na bezładnej zamianie miejsc atomów Mn i Cu, stają się po części pierwszymi sąsiadami, na każdy bowiem atom Mn średnio dwa inne atomy manganu znajdują się teraz w jego najbliższym sąsiedztwie.

U podstaw drugiej hipotezy Zenera obok faktów doświadczalnych leży założenie, że reguła Hunda dla różnych warstw elektronowych obowiązuje również dla atomów, związanych w siatkę krystaliczną. Z założenia tego wynika bezpośrednio, że spiny  $s$  i  $d$  będą dążyły do wzajemnego ustawienia zgodnie równoległego.

Streszczając, można powiedzieć, że według Zenera ferromagnetyzm jest wynikiem pośredniego oddziaływania  $a-c-a$ , któremu przeciwdziała bezpośrednio oddziaływanie  $a-a$  (a ponadto energia Fermiego elektronów przewodnictwa). Gdy oddziaływanie bezpośrednie przeważa, np. przy małych odległościach międzyatomowych albo przy braku elektronów przewodnictwa, wówczas występuje zjawisko antyferromagnetyzmu.

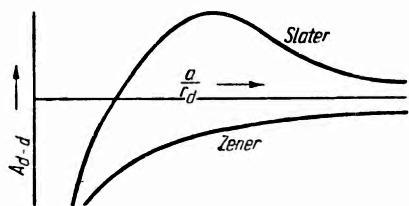
Pierwsza hipoteza Zenera jest równoważna założeniu, że heisenbergowska całka wymiany dla oddziaływań bezpośrednich jest zawsze ujemna, niezależnie od substancji i od odległości międzyatomowej. Jest ona zatem skrajnym przeciwieństwem założenia Heisenberga, który, chcąc wytłumaczyć ferromagnetyzm jako rezultat oddziaływań bezpośrednich, musiał przyjąć dodatni znak całki wymiany  $A_{a-a}$  w substancjach ferromagnetycznych. Aby pogodzić to założenie z faktem istnienia nieferromagnetycznych metali przejściowych, Slater [4] wysunął przypuszczenie, że wartość całki wymiany zmienia się zależnie od względnej odległości międzyjądrowej w sposób przedstawiony niżej na wykresie (rys. 2). Różnicę między tą koncepcją a hipotezą Zenera najlepiej można uchwycić przez porównanie obu wykresów, naniżonych na wspólną płaszczyznę współrzędnych.

W zasadzie obie przedstawione tu koncepcje są tylko domysłami. Wprowadził ostatnio Slater [25] na podstawie obliczeń i rozważań opartych na rozbudowanej teorii pasmowej otrzymał przebieg energii bezpośredniego sprzężenia zbliżony do postulowanego przez siebie w r. 1930, a rachunki dla drobiny  $O_2$  (Mec k l e r [26]) potwierdzają to niemniej jednak założenie Heisenberga nadal nie jest dostatecznie ugrun-



Rys. 1. Struktura krystaliczna stopu Heuslera. Idealna siatka krystaliczna stopu  $Cu_2-Mn-Al$ . Większe białe kulki oznaczają atomy Al, mniejsze białe kulki — atomy Cu, czarne kulki — atomy Mn.

towane. Z drugiej strony hipoteza Zenera ma też kruche podstawy. Wydaje się, że załatwia ona sprawę znaku energii bezpośredniego oddziaływania zbyt radykalnie. Argument, że dla drobiny wodoru całka wymiany ma na pewno znak ujemny, nie jest tu wystarczający. Heisenbergowskie uogólnienie modelu Heitlera-Londona na wielką liczbę atomów, związanych w kryształ, jest bardzo grubym przybliżeniem. Różnica pomiędzy drobiną wodoru a kryształem, a zwłaszcza kryształem metalu przejściowego, jest na tyle duża, że nie każdy rezultat otrzymany w pierwszym przypadku można automatycznie stosować i w drugim.



Rys. 2. Przebieg całki wymiany sprzężenia bezpośredniego

Między innymi całki wymiany dla wodoru nie można uważać po prostu za analogon rozważanej wielkości  $A_{d-d}$ . Dlatego jest rzeczą wątpliwą, czy coś nowego wniosą obliczenia Badera, który w kilku przypadkach otrzymał  $A < 0$  (wzmianka u Hebera [27]). Podobnie zresztą nie można uważać za decydujący kontrargument wcześniej-

szych obliczeń Kaplana [28], który dla kilku prostych przypadków otrzymał  $A_{d-d} > 0$ .

Przedmiotem ataków krytyki jest przede wszystkim omówiona wyżej pierwsza hipoteza Zenera. Druga zasadniczo nie budzi zastrzeżeń. Sprzeciwy w tym wypadku zostały wywołane przez to, że Zener usiłuje podać na podstawie grubych uproszczeń ilościowe kryterium ferromagnetyzmu, tzn. oszacować tę wartość stosunku obu przeciwdziałających sobie energii, przy której stan antyferromagnetyczny przejdzie w ferromagnetyczny. Autor w tym miejscu przecenia rolę oddziaływania pośredniego (Turow [29]). Otrzymane przez niego kryterium ferromagnetyzmu jest nie do przyjęcia, tymbardziej że wyprowadzenia obarczone są omyłkami (Teviotdale [30]). Pierwszą hipotezę Zenera można podważyć, konfrontując wyprowadzoną z niej zależność  $I(T)$  namagnesowania od temperatury w niskich temperaturach z dobrze wypróbowanym prawem Blocha [31]:

$$\frac{I}{I_{\infty}} = 1 - \mu T^2 \quad (5)$$

Na przykład Turow (l.c.) znalazł omawianą zależność, opierając się na nieco wcześniejszej pracy (Wonsowski, Turow [32]), która jest rozwinięciem modelu Wonsowskiego z r. 1946. Okazało się, że zależność  $I(T)$ , wyprowadzona przy założeniu  $A_{d-d} < 0$ , ma charakter wykładniczy, a więc zupełnie odmienny niż prawo Blocha. Według

Turowa ujemny znak całki wymiany całkowicie wyklucza ferromagnetyzm, a dla dodatniego jej znaku przy uwzględnieniu sprzężenia pośredniego można otrzymać zgodność z doświadczeniem, jeśli się przyjmie dla współczynnika  $b$  tego sprzężenia wartość  $b < \sqrt{10} \cdot 10^{-14}$  ergów na atom. Oznaczałoby to znikomy przyczynnik oddziaływań pośrednich do powstawania ferromagnetyzmu, bo odpowiedni współczynnik dla wypadkowego sprzężenia, obliczonego z temperatury Curie na podstawie teorii pola molekularnego jest, jak wiadomo, rzędu  $10^{-13}$  ergów na atom. Wyniki Turowa obalają więc całkowicie koncepcję Zenera. Okazuje się jednak, że sprawa ta nie została przedyskutowana wyczerpująco.

Bardziej starannie rozpatrzył te zagadnienia Heber [33] i otrzymał wyniki częściowo tylko zgodne z wynikami Turowa. Ponieważ wnioski wyprowadzone przez Hebera są, jak dotąd, najściślejszym rozwiązaniem zagadnienia roli elektronów przewodnictwa w zjawisku ferromagnetyzmu, przeto pokrótce omówimy metody stosowane przez niego przy opracowaniu omawianego problemu (Heber [33, 34, 35]).

Autor przede wszystkim chce otrzymać wyrażenie na energię sprzężenia  $3d-4s$ . W tym celu najpierw rozważa oddziaływanie pomiędzy  $N$  elektronami atomowymi (u Hebera są to elektrony  $3d$ ) a dwoma elektronami quasi swobodnymi ( $4s$ ). Jest to więc uogólnienie modelu Heisenberga (zamiast dowolnej obsady mamy tu tylko jeden elektron lub jedną lukę w pełnej obsadzie warstwy  $3d$ ). Wyznacznik Slatera jako funkcja wyjściowa w tym zagadnieniu dla  $N + 2$  elektronów będzie miał postać:

$$\Psi = \begin{vmatrix} a_1(1) \cdots & a_1(N+2) \\ \cdots & \cdots \\ a_N(1) \cdots & a_N(N+2) \\ b_1(1) \cdots & b_1(N+2) \\ b_2(1) \cdots & b_2(N+2) \end{vmatrix} \quad (6)$$

gdzie  $a_i(j)$  oznacza jednoatomową funkcję współrzędnych  $j$ -tego elektronu (jak w teorii Heisenberga), zaś  $b_1$  i  $b_2$  są funkcjami Hunda-Mullikena dla wprowadzonych tu dwóch elektronów  $4s$ . Wówczas na różnicę energii, obliczoną metodą fal spinowych Blocha [31], otrzymujemy w przypadku kompensacji spinów obu elektronów  $4s$  następujące wyrażenie:

$$E_k - E_0 = 2 A_{s-d} + 2 A_{d-d} \left\{ \frac{Z}{2} - f(k) \right\}, \quad (7)$$

gdzie  $f(k)$  jest funkcją liczby falowej  $k$  o postaci zależnej od typu siatki,  $A_{s-d}$  oznacza zaś całkę wymiany dla oddziaływania między elektrona-

mi 3d a jednym z elektronów 4s. Przy przejściu do przypadku  $N$  elektronów quasi-swobodnych o spinie wypadkowym  $S_c$  i energii wzajemnego oddziaływania  $E_c$  otrzymamy ogólniejsze wyrażenie:

$$E_k - E_0 = I_0 + 2 A_{d-d} \left\{ \frac{z}{2} - f(k) \right\}, \quad (8)$$

przy czym

$$I_0 = N \frac{A_c^2 S_c^2}{E_c}, \quad (9)$$

gdzie  $A_c$  oznacza średnią wartość całek wymiany  $A_{s-d}$ .

Uogólnienie na dowolną wartość spinu atomowego jest bardzo trudne; Heber obiera zatem inną drogę, wychodząc z kwantowego równania ruchu dla spinu  $m$ -tego atomu (Herring, Kittel [36]):

$$i\hbar \frac{d\vec{S}_m}{dt} = \left[ \vec{S}_m, \hat{H} \right]. \quad (10)$$

Hamiltonian w powyższym równaniu napiszemy w postaci diracowskiej (zob. wzór [2]) z uwzględnieniem obu rodzajów oddziaływań:

$$\hat{H} = -2A \sum_i \sum_j \vec{S}_i \vec{S}_j - 2 \sum_i \sum_k A_{ik} \vec{S}_i \vec{S}_k, \quad (11)$$

gdzie pierwsza suma rozciąga się tylko na sąsiednie, a druga na wszystkie pary atomów. Po podstawieniu do (10) i uwzględnieniu relacji nieprzemienności otrzymamy:

$$\hbar \frac{d\vec{S}_m}{dt} = 2 \vec{S}_m \times \left\{ A \sum_j^{\text{sqs.}} \vec{S}_j + \sum_k A_{mk} \vec{S}_k \right\}. \quad (12)$$

Pierwsze sumowanie w tym wzorze odnosi się do bezpośrednich sąsiadów. Druga suma uprości się przez wprowadzenie wartości średniej  $A_c$  całek wymiany  $A_{mk}$  między elektronami atomowymi a elektronami przewodnictwa. Wówczas, przechodząc od wielkości operatorowych do klasycznych, otrzymamy:

$$\hbar \frac{d\vec{S}_m}{dt} = 2 \vec{S}_m \times \left\{ A \sum_j^{\text{sqs.}} \vec{S}_j + A_c \vec{S}_c \right\}. \quad (13)$$

Możemy teraz pojęcie spinu atomowego zastąpić klasycznym obrazem pola wektorów spinowych, do którego zastosować można rozwinięcie Taylora.

W przypadku siatki sześcienniej prostej o stałej  $a$  będziemy mieli:

$$\sum_j^{\text{sas.}} \vec{S}_j \approx 6 \vec{S}_m + a^2 \Delta \vec{S}_m, \quad (14)$$

a stąd dla pola wektorowego  $\vec{S}$

$$\hbar \frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \left\{ 2 A a^2 \Delta \vec{S} + 2 A_c \vec{S}_c \right\}. \quad (15)$$

Można w tym miejscu skorzystać z twierdzenia uzasadnionego wcześniej przez Hebera [34, 35], wg którego wypadkowy spin elektronów przewodnictwa jest proporcjonalny do wypadkowego spinu  $S_a$  wszystkich  $N$  warstw  $3d$ :

$$\vec{S}_c = \frac{I_0}{A_c N} \vec{S}_a. \quad (16)$$

Wtedy równanie nasze przyjmuje postać

$$\hbar \frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times \left\{ 2 A a^2 \Delta \vec{S} + 2 \frac{I_0}{N} \vec{S}_a \right\}. \quad (17)$$

Okazuje się wówczas, że odchylenie  $\vec{R} = \vec{S} - \vec{S}_0$  spinu  $\vec{S}$  od stanu podstawowego  $\vec{S}_0$ , odpowiadającego namagnesowaniu nasycenia, będzie przebiegało w postaci fali. Albowiem po wprowadzeniu  $\vec{R}$  równanie (17) przyjmie postać (po opuszczeniu  $\vec{R} \times \Delta \vec{R}$ )

$$\hbar \frac{d\vec{R}}{dt} = 2 A a^2 \vec{S}_0 \times \Delta \vec{R} + 2 \frac{I_0}{N} \vec{R} \times \vec{S}_a, \quad (18)$$

a stąd przez zróżniczkowanie i ponowne podstawienie  $\frac{d\vec{R}}{dt}$  po opuszczeniu wyrazów wyższych rzędów przejdzie ono w równanie typu falowego:

$$\hbar^2 \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = - 2 A a^2 S_0^2 \Delta \Delta \vec{R} + 8 \frac{A a^2 I_0}{N} (\vec{S}_0 \vec{S}_a) \Delta \vec{R} - 4 \frac{I_0^2 S_a^2}{N^2} \vec{R} \quad (19)$$

o rozwiązaniu

$$\vec{R} = \vec{R}_0 e^{i(\omega t + k r)}. \quad (20)$$

Energia tej fali spinowej będzie

$$E_k = \hbar \omega = 2 A a^2 S_0 k^2 + 2 \frac{I_0}{N} S_a. \quad (21)$$

Stąd według znanych wzorów można obliczyć namagnesowanie ferromagnetyku w niskich temperaturach, przeprowadzając rachunki odrębnie dla każdego typu siatki, a także dla różnych znaków  $A$ . Przy porów-

naniu otrzymanych w ten sposób zależności namagnesowania od temperatury z krzywymi doświadczalnymi dla niskich temperatur zgodność zachodzi tylko w następujących przypadkach:

- a) dla Ni przy  $0 < I_0 \leq A$ ,
- b) dla Co przy  $0 < I_0 \leq A$ ,
- c) dla Fe zarówno przy  $0 < I_0 \leq A$ ,  
jak i przy  $A < 0, I_0 - 16|A| \ll |A|$ .

Widać więc, że oddziaływanie pośrednie może być w pewnych przypadkach przyczyną ferromagnetyzmu. Wynik ten nie obala przeto całkowicie koncepcji Zenera, świadczy jednak o tym, że nie da się ona przyjąć w dotychczasowej formie. Więcej wskazówek można by uzyskać przez rozbudowanie teorii tak, by mogła stosować się również do wyższych temperatur.

Na zakończenie wspomniemy jeszcze krótko o koncepcji Paulinga [37]. Autor poświęca dużo uwagi podziałowi elektronów zewnętrznych na atomowe i kondukcyjne. Identyfikując elektrony kondukcyjne z walencyjnymi zakłada on, że w metalach przejściowych istnieje około 6 elektronów przewodnictwa na atom, gdyż tyle wynosi normalna wartościowość metaliczna chromu, manganu, żelaza, kobaltu i niklu. Wówczas na przykład w kryształach żelaza przypada na atom 2,22 elektronów atomowych i 5,78 elektronów kondukcyjnych, co daje poprawną wartość atomowego momentu magnetycznego.

W zasadniczych punktach koncepcja Paulinga jest identyczna z koncepcją Zenera. Założenie o ujemnym znaku całki wymiany oddziaływania bezpośredniego przyjmuje się tu jako zupełnie naturalne. Rozważania, mające uzasadnić mechanizm sprzężenia pośredniego jako jedynej przyczyny ferromagnetyzmu, mają charakter jakościowy i stanowią rozwinięcie argumentacji Zenera, której w całości nie przytaczaliśmy. Jeżeli mianowicie przyjmujemy, że dla atomu związanego obowiązuje uogólniona reguła Hund'a, to wówczas znaczna część elektronów przewodnictwa, ustawiających swe spiny zawsze równoległe do spinów atomowych, powinna „przenosić“ niejako wzajemną równoległość spinów na momenty atomowe, powodując przez swoje quasi-swobodne przemieszczanie się zgodne ustawianie się momentów atomowych.

Autor oblicza energię  $\frac{1}{2} dE = -0,67 \text{ eV}$  wzajemnego oddziaływania jednego spośród sześciu elektronów przewodnictwa z dwoma elektronami atomowymi z danych spektroskopowych dla żelaza. Podstawiając tę wartość do wzoru na rozkład poziomów energetycznych (na atom):

$$dn = \frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{1/2} E^{1/2} dE, \quad (22)$$



gdzie  $V = 11,7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$  (dla żelaza) jest objętością atomową,  $m$  — masą elektronu a  $E$  — jego energią kinetyczną, otrzymuje Pauling wartość  $dn = 0,26$  nieskompensowanych elektronów na atom. Łącznie z dwoma elektronami atomowymi dają one wypadkowy spin  $2,26 \frac{\hbar}{2}$ , co po pomnożeniu przez czynnik giromagnetyczny\*) dla żelaza  $g = 1,946 M_B/\hbar$  pozwala otrzymać wartość atomowego momentu magnetycznego wystarczająco zgodną z pomiarami, a mianowicie  $M = 2.20 M_B$ . Temperatura Curie, obliczona przy tych założeniach na podstawie teorii Weissa, wynosi  $\Theta = 1350^\circ\text{K}$ , a więc ma właściwy rząd wielkości.

Podobnie zgodne wyniki otrzymuje Pauling dla kobaltu, niklu i gadolinu, z wyjątkiem punktu Curie dla niklu, zbyt niskiego w porównaniu z wartością eksperymentalną. Wyniki te podajemy w tabelce obok.

Jak widać z powyższego zestawienia, rezultaty otrzymane przy całkowitym pominięciu oddziaływania bezpośredniego są zachęcające.

Sprzeczności pomiędzy wynikami ścisłych obliczeń, przeprowadzonych przy założeniu  $A_{d-d} < 0$  lub  $A_{d-d} = 0$ , a wynikami uproszczonych rachunków i rozważań Zenera i Paulinga jest nie wyjaśniona. Obie te koncepcje odznaczają się nie tylko prostotą, ale także zgodnością z wielu faktami. Dlatego ostrożnie trzeba przyjąć ocenę ich wartości, przeprowadzoną za pomocą środków teoretycznych, bardzo rozbudowanych formalnie, ale opartych na niezbyt pewnych podstawach. Cennych informacji, które rozstrzygną o dalszym losie obu wymienionych koncepcyj, spodziewać się można przede wszystkim ze strony eksperymentu. Znacznie obfitsze niż dotąd nagromadzenie faktów doświadczalnych może przy wnikliwej ich interpretacji dać rozstrzygającą odpowiedź na omówiony tu temat.

Ferromagnetyk	Atomowy mom. magn. w magnetonach Bohra		Temper. Curie w stopniach K	
	oblicz.	obserw.	oblicz.	obserw.
Żelazo	2,20	2,22	1350	1043
Kobalt	1,72	1,71	1190	1393
Nikiel	0,617	0,606	367	631
Gadolin	7,19	7,12	290	290

\*) Mnożenie spinowego momentu pędu przez różny od 2 empiryczny czynnik giromagnetyczny jest oczywiście niekonsekwencją. Postępowanie takie jest równoznaczne z milczącym, ale niepoprawnym uwzględnieniem momentu orbitalnego przez Paulinga.



## Literatura

1. P. A. M. Dirac, Die Prinzipien der Quantenmechanik, Leipzig 1930, str. 228.
2. H. A. Kramers, Physica, **1**, 182 (1934)
3. P. W. Anderson, Phys. Rev. **79**, 350 (1950)
4. J. C. Slater, Phys. Rev., **36**, 57 (1930)
5. J. C. Slater, Phys. Rev., **52**, 198 (1937)
6. C. Zener, Phys. Rev., **85**, 324 (1952)
7. A. C. Stoner, Phil. Mag., **21**, 145 (1936)
8. A. C. Stoner, J. Phys. Radium, **12**, 372 (1951)
9. E. P. Wohlfahrt, Phil. Mag., **42**, 374 (1951)
10. E. P. Wohlfahrt, Rev. Mod. Phys., **25**, 211 (1953)
11. J. H. Van Vleck, Rev. Mod. Phys., **25**, 220 (1953)
12. W. Pauli, Z. Phys., **41**, 81 (1927)
13. J. C. Slater, Phys. Rev., **34**, 1243 (1929).
14. F. Hund, Linienspektren und periodisches System der Elemente. Springer, Berlin 1927
15. E. Madelung, Die mathem. Hilfsmittel des Physikers, 4. Aufl. Springer, Berlin 1950
16. C. Zener, Phys. Rev., **81**, 440 (1951)
17. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ, **16**, 981 (1946)
18. S. P. Szubin, S. W. Wonsowski, Sow. Phys., **7**, 292 (1935)
19. S. P. Szubin, S. W. Wonsowski, Sow. Phys., **10**, 348 (1936)
20. C. Zener, Phys. Rev., **82**, 403 (1951)
21. C. Zener, Phys. Rev., **83**, 298 (1951)
22. C. Zener, R. R. Heikes, Rev. Mod. Phys., **25**, 191 (1953)
23. R. R. Heikes, Phys. Rev., **84**, 376 (1951)
24. Carr, Phys. Rev. **85**, 590 (1952)
25. J. C. Slater, Rev. Mod. Phys., **25**, 199 (1953)
26. A. Meckler, Quarterly Progress Report on the Solid State and Molecular Theory Group, M. I. T., July 15, (1952) & October 15, (1952)
27. G. Heber, Fortschritte d. Physik, **1**, 707 (1954)
28. Kaplan, Phys. Rev., **85**, 1038 (1952)
29. Э. А. Туров, ЖЭТФ, **25**, 352 (1953)
30. A. Teviotdale, Proc. Phys. Soc., **65**, 957 (1952)
31. F. Bloch, Z. Phys., **61**, 206 (1930)
32. С. В. Вонсовский, Э. А. Туров, ЖЭТФ, **24**, 419 (1953)
33. G. Heber, Ann. Physik, **13**, 44 (1953)
34. G. Heber, Wiss. Z. d. Univ. Jena, **1**, 79, (1952)
35. G. Heber, Wiss. Z. d. Univ. Jena, **1**, 95 (1952)
36. G. Herring, C. Kittel, Phys. Rev., **81**, 869 (1951)
37. L. Pauling, Proc. N. A. S., **39**, 551 (1953)

*Jerzy Massalski*

Zakład Fizyki Ogólnej  
Akademii Górniczo-Hutniczej

## Ostatnie zdobycze w technice układów koincydencyjnych i układów przeliczających

Artykuł poprzedni [1] oraz obecny są poświęcone zagadnieniom elektroniki związanej z przyrządami do detekcji cząstek jonizujących. W poprzednim artykule omówione zostały szybkie liniowe wzmacniacze impulsów oraz dyskryminatory amplitudy. W obecnym artykule omówimy dyskryminatory czasu, a w szczególności układy koincydencyjne o bardzo krótkim czasie rozdzielczym, oraz przedstawimy postępy w technice układów przeliczających, a przede wszystkim układy dekadowe.

### 1. Dyskryminatory czasu

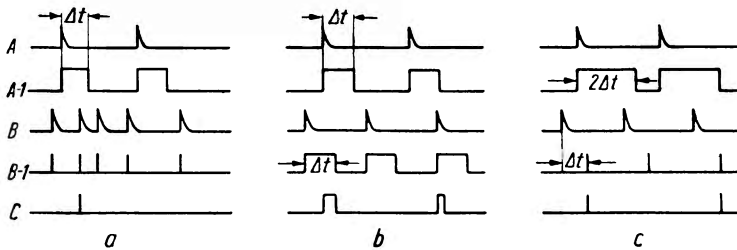
Niekiedy liczniki cząstek jonizujących dają impulsy, których rozrzut nie jest przypadkowy, lecz między którymi zachodzą pewne związki czasowe. Do wydzielania tego typu impulsów są przeznaczone dyskryminatory czasu. Budowę ich i działanie omówimy poniżej, założywszy dla prostoty, że impulsy przychodzące do dyskryminatora czasu mają jednakową amplitudę.

#### a) Proste dyskryminatory czasu

Rozróżniamy dwa typy dyskryminatorów czasu: a) dyskryminator symetryczny i b) dyskryminator asymetryczny. Pierwszy zadziała wtenczas, gdy impuls ze źródła *B* powstanie w przedziale czasu  $\pm \Delta t$  od chwili powstania impulsu w źródle *A*. Dyskryminator asymetryczny zadziała wtenczas, gdy impuls ze źródła *B* powstanie w przedziale czasu  $+\Delta t$  po powstaniu impulsu w źródle *A*. Dla ilustracji działania obu typów dyskryminatorów są przytoczone na rysunku 1 impulsy o wyidealizowanym kształcie. Litery *A* i *B* na tym rysunku oznaczają impulsy przychodzące odpowiednio ze źródeł *A* i *B*; przez *A-1* i *B-1* są oznaczone impulsy wytwarzane w układach formujących przed układem koincydencyjnym, przez *C* oznaczone są powstałe impulsy koincydencyjne. Rys. 1a przedstawia typowy obraz dla dyskryminatora asymetrycznego.

Impulsy z licznika *A* są uformowane w postaci prostokąta o szerokości  $\Delta t$ , impulsy z licznika *B* są zamienione na impulsy bardzo wąskie. Dyskryminator symetryczny można zrealizować w dwojaki sposób: 1) impulsy z liczników *A* i *B* uformować w postaci prostokąta o szerokości  $\Delta t$  (rys. 1b) albo 2) impulsy z licznika *A* uformować w postaci prostokąta o szerokości  $2\Delta t$ , a impulsy z licznika *B* jako impulsy bardzo wąskie przesunięte w czasie o  $\Delta t$  (rys. 1c) —  $\Delta t$  jest czasem rozdzielczym układu. Zarówno wartość  $\Delta t$  dla sposobu 1), jak i wartość  $2\Delta t$  dla sposobu 2) powinny być mniejsze od stałej czasowej obwodów siatkowych lamp dyskryminatora.

Zwykle układy koincydencyjne są prostymi symetrycznymi dyskryminatorami czasu i zostaną omówione później.



Rys. 1. Formowanie impulsów w dyskryminatorach czasu

### b) Dyskryminatory opóźnienia

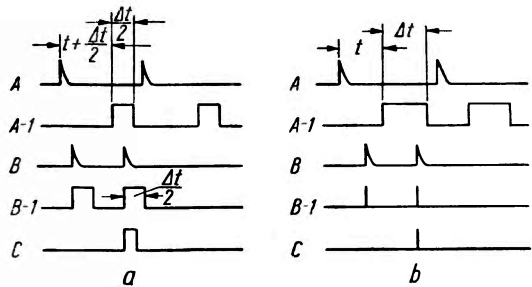
Dyskryminatory opóźnienia rejestrują impulsy ze źródła, które powstały w czasie między  $t$  a  $t + \Delta t$ , liczonym od chwili powstania impulsów w drugim źródle;  $\Delta t$  jest szerokością kanału, zaś  $t$  — czasem opóźnienia. Rys. 2 ilustruje dwa sposoby realizacji dyskryminatorów opóźnienia (oznaczenia są te same, jak na rys. 1). W pierwszym (a) impulsy z liczników *A* i *B* są uformowane w postaci prostokąta o szerokości  $\frac{\Delta t}{2}$ , przy czym impulsy z licznika *A* są opóźnione w czasie o wartość  $t + \frac{\Delta t}{2}$ .

W sposobie (b) impulsy z licznika *A* są opóźnione o czas  $t$  i uformowane w postaci prostokąta o szerokości  $\Delta t$ ; impulsy z licznika *B* uzyskują w urządzeniu formującym kształt impulsów bardzo wąskich. Zasadę przedstawioną na rys. 2 wykorzystuje się przy rozbudowie dyskryminatora opóźnienia na wielokanałowy dyskryminator opóźnienia. Działanie takiego dyskryminatora dla czterech kanałów przedstawia rys. 3. Impulsy z licznika *A* są uformowane w postaci prostokątów o szerokości  $\Delta t$  i opóźnione o czas  $0, \Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t$ . Impulsy o odpowiednich opóźnieniach są przed-

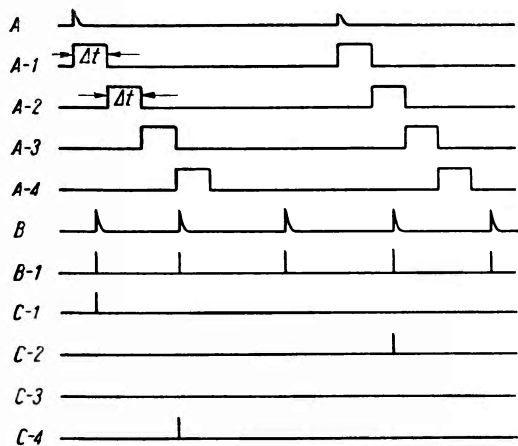
stawione na rys. 3 na osiach A-1, A-2, A-3, A-4. Impulsy z licznika B są uformowane w postaci impulsów bardzo wąskich w czasie. Na osiach C-1 do C-4 są przedstawione koincydencje impulsów z licznika B z odpowiednio opóźnionymi impulsami z licznika A.

**2. Układy koincydencyjne o bardzo krótkim czasie rozdzielczym**

Układy koincydencyjne zostały szeroko opracowane w zastosowaniach liczników Geigera-Müllera do badań promieniowania kosmicznego. Zadaniem tych układów w połączeniu z licznikami cząstek jest wydzielenie promieniowania na przykład o określonym kierunku albo określonym zasięgu, albo o innych właściwościach. Promieniowanie to pobudza równocześnie kilka liczników. W celu zmniejszenia liczby koincydencji przypadkowych dokonuje się zazwyczaj pomiarów koincydencji potrójnych albo koincydencji o wyższej krotności. Dokonuje się niekiedy pomiarów koincydencji impulsów z liczników Geigera i liczników



Rys. 2. Formowanie impulsów w dyskryminatorach opóźnienia



Rys. 3. Formowanie impulsów w wielokanałowym dyskryminatorze opóźnienia

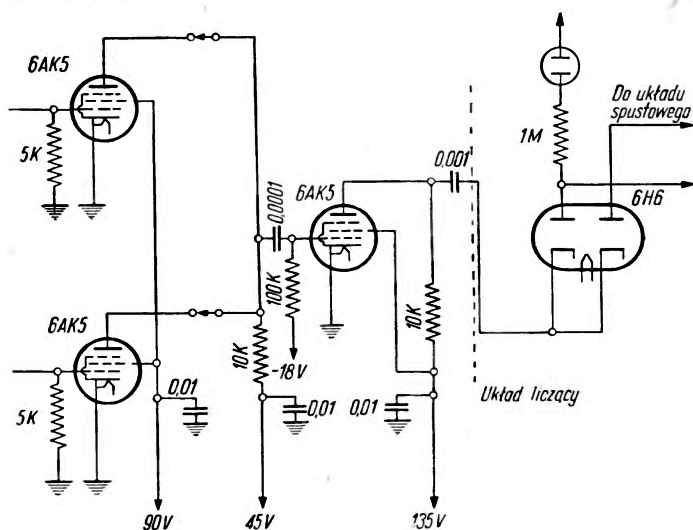
proporcjonalnych albo komór jonizacyjnych, co pozwala wnioskować o wielkości jonizacji powodowanej przez dane promieniowanie. Z powodu stosunkowo długiego czasu narastania impulsów w licznikach Geigera-Müllera oraz opóźnień czasowych, jakie w tych licznikach zachodzą, czas rozdzielczy układów koincydencyjnych dla tych liczników jest stosunkowo długi i nie przekracza zazwyczaj wartości 1 usek w kierunku czasów krótszych. Jedynie przy zastosowaniu liczników bardzo krótkich i o małej średnicy można zejść z czasem rozdzielczym do wartości rzędu  $10^{-7}$  sek, nie tracąc na koincydencjach prawdziwych.

Liczniki scyntylacyjne w połączeniu z fotopowielaczami dają bardzo krótkie impulsy, tak że stosując te liczniki można uzyskać bardzo krót-

kie czasu rozdzielcze w układach koincydencyjnych. Fotopowielacz ma tło, na które nakładają się impulsy przychodzące z licznika scyntylacyjnego. Dla usunięcia tła stosuje się dwa fotopowielacze w układzie koincydencyjnym. Układy koincydencyjne i układy koincydencji opóźnionych znajdują poza tym inne zastosowania, na przykład, do pomiarów czasu połowicznego rozpadu szybko zanikających ciał promieniotwórczych, do określania prędkości ruchu cząstek itp. Ponieważ w tych pomiarach stosuje się przeważnie koincydencje podwójne, więc w celu zmniejszenia ilości koincydencji przypadkowych zostały opracowane układy o bardzo krótkim czasie rozdzielczym. Omówimy szereg konkretnych układów koincydencyjnych o bardzo krótkim czasie rozdzielczym. Schematy te wskazują, jak odmiennymi drogami można takie układy zrealizować.

a) Wzmacniacz koincydencyjny typu Rossiego dla liczników G. M.  
o czasie rozdzielczym  $3 \cdot 10^{-8}$  sek

Rys. 4 przedstawia elementarny wzmacniacz koincydencyjny Rossiego [2]. Układ ten służył do pomiarów koincydencji podwójnych z licznikami Geigera, dając zadziwiająco dobry czas rozdzielczy  $3,5 \cdot 10^{-8}$  sek.



Rys. 4. Układ koincydencyjny typu Rossiego o czasie rozdzielczym  $3 \cdot 10^{-8}$  sek dla liczników GM

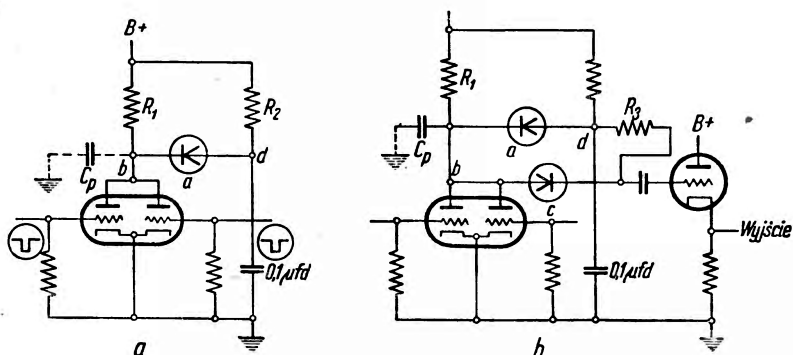
Czas rozdzielczy w pracy z licznikami Geigera jest ograniczony od strony czasów krótkich tzw. „time lag“, czyli opóźnieniem impulsu względem chwili przejścia cząstki. Opóźnienie to jest proporcjonalne do kwadratu średnicy licznika. Pomiar z powyższym układem wykonywano licznikami o małej średnicy: 1,5 cm. Charakterystyczny dla omawianego układu

jest fakt, że opór licznikowy stanowi równocześnie opór siatki lampy koincydencyjnej, tak że nie ma tu dodatkowych pojemności łączenia. Lampy koincydencyjne są blokowane wierzchołkami impulsów, które są odpowiednio krótkie. Wspólny opór anodowy jest mały i wynosi 10 k $\Omega$ .

b) Układy koincydencyjne dla liczników scyntylicyjnych

1) Zmodyfikowany układ typu Rossiego o czasie rozdzielczym  $10^{-9}$  sek

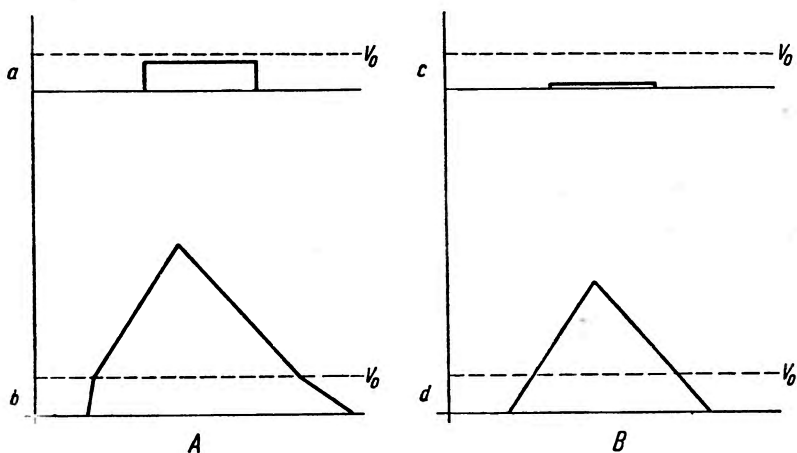
W odróżnieniu od poprzedniego układu praca normalnego wzmacniacza koincydencyjnego typu Rossiego wymaga stosowania dużego oporu anodowego. Z ogólnych rozważań o wzmacniaczach wynika, że przechodząc do dużych częstości, co jest równoznaczne z małym czasem rozdzielczym dla wzmacniaczy koincydencyjnych, należy stosować małe opory anodowe. Mały opór anodowy w układzie typu Rossiego powoduje to, że psuje się znacznie stosunek tła pojedynczych impulsów do impulsów koincy-



Rys. 5. a) Zmodyfikowany układ koincydencyjny typu Rossiego  
b) Ten sam układ razem z dyskrminatorem

dencyjnych, co z kolei utrudnia dyskryminację koincydencji. Rys. 5 przedstawia zmodyfikowany układ Rossiego [3], gdzie dwie triody otrzymują prąd anodowy z dwóch oporów  $R_1$  i  $R_2$  ( $R_1 > R_2$ ). Prąd płynący przez  $R_2$  przechodzi z kolei przez diodę  $a$  o małym oporze wewnętrznym. Duża pojemność utrzymuje stałe napięcie na anodzie diody w czasie przechodzenia impulsu. Zablockowanie jednej z triod powoduje skok napięcia w punkcie  $b$ , przez co zmniejsza się prąd płynący przez diodę. Ponieważ anoda diody jest na stałym potencjale, więc skok napięcia na anodzie triody jest równoznaczny ze zmianą spadku napięcia na diodzie. Skok ten jest warunkowany zmianą natężenia prądu płynącego przez diodę. Przez opór  $R_1$  płynie natomiast normalny prąd. Zablockowanie obu triod powoduje skok napięcia na oporze  $R_1$ . Prąd  $i_p$ , który płynął przez triodę, płynie obec-

nie przez pojemność rozproszenia  $C_p$ , powodując skok napięcia  $V_p = \tau i_p / C_p$ . Skok napięcia na diodzie wynosi  $V_0 = 1$  V. Skok napięcia  $V_p$  dla czasów krótkich, krótszych od  $R_1 C_p = 3 \cdot 10^{-8}$  sek staje się porównywalny ze skokiem napięcia na diodzie  $V_0 = 1$  V. Na przykład przy  $i_p = 10$  mA,  $C_p = 10$  pF,  $\tau = 2,10^{-9}$  sek,  $V_p = 2$  V. Dla tak krótkich czasów impulsy koincydencyjne i niekoincydencyjne są tego samego rzędu wielkości. Dla dyskryminowania impulsów koincydencyjnych wprowadza się drugą diodę c, która (rys. 5b) przekaże impulsy jedynie wtenczas, gdy napięcie na diodzie a będzie odwrócone. W ten sposób impulsy niekoincydencyjne na



Rys. 6. A) Przebieg impulsów w punkcie b dla łączenia z rys. 5a i 5b: a) niekoincydencyjnych, b) koincydencyjnych. B) Przebieg impulsów na katodzie diody c dla łączenia z rys. 5b: c) niekoincydencyjnych, d) koincydencyjnych

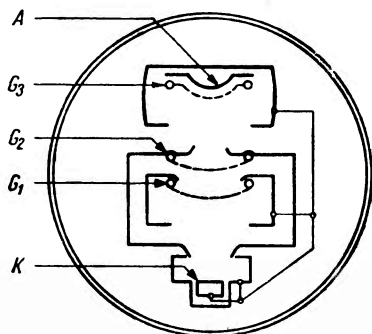
katodzie diody c zostały zmniejszone do 0,1 V. Osiągnięto w ten sposób czas rozdzielczy  $10^{-9}$  sek. Rys. 6A przedstawia przebieg impulsów dla łączenia z rys. 5a i 5b w punkcie b, rys. zaś 6B przedstawia przebieg impulsów przekazanych przez diodę c dla łączenia z rys. 5b. Okazało się, że w układzie tym nie pracują poprawnie diody 1 N56, 1 N34 i 1 N48. Jedynie diody germanowe dla ultrakrótkich częstości typu G-7 A nadają się do pracy. Układ powyższy był poszerzony do sześciokrotnego układu koincydencyjnego i antykoincydencyjnego i pracował z licznikami Czerenkowa.

## 2) Układ koincydencyjny z pentodą strumieniową

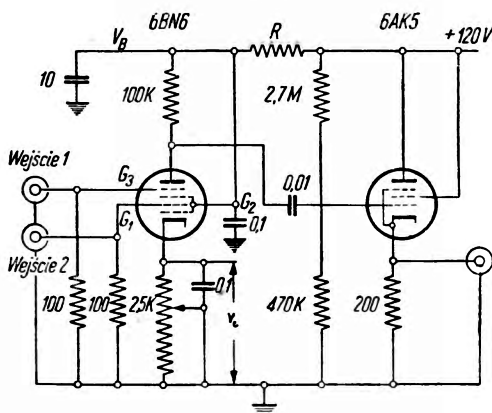
Prosty układ koincydencyjny o czasie rozdzielczym  $3 \cdot 10^{-10}$  sek lub krótszym podają J. Fischer i J. Marshall [4]. Wykorzystano tu lampę strumieniową 6BN6, zaopatrzoną w trzy siatki (rys. 7) — sterującą  $G_1$ , przyspieszającą  $G_2$  i sterującą  $G_3$ . Elektrody tworzą układ ostro



ogniskujący wiązkę elektronów. Maksymalny prąd lampy dyktuje siatka przyspieszająca  $G_2$ . Każda siatka sterująca ma ostre odcięcie prądu anodowego (na charakterystyce  $I_a, U_a$ ) i ta właściwość lampy jest tu wykorzystana. Właściwości siatek  $G_1$  i  $G_3$ , dotyczące dużych częstości, różnią się tym, że siatka trzecia jest silnie sprzężona pojemnościowo z anodą, siatka pierwsza — nie. Jeżeli zaś chodzi o zablokowanie lampy, siatki działają podobnie, tak że można stosować to samo napięcie blokujące.

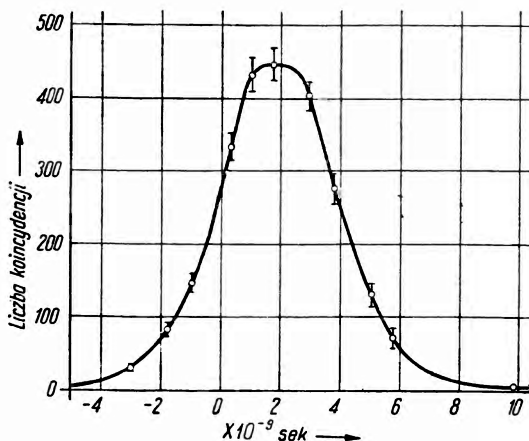


Rys. 7. Schemat lampy strumieniowej 6BN6: A — anoda,  $G_3$  i  $G_1$  — siatki kontrolne,  $G_2$  — siatka przyspieszająca, K — katoda



Rys. 8. Układ koincydencyjny z lampą strumieniową 6BN6

Siatki I i III są uziemione oporami  $100 \Omega$  i otrzymują dodatnie impulsy (rys. 8). W obwodzie katodowym znajduje się nastawny opór katodowy. Prąd katodowy płynie poprzez drugą siatkę, która jest połączona bezpośrednio ze źródłem napięcia. Anoda jest połączona ze źródłem poprzez opór  $100 \text{ k}\Omega$ . Strumień elektronowy przenosi w czasie koincydencji pewien ładunek, który odpływa później z anody ze stałą



Rys. 9. Liczba koincydencji w zależności od opóźnienia impulsów na siatce  $G_3$

czasową  $RC$  rzędu  $1 \mu\text{sek}$ . Duży opór anodowy jest korzystny z powodu sprzężenia pojemnościowego między siatką  $G_3$  a anodą. Niekoincydencyjny impuls dodatni, przychodzący na siatkę  $G_1$ , nie powoduje żadnych zmian w układzie, natomiast taki sam impuls przychodzący na siatkę  $G_3$  poprzez pojemność wzajemną elektrod przedostaje się także — tylko od-

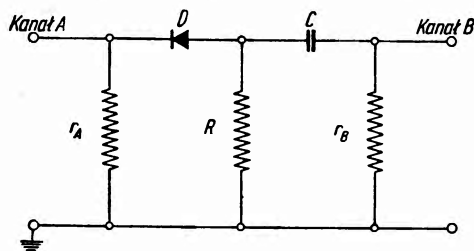
powiednio zmniejszony — na anodę. Ten krótkotrwały impuls pojemnościowy, z powodu dużej stałej czasowej obwodu anodowego, zmienia minimalnie potencjał anody i nie sprawia trudności w dyskryminowaniu znacznie większych impulsów koincydencyjnych przeciwnego znaku. Duża stała czasowa obwodu anodowego prowadzi z jednej strony do długiego impulsu koincydencyjnego, z drugiej zaś strony usuwa niepożądane efekty, spowodowane dużą pojemnością między anodą i siatką  $G_3$ .

Czas potrzebny na przejście elektronów między siatkami  $G_1$  i  $G_3$  jest rzędu  $2 \cdot 10^{-9}$  sek. O taki czas należy opóźnić impulsy przychodzące na siatkę  $G_3$  względem impulsów przychodzących na siatkę  $G_1$ . Rys. 9 przedstawia liczbę koincydencji w zależności od opóźnienia wzajemnego impulsów dla impulsów pochodzących z liczników Czerenkowa w połączeniu z fotopowielaczami.

### 3) Układ koincydencyjny zawierający diody krystaliczne

Impulsy z fotopowielaczy są różnej wielkości. Stosując wzmacniacze formujące impulsy przed układem koincydencyjnym nie udało się uzyskać czasów rozdzielczych krótszych od  $5 \cdot 10^{-9}$  sek. Przekroczyć tę granicę udało się Bayowi [5], który sprowadzał impulsy do koincydencji nie wyrównując ich poprzednio.

Zasada nowego układu polega na tym, że można mierzyć za pomocą diod krystalicznych różnice napięć między dwoma kanałami nawet dla

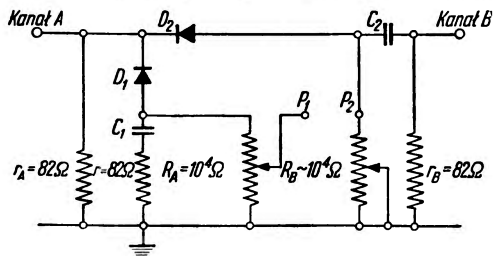


Rys. 10. Układ antykoincydencyjny o krótkim czasie rozdzielczym przy zastosowaniu diody krystalicznej

bardzo krótkich impulsów. Układ pomiarowy przedstawia rys. 10. Dioda  $D$  ładuje kondensator  $C = 100$  pF, jeżeli istnieje różnica napięć między kanałami A i B. Kondensator  $C$  będzie rozładowywał się poprzez opory  $r_B$  i  $R$  ( $R = 10^4 \Omega$ ;  $r_B = 100 \Omega$ , charakterystyczny opór kanału B). W krótkim czasie rozładowania się można mierzyć napięcie na kondensatorze  $C$ , dobierając wzmacniacz, który nie jest zakłócany zmianami napięcia wysokiej częstotliwości ( $10^{-9}$  sek) samych impulsów. Przy doprowadzeniu tych samych impulsów do kanałów A i B nie obserwuje się żadnych impulsów na kondensatorze  $C$ . Urządzenie powyższe działa więc jako układ antykoincydencyjny o wysokim czasie rozdzielczym. Przez kombinację tego układu z takim, który pracuje tylko przy jednym kanale, uzyskuje się układ koincydencyjny. Różnica pomiarów w obu układach

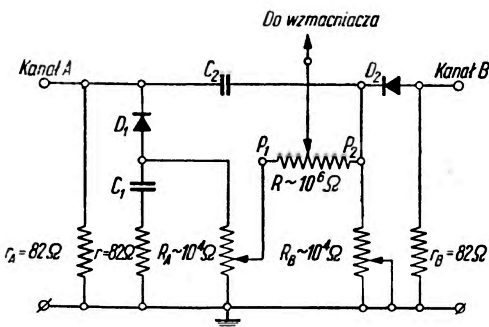
...

da zero w przypadku braku koincydencji, a wynik różny od zera — w przypadku koincydencji (rys. 11). Jeżeli ujemny impuls przyjdzie tylko do kanału A, to kondensatory  $C_1$  i  $C_2$  będą naładowane do tej samej wartości, a będą się rozładowywać poprzez opory  $R_A$  i  $R_B$  i wzmacniacz różnicowy nic nie pokaże między  $P_1$  i  $P_2$ . Impuls z kanału B w ogóle nie ładuje kondensatorów. Jedynie w przypadku impulsów równoczesnych z kanału A i B kondensator  $C_1$  zostanie naładowany, a kondensator  $C_2$  prawie nie i wzmacniacz wykaże impuls.



Rys. 11. Zasada układu koincydencyjnego przy zastosowaniu diod krystalicznych

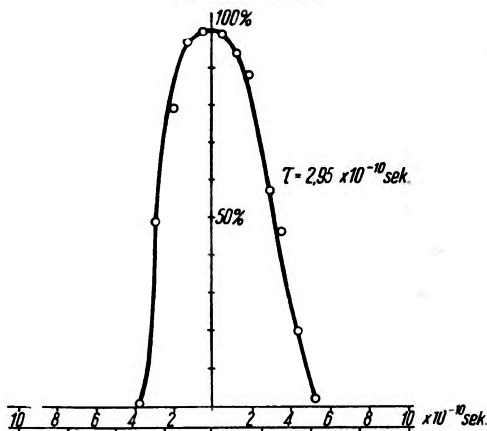
Stale czasowe są tak dobrane, że  $C_1 R_A = C_2 R_B$ ,  $P_1$  jest nastawne. Na rys. 12 kondensator  $C_2$  ma zamienione miejsce z diodą  $D_2$ . Impulsy odprowadzamy do zwykłego wzmacniacza. Rys. 13 przedstawia krzywą liczby koincydencji w zależności od opóźnienia impulsu w jednym z kanałów; szerokość impulsów przychodzących wynosi  $3 \cdot 10^{-10}$  sek.



Rys. 12. Układ koincydencyjny o czasie rozdzielczym  $3 \cdot 10^{-10}$  sek przy użyciu diod krystalicznych

### 3. Układy przeliczające — scalery

Scaler służy do rejestracji impulsów o dużej częstotliwości. Obniża on liczbę impulsów  $n = m^k$  krotnie, gdzie  $m$  nazywamy skalą scalera. Z wielu możliwych skal używane są skale dwójkowe i dziesiętne. W skali dwójkowej, a bardzo często i w skali dziesiętnej podstawowym elementem schematu jest multiwibrator bistatyczny (Eccles, Jordan). Jeżeli na wejściu multiwibratora przyjdą jeden za drugim dwa impulsy, na przykład



Rys. 13. Liczby koincydencji w zależności od opóźnienia w jednym z kanałów

przyjdą dwa impulsy, na przykład

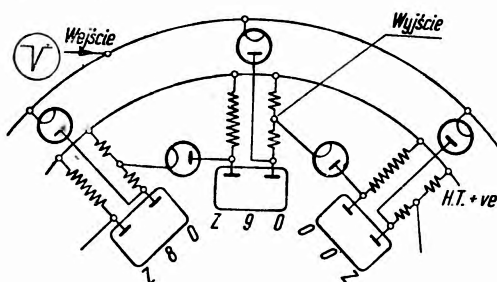
ujemne, to na jego wyjściu pojawi się raz dodatni, raz ujemny skok napięcia. Następna komórka wybierając impulsy jednego znaku (ujemne) dokonuje dwukrotnej obniżki liczby impulsów, zamieniając je na przemian na dodatnie i ujemne. Istnieją różne schematy scalerów w zależności od sposobów łączenia poszczególnych komórek dwójkowych. Najczęściej używane scalery dwójkowe mają obecnie jedną podwójną triodę na stopień. Scalery skali dwójkowej zostały dość obszernie omówione w artykule [6].

*a) Scalery skali dziesiętnej (dekadowe); scalery z pierścieniowym systemem dziesiętnym*

1) Typowy dekadowy scaler pierścieniowy

Istnieje kilka możliwości uzyskania scalerów dekadowych: 1) pierścieniowy system dziesiętny albo pierścieniowy system piątkowy w połączeniu w szereg z komórką dwójkową, 2) system dwójkowy 16-6 w jednym akcie albo 16-4-2, albo ostatecznie 8 + 2, 3) metoda koincydencyjna.

Prostym w działaniu układem pierścieniowym jest układ przedstawiony na rys. 14, w którym używane są multiwibratory bistatyczne [7]. Multiwibratory te mają dwa stany



Rys. 14. Pierścieniowy układ dziesiętny (w stanie wyjściowym)

równowagi, stan I — lewa lampa zablokowana, prawa otwarta i stan II — lewa otwarta, prawa zablokowana. Multiwibratory są nawzajem połączone cyklicznie w ten sposób, że jeżeli komórka  $n$  przechodzi ze stanu II do stanu I, to komórka  $n + 1$  jest przerzucana ze stanu I do II. Wszystkie multiwi-

bratory są podłączone asymetrycznie do przewodu, który otrzymuje impuls wejściowy. Asymetryczne podłączenie polega na tym, że impuls wejściowy przerzuca multiwibrator ze stanu II do stanu I, natomiast na multiwibrator w stanie I nie ma wpływu. Jeżeli poszczególne pary pierścienia oznaczmy numerami od 0 do 9, to stan początkowy, do którego układ zawsze możemy sprowadzić, jest taki, że para 0 znajduje się w stanie II, a wszystkie inne pary w stanie I. Pierwszy impuls przychodzący działa tylko na parę 0, ponieważ prawe lampy wszystkich komórek są otwarte i anody tych lamp (triody) jak również połączone z nimi anody diod mają napięcie niższe niż katody diod, które są podłączone do wspólnego przewodu i otrzymują ujemny impuls wejściowy. Ujemny impuls wejściowy

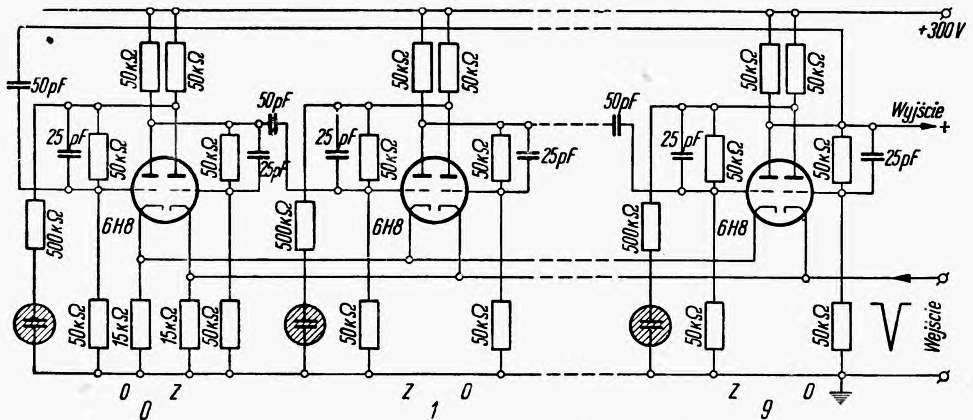
zostanie przekazany jedynie na anodę lewej lampy komórki 0, ponieważ lampa ta jest zablokowana i jej anoda znajduje się na wysokim potencjale. Pierwszy impuls przerzuca parę 0 do stanu I, następną parę ze stanu I do stanu II. W ten sposób każdy impuls powoduje przerzut jednej komórki ze stanu I do II. Stan II przesuwają się po pierścieniu za każdym impulsem przychodzącym. Impuls jest odprowadzony z pary 9 przy jej przejściu ze stanu II do I, co dzieje się przy dziesiątym impulsie wejściowym. Układ można sprowadzić do stanu wyjściowego (komórka 0 w stanie II, inne w stanie I) przez chwilowe odłączenie diody połączonej z komórką 0 i podłączenie na wspólny przewód, łączący katody 10 diod napięcia niższego od napięcia anodowego. Omawiany schemat zawiera 10 podwójnych triod i 20 diod na pierścieniu.

## 2) Schemat Sharplessa

Sharpless [8] podał schemat nie zawierający diod. W schemacie tym (rys. 15) każda anoda lewej triody wszystkich komórek jest połączona z odpowiednią siatką lewej triody następnej komórki, anoda zaś lewej triody ostatniej komórki jest połączona z siatką lewej triody pierwszej komórki. Wszystkie katody lewych lamp są połączone razem i mają wspólny opór katodowy. Wszystkie katody prawych lamp też są połączone razem i mają swój odrębny opór katodowy. Na ten ostatni przychodzi ujemny impuls wejściowy. W stanie wejściowym w zerowej komórce lewa trioda jest otwarta, prawa zablokowana (stan II); we wszystkich następnych komórkach jest na odwrót — lewe triody są zablokowane, prawe otwarte (stan I). W stanie wyjściowym neonówka związana z zerową komórką świeci, neonówki następnych komórek nie świecą. Przyjście ujemnego impulsu na katody prawych lamp wszystkich komórek jest równoznaczne w działaniu z impulsem dodatnim na siatkach tych lamp. Ponieważ z prawych triod tylko trioda komórki 0 jest zablokowana, więc przychodzący na katodę impuls ujemny otwiera tę lampę, przerzucając zerową komórkę ze stanu II do stanu I i przekazując równocześnie dodatni impuls następnej komórki, która z kolei przechodzi ze stanu I do stanu II. Równocześnie gaśnie neonówka związana z komórką 0, a zapala się neonówka komórki 1. Za każdym ujemnym impulsem przychodzącym na katody prawych triod stan II i paląca się neonówka przesuwają się w prawo o jedną komórkę. Dziewiąty impuls przerzuca dziewiątą komórkę ze stanu II do stanu I oraz komórkę 0 ze stanu I do II, przekazując równocześnie dodatni impuls do następnego pierścienia dziesiątego. Tym samym omawiany pierścień wrócił do stanu wyjściowego. W celu zabezpieczenia poprawnego działania wyżej omawianego schematu

impulsy wyjściowe muszą mieć określony kształt. W tym celu omawiany układ jest zaopatrzony w układ wstępny, formujący impulsy przycho-  
dzące.

Wyżej omawiane pierścieniowe układy przeliczające mogą mieć do-  
wolny stopień redukcji, przy czym liczba komórek równa się stopniowi  
redukcji pierścienia.



Rys. 15. Schemat Sharplessa pierścieniowego układu dziesiętnego (stan wyjściowy)

Ujemną stroną omawianych powyżej schematów pierścieniowych jest — w stosunku do schematów, które przedyskutujemy w dalszej części rozdziału — duża liczba elementów przypadająca na jeden pierścień. Ten dodatkowy wkład sprzętu opłaca się jednak, ponieważ układy zbudowane według tych schematów są stabilne w pracy, proste w uruchamianiu i naprawie i są stosunkowo mało czułe na zmiany napięcia zasilającego.

### 3) Schemat Regenera

Zostały również opublikowane schematy pierścieniowych układów dekadowych, zawierające dziesięć pentod (Regener [9]) albo 10 triod na jeden pierścień. W schemacie Regenera (rys. 16) wykorzystana jest opisana przez Blaira [10] i przedstawiona na rys. 17 komórka dwójkowa, zawierająca dwie pentody. Dwie pentody jednej komórki są rozmieszczone na obwodzie pierścienia diametralnie naprzeciw siebie. Pięć lamp pierścienia przewodzi prąd, pozostałe lampy (5) są zablokowane, przy czym lampy przewodzące jak również lampy zablokowane tworzą dwie odrębne, zwarte grupy. Te dwie zwarte grupy powstają dzięki oporom  $R_2$ , które łączą anody sąsiednich lamp. Jeżeli z trzech sąsiednich lamp skrajne przewodzą prąd, to z powodu istnienia oporów  $R_2$  napięcie na anodzie lampy środkowej jest niskie. Wobec tego lampka dia-

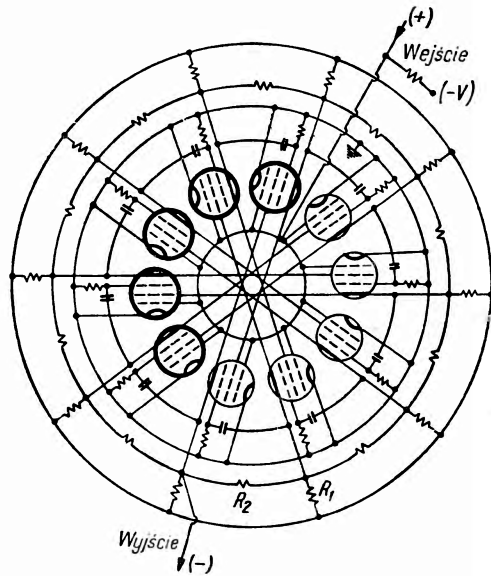


metralnie przeciwna lampie środkowej jest zablokowana; tym samym lampa środkowa przewodzi prąd. Obie lampy sąsiadujące z lampą diametralnie przeciwną lampie środkowej są też zablokowane.

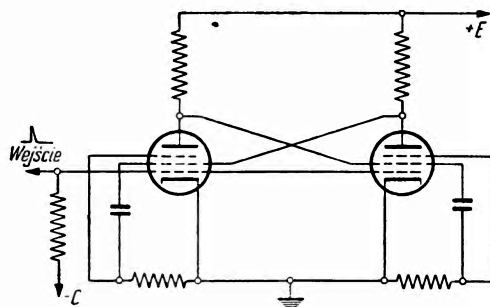
Jedynym możliwym ustawieniem dla pierścienia połączonego w wyżej opisany sposób jest pięć kolejnych lamp otwartych, a pozostałych pięć kolejnych lamp zablokowanych, przy czym istnieje 10 takich położeń, które możemy oznaczyć kolejnymi liczbami od 0 do 9.

Rys. 16 przedstawia schemat ideowy wyżej omawianego układu, przy czym tłuste koła oznaczają lampy otwarte, pozostałe zaś kółka — lampy zablokowane.

Siatki czynne wszystkich lamp są połączone razem i przyłączone poprzez opór do ujemnego napięcia. Siatki te otrzymują dodatnie impulsy, które powodują przejście z jednego stanu równowagi do drugiego jednej z dwóch komórek dwójkowych, znajdujących się na obu brzegach zwartych grup lamp otwartych i zablokowanych. W ten sposób zwarta grupa lamp otwartych, a także zablokowanych za każdym impulsem przychodzącym przesuwają się o jedno miejsce ( $36^\circ$ ) w kierunku zgodnym albo przeciwnym z ruchem wskazówek zegara. W celu zapewnienia przesuwania się obu zwartych grup lamp zawsze w tym samym kierunku, na przykład zgodnie z ruchem wskazówek zegara, anoda każdej lampy jest połączona poprzez kondensator z siatką zerową sąsiedniej lampy (w kierunku ruchu wskazówek zegara). Przy każdym dodatnim impulsie przychodzącym na siatki czynne, jedynie na anodach lamp zablokowanych powstają ujemne impulsy, tak że siatki zerowe 4 lamp



Rys. 16. Schemat Regenera pierścieniowego układu dziesiętnego



Rys. 17. Komórka scalera dwójkowego wg Blaira

zablokowanych powstają ujemne impulsy, tak że siatki zerowe 4 lamp



zablokowanych oraz sąsiadującej z nimi lampy otwartej otrzymują impulsy ujemne.

Ujemne impulsy na siatkach zerowych lamp zablokowanych nie zmieniają stanu lamp. Jedynie ujemny impuls na siatce zerowej lampy otwartej (pierwsza ze strony lewej na rys. 16) przerzuca tę lampę i jej partnerkę, położoną diametralnie naprzeciw, z jednego stanu równowagi w drugi. W ten sposób stan lamp otwartych i zablokowanych przesuwają się po pierścieniu o  $36^\circ$  po każdym dodatnim impulsie. Dla uwidocznienia, w którym z możliwych położań znajduje się dany pierścień, do oporów sprzęgających poszczególne anody podłącza się równoległe małe neonówki sygnalizacyjne. Między anodami lamp otwartych, a także między anodami lamp zablokowanych istnieją małe różnice potencjału. Jedynie na dwóch oporach, które łączą anodę lampy zablokowanej z anodą lampy otwartej, istnieje różnica potencjału wystarczająca dla zapłonu neonówki. Te różnice potencjału w obu miejscach, gdzie sąsiadują lampa zablokowana z otwartą, mają przeciwne kierunki. Jeżeli przysłonimy połowę wszystkich lamp neonowych, tak że w każdej będzie widoczna tylko jedna elektroda, to z obu lamp świecących tylko jedna będzie widoczna. Będzie ona wskazywała, w którym z możliwych 10 położań znajduje się pierścień.

Pierścień sprowadza się do położenia wyjściowego przez odłączenie na krótki okres czasu napięcia anodowego od lamp, które mają przewodzić.

Opisany powyżej reduktor pracuje poprawnie do częstości 100 kilocykli/sek.

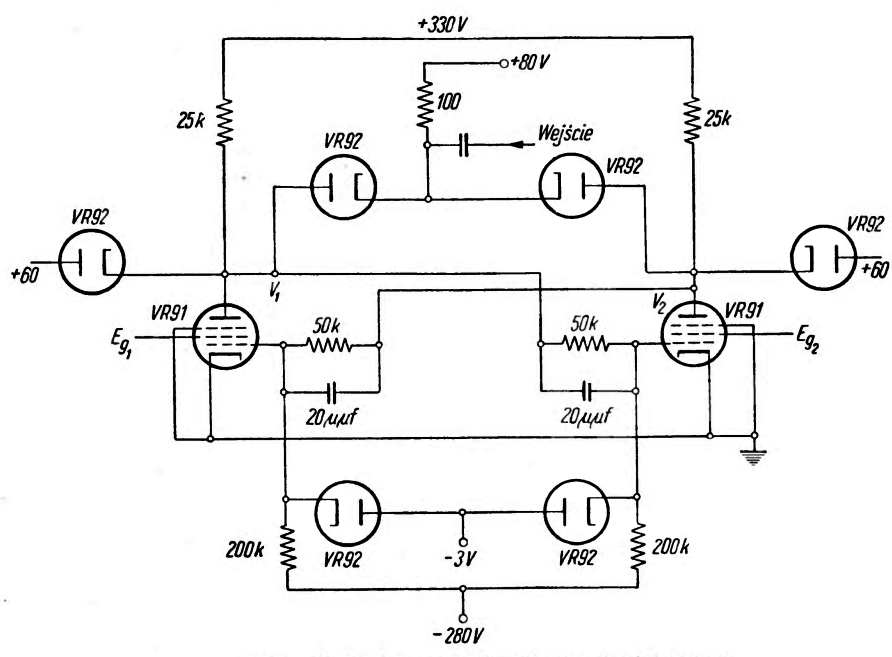
Schematy dekadowych reduktorów pierścieniowych są stosunkowo złożone i dlatego używa się ich jedynie wtenczas, gdy zachodzi konkretna potrzeba zastosowania tego, a nie innego schematu. Na ogół używa się dekadowych reduktorów zbudowanych na zasadzie systemu dwójkowego z odejmowaniem impulsów.

### b) Scalery szybkie

#### 1) Systemu dwójkowego

Ważnym parametrem dla scalerów jest czas rozdzielczy, który można zdefiniować jako najkrótszy odstęp czasu między dwoma impulsami, które zostaną poprawnie policzone. Normalnie skonstruowane scalery mają czas rozdzielczy rzędu od 5 do 10  $\mu\text{sek}$ . Stosując małe opory anodowe i pojemności sprzęgające oraz odpowiednie lampy elektronowe można uzyskać na triodach czas rozdzielczy scalera od 1 do 0,5  $\mu\text{sek}$ , a na pentodach nawet czas 0,3  $\mu\text{sek}$ . Czas rozdzielczy scalera musi być dostosowany do częstości liczenia. W zastosowaniu do liczników scyntylacyjnych

nych i Czerenkowa, w celu zmniejszenia gubienia impulsów wymagane są scalery o czasie rozdzielczym znacznie krótszym od wyżej wymienionych. Czas rozdzielczy układu jest ograniczony czasem narastania napięcia anodowego lampy, która zostaje zablokowana. Ten czas narastania



Rys. 18. Scaler szybki systemu dwójkowego

można skrócić w dwojaki sposób: 1) zmniejszając opory anodowe, co pociąga za sobą przepływ dużych prądów anodowych, 2) ograniczając amplitudy wahań napięcia na anodach lamp układu, co jest niezależne od charakterystyk lamp multiwibratorów. Wahań na anodzie rzędu 10 V są wystarczające. Czas rozdzielczy jest ograniczony także szybkością przemian napięcia, zachodzących na siatkach lamp. Ograniczając amplitudy wahań napięciowych na anodach i siatkach danej komórki scalera możemy znacznie polepszyć czas rozdzielczy układu.

W schemacie przedstawionym na rys. 18 wahania napięcia anodowego są utrzymane w granicach od 60 do 80 V za pomocą czterech diod, a wahania napięcia na siatkach zachodzą w granicach od 0 do -3 V wskutek działania siatek (prąd siatkowy) i 2 diod. Czas rozdzielczy omawianego układu wynosi 0,13 µsek [11].

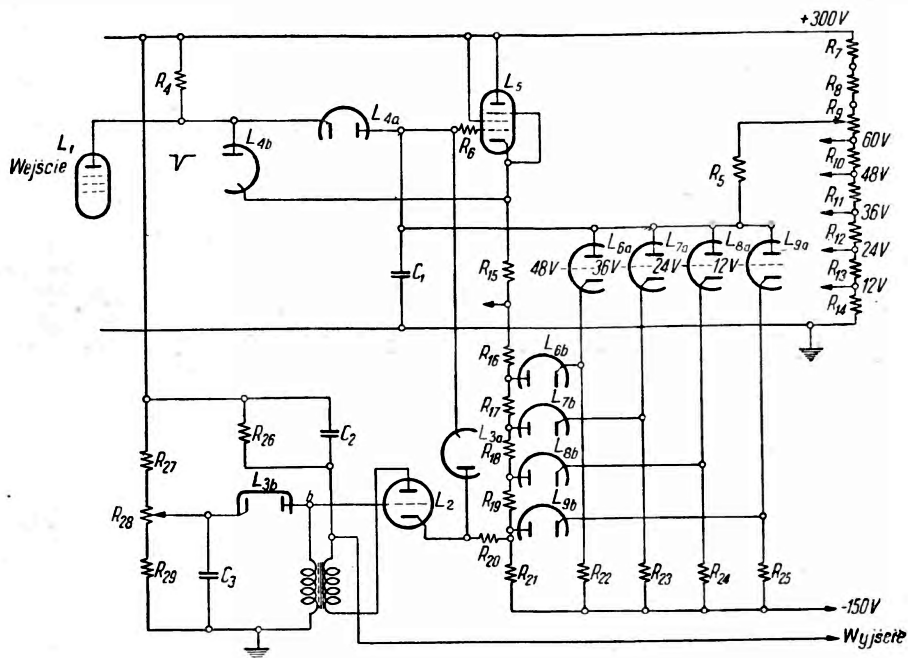
Trudnością zasadniczą przy scalerach szybkich jest sprzężenie między komórkami, które przedstawia pewne obciążenie dla poszczególnych komórek. W schemacie podanym w pracy [12] impuls jest odprowadzany

z samoindukcji znajdującej się w obwodzie katodowym drugiej lampy multiwibratora, zaś w pracy [13] do sprzężenia między komórkami służą aż trzy lampy elektronowe. Anoda lampy multiwibratora jest obciążona jedynie pojemnością 1,5 pF. W schemacie z pracy [12] była ograniczona jedynie górna granica wahań napięcia anodowego, w schemacie w pracy [13] jest ograniczona również dolna granica. Te udoskonalenia obniżyły czas rozdzielczy scalera do wartości 0,06  $\mu$ sek. O ile uświadomimy sobie, że taki scaler zdolny jest policzyć  $1,7 \cdot 10^7$  periodycznych impulsów na sekundę, to wydaje się, że obecny schemat zaspokoi na jakiś czas wymagania fizyków.

## 2) Scalery z nagromadzeniem impulsów (ładunków)

Obok tu wymienionych typów scalerów zaczyna się stosować układy o odmiennej zasadzie działania [14]. Układ taki zawiera kondensator, który jest ładowany do pewnego potencjału, a każdy impuls przychodzący rozładowuje ten kondensator obniżając o pewną wartość jego napięcie aż do chwili, gdy kondensator zostaje całkowicie rozładowany. Wtenczas włącza się generator blokujący, który momentalnie ładuje kondensator do początkowej wartości napięcia, przekazując równocześnie impuls do dalszego liczenia. Jedno rozładowanie kondensatora jest równoznaczne z przyjściem pewnej liczby impulsów, na przykład 5. Od przyjścia jednego impulsu do następnego napięcie na kondensatorze jest stabilizowane za pomocą lamp elektronowych. Szczegółowy schemat scalera tego typu przedstawia rys. 19. Na wejście scalera z anody lampy  $L_1$  przychodzą ujemne impulsy prądowe o czasie trwania 0,1  $\mu$ sek i amplitudzie 10 mA. Te impulsy poprzez diodę  $L_{4a}$  rozładowują kondensator  $C_1$ , przy czym pojemność ta jest tak dobrana (80 pF), że powstaje na niej około 12-woltowy skok napięcia za każdym impulsem przychodzącym. W czasie rozładowywania kondensatora  $C_1$  dioda  $L_{4b}$  jest wyłączona napięciem siatka-katoda wtórnika katodowego  $L_5$ . Z chwilą gdy urywa się impuls przychodzący do scalera, przestaje płynąć prąd poprzez opór  $R_4$ , tak że podnosi się napięcie katody — diody  $L_{4a}$  i anody  $L_{4b}$ , aż do chwili gdy dioda  $L_{4b}$  zaczyna przewodzić prąd, ustalając napięcie na anodzie tej lampy około 1 V powyżej napięcia katody lampy  $L_5$ . Dioda  $L_{4a}$  jest w ten sposób wyłączona i pojemność  $C_1$  odłączona od wejścia. Dzięki zastosowaniu diody  $L_{4a}$  unikamy niepożądanych wpływów resztkowego prądu anodowego lampy  $L_1$  w czasie blokowania tej lampy. Napięcie na kondensatorze  $C_1$  wynosi początkowo 60 V, a po piątym impulsie spada do zera, obniżając tym samym napięcie na katodzie wtórnika katodowego  $L_5$ , a także i na katodzie lampy  $L_2$  oscylatora blokującego. Oscylator zostaje

uruchomiony: rośnie szybko napięcie katody i siatki oscylatora. Ładuje on momentalnie poprzez diodę  $L_{3a}$  pojemność  $C_1$  i przekazuje impuls do scalera dwójkowego. Wzrost napięcia siatki lampy  $L_2$  zatrzymuje na pewnym poziomie dioda  $L_{3b}$ , tak że pojemność  $C_1$  zostaje naładowana dokładnie do 60 V. Z chwilą gdy napięcie katody lampy  $L_2$  podniesie się

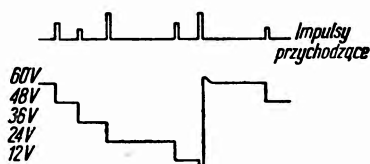


Rys. 19. Scalera z nagromadzeniem ładunków. Wartości użytych elementów:  
 $R_4$  — 270 k $\Omega$ ,  $R_5$  — 2,2 M $\Omega$ ,  $R_6$  — 470 k $\Omega$ ,  $R_7$  — 10 k $\Omega$ ,  $R_8$  — 15 k $\Omega$ ,  
 $R_9$  — 1 k $\Omega$ ,  $R_{10}$  — 550 $\Omega$ ,  $R_{11}$  — 960 $\Omega$ ,  $R_{12}$  — 980 $\Omega$ ,  $R_{13}$  — 1020 $\Omega$ ,  $R_{14}$  — 1100 $\Omega$ ,  
 $R_{15}$  — 680 $\Omega$ ,  $R_{16}$  — 82 $\Omega$ ,  $R_{17}$  — 120 $\Omega$ ,  $R_{18}$  — 130 $\Omega$ ,  $R_{19}$  — 180 $\Omega$ ,  $R_{20}$  — 470 $\Omega$ ,  
 $R_{21}$  — 23 $\Omega$ ,  $R_{22}$  — 1 M $\Omega$ ,  $R_{23}$  — 820 k $\Omega$ ,  $R_{24}$  — 560 $\Omega$ ,  $R_{25}$  — 390 k $\Omega$ ,  $R_{26}$  — 3,3 k $\Omega$ ,  
 $R_{27}$  — 39 k $\Omega$ ,  $R_{28}$  — 5 k $\Omega$ ,  $R_{29}$  — 6,8 k $\Omega$ ,  $C_1$  — 50 pF,  $C_2$  — 220 pF,  $C_3$  — 0,1  $\mu$ F,  
 $L_2$  — CV 139,  $L_3$  —  $L_4$  — CV 140,  $L_5$  — CV 138,  $L_6$  do  $L_9$  — CV 137.

powyżej napięcia siatki tej lampy, urywa się prąd anodowy tej lampy, napięcie siatki wraca szybko do zerowego potencjału, a napięcie katody tej lampy wraca do poziomu podyktowanego układem oporów wtórnika katodowego  $L_5$ . Dioda  $L_{3a}$  stanowi obecnie obwód otwarty, tak że pojemność  $C_1$  może otrzymywać następne impulsy. Rys. 20 przedstawia zmiany napięcia zachodzące na pojemności  $C_1$  w czasie jednego cyklu.

Opisany schemat funkcjonuje poprawnie dla impulsów częstych. W przypadku dłuższej przerwy między impulsami, napięcie na kondensatorze  $C_1$  może zmieniać się z powodu wpływów spowodowanych niedostateczną izolacją i prądem siatkowym lampy  $L_5$ . Aby tego uniknąć napięcie na kondensatorze  $C_1$  jest stabilizowane w przerwie między impul-

sami układem lamp. Początkowo napięcie kondensatora  $C_1$  na poziomie 60 V utrzymuje opór  $R_5$ . Siatki triod  $L_{6a}$ — $L_{9a}$  mają odpowiednio napięcia 48 V, 36 V, 24 V i 12 V. W czasie gdy na kondensatorze  $C_1$  jest napięcie 60 V, katoda lampy  $L_5$  jest na tym samym potencjale. Diody  $L_{6b}$ — $L_{9b}$  przewodzą prąd, a triody  $L_{6a}$ — $L_{9a}$  są zablokowane. Pierwszy impuls obniża napięcie na kondensatorze do 48 V, dioda  $L_{6b}$  przestaje przewodzić, a zaczyna przewodzić trioda  $L_{6a}$ . Dalsze triody są nadal zablokowane. Napięcie anody triody  $L_{6a}$  ustala się nieco powyżej 48 V, tj.



Rys. 20. Zmiana napięcia na pojemności  $C_1$  z rys. 19 w czasie policzenia 6 impulsów

kondensatora  $C_1$  dokładnie na podanych z góry poziomach, korygując niedokładności w przychodzących impulsach.

Dla impulsów o czasie trwania 0,1  $\mu$ sek czas rozdzielczy scalera wynosi 0,25  $\mu$ sek. Maksymalna częstość liczenia (około  $10^6$  sek $^{-1}$ ) jest ograniczona dopuszczalną stratą zliczeń. Dla impulsów regularnych częstość liczenia (około  $2 \times 10^6$  sek $^{-1}$ ) jest ograniczona czasem powrotu oscylatora blokującego.

### c) Scalery zbudowane przy użyciu dekadowych lamp liczących

Dziesiątka skali scalerów jest znacznie praktyczniejsza w pracy od skali dwójkowej, ponieważ nie wymaga przeliczania rejestrowanej przez scaler liczby impulsów. Omówione poprzednio schematy scalerów dekadowych wymagają jednak bardzo dużej ilości elementów, co zwiększa koszty oraz prawdopodobieństwo psucia się przyrządu. Scalery skali dwójkowej zawierają mniejszą ilość elementów od scalerów skali dziesiętnej, z tych też względów są bardziej stabilne w działaniu i pozwalają na szeroką tolerancję wartości użytych elementów. Korzyści wynikające z użycia skali dziesiętnej zmuszają niekiedy do zrezygnowania z prostoty układu i skłaniają do użycia układów przeliczających skali dziesiętnej.

Dążenia do uproszczenia dziesiętnych układów przeliczających doprowadziły do konstrukcji dekadowych lamp liczących. W ostatnich latach wyprodukowano szereg typów takich lamp. Użycie ich zmniejsza koszty układów przeliczających, dając znacznie prostsze układy dziesiętne, których stabilność nie ustępuje układom przeliczającym zbudowanym przy użyciu lamp elektronowych z żarzoną katodą. Maksymalna prędkość li-

powyżej napięcia siatki tej lampy, podtrzymując napięcie katody i kondensatora na poziomie 48 V. Następny impuls obniża napięcie kondensatora  $C_1$  do poziomu 36 V. Przestają przewodzić diody  $L_{6b}$ ,  $L_{7b}$  oraz trioda  $L_{6a}$  a zaczyna przewodzić trioda  $L_{7a}$ , podtrzymując napięcie kondensatora  $C_1$  na poziomie 36 V. W ten sposób układ lamp  $L_6$ — $L_9$  utrzymuje napięcie

czenia tych lamp wynosi od  $10^5$  do  $4 \times 10^3$  (czas rozdzielczy między kolejnymi impulsami od 10  $\mu$ sek do 250  $\mu$ sek) i jest na ogół znacznie niższa od szybkości liczenia normalnych układów przeliczających.

Dekadowe lampy liczące znalazły szerokie zastosowanie we wszystkich tych przypadkach, gdzie przy ograniczonej szybkości liczenia wymagany jest układ trwały, małych rozmiarów i prosty w konstrukcji oraz pobierający mały prąd zasilania.

Scalery zbudowane przy użyciu lamp dekadowych mają jednak stosunkowo duży czas rozdzielczy i z tego powodu nie mogą być stosowane w wielu zagadnieniach fizyki jądrowej, ustępując miejsca szybkim scalerom systemu dwójkowego.

Rozróżniamy trzy grupy dekadowych lamp liczących:

- 1) lampy gazowane o zimnej katodzie,
- 2) lampy promieni katodowych,
- 3) trochotrony.

#### Lampy liczące gazowane z zimną katodą

Lampy liczące tego typu zawierają w bańce szklanej wypełnionej gazem szereg (10—40) katod niezależnych, umieszczonych wokół wspólnej anody. Lampy z zimną katodą mają tę przewagę nad lampami z żarzącą się katodą, że są małych wymiarów, mają praktycznie nieograniczony czas życia, są stosunkowo nieczułe na zmiany napięcia zasilającego, z drugiej jednak strony proces dejonizacji gazu jest stosunkowo powolny, co ogranicza szybkość liczenia tych lamp. Czas rozdzielczy waha się od 30  $\mu$ sek do 250  $\mu$ sek w zależności od rodzaju lampy (geometria elektrod, rodzaj gazu wypełniającego lampę). Lampy liczące tego typu zawierają stosunkowo dużo elektrod, co prowadzi do dużej pojemności wejściowej oraz ogranicza szybkość liczenia.

Wszystkie dekadowe lampy liczące wymagają impulsu wejściowego o szerokości i amplitudzie większej od pewnej minimalnej wartości. Te wymagania dotyczące kształtu impulsu stwarzają pewne trudności w konstrukcji układów liczących zawierających te lampy.

Wyładowanie w gazowanej lampie liczącej odbywa się między anodą i jedną z katod wskaźnikowych. Między katodami wskaźnikowymi znajdują się tak zwane katody przejściowe w ilości od 1 do 3. Ogółem liczba wszystkich katod waha się od 10 do 40, w zależności od rodzaju lampy. Lampa dokonuje liczenia w ten sposób, że każdy impuls przychodzący na układ katod przejścia przesuwa wyładowanie z jednej katody wskaźnikowej na następną.

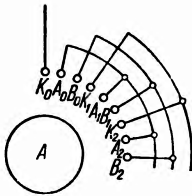
Gazowane lampy liczące są produkowane przez szereg firm pod różnymi nazwami: dekatrony (Ericsson Telephone Co, GC10A, GC10B, GC10D),



remtrony — (Remington Rand), nomotrony (Standart Telephones & Cable Ltd. G10/24OE, CV2223; Western Electric: 616'7).

### Dekatrony

Produkowane są dwa typy dekatronów: 1) lampy podwójnych impulsów: GC10A, i GC10B oraz lampy pojedynczych impulsów — GC10D. W Warszawie w Zakładzie prof. Groszkowskiego produkuje się lampy LDG1A i LDG1B, które są odpowiednikiem lamp GC10D. Rys. 21

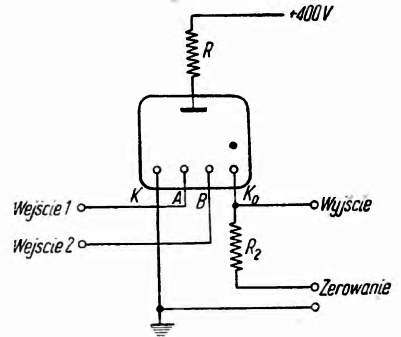


Rys. 21. Układ elektrod w lampie GC10B

pokazuje rozmieszczenie elektrod w lampie GC10B. Wokół anody A znajduje się 30 symetrycznie rozmieszczonych katod. Katody wskaźnikowe  $K_1, K_2, K_3 \dots$  i  $K_9$  są połączone razem, natomiast katoda  $K_0$  ma osobne wyprowadzenie, ponieważ z tej katody otrzymuje się impuls wyjściowy. Wyładowanie na katodzie  $K_0$  jest stanem początkowym dekatronu. Katody przejścia, znajdujące się między katodami wskaźnikowymi, są połączone w dwie grupy A i B. Zewnętrzne połączenie lampy jest pokazane na rys. 22, zaś rys. 23 pokazuje kształt i ugrupowanie impulsów ujemnych liczonych przez lampę. Każdy sygnał zawiera dwa impulsy, przy czym impulsy przekazywane na układ katod B są opóźnione względem impulsów przekazywanych na układ katod A. Katody przejścia są na potencjale około  $+40$  V, katody wskaźnikowe na potencjale 0, tak że wyładowanie ustala się między anodą a jedną z katod wskaźnikowych. Przekazanie dwóch impulsów ujemnych sygnału na katody przejściowe obniża ich potencjał i przerzuca wyładowanie z katody wskaźnikowej, na przykład  $K_i$ , na najbliższą leżącą katodę przejścia z grupy B. Po skończeniu się impulsu potencjał katod przejścia wraca do wartości 40 V, a wyładowanie przechodzi na katodę wskaźnikową leżącą najbliższą katody grupy B, tzn. na katodę  $K_{i+1}$ .

Impulsy do liczenia otrzymuje dekatron

z układu formującego. Rys. 24 przedstawia stosunkowo prosty schemat jednej komórki układu liczącego, zawierającej układ formujący i dekatron. Na rysunku widzimy również przebieg impulsów w poszczególnych miejscach schematu. Komórki z rys. 24 łączymy w szereg tworząc dekadowy układ przeliczający o wyższym stopniu redukcji. Na wejściu do

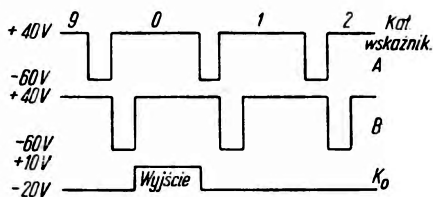


Rys. 22. Schemat podłączenia lampy GC10B

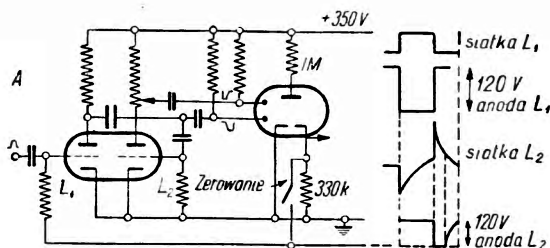


układu przeliczającego znajduje się układ spustowy typu Schmita (nie umieszczony na rysunku). Układ powyższy liczy poprawnie do 5 kc/sek.

Nowszy typ dekatronu GC10D ma 40 katod i jest uruchamiany przez pojedyncze impulsy, przy czym minimalna długość impulsu w czasie wynosi 25  $\mu$ sek. Z powodu uruchamiania dekatronu przez pojedyncze impulsy układ formujący może być prostszy. Maksymalna częstość liczenia wynosi 16 kc/sek. Mimo oczywistych zalet, tj. prostoty układu formującego i znacznej szybkości liczenia, lampa GC10D w obecnym wykonaniu jest mniej pewna w działaniu niż lampa GC10B.



Rys. 23. Układ impulsów uruchamiających lampę GC10B



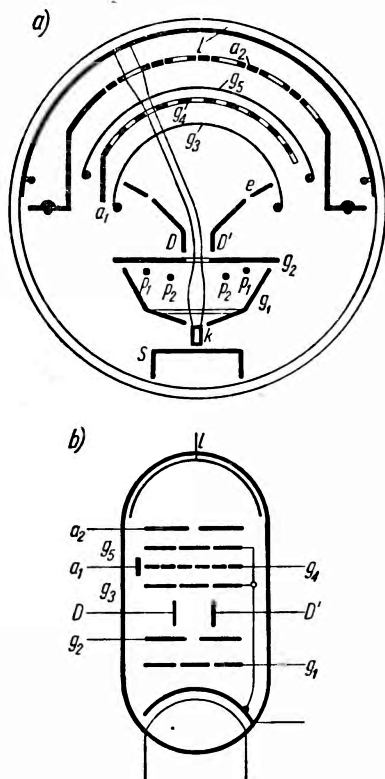
Rys. 24. Prosty układ formujący wraz z lampą GC10B

### Lampy promieni katodowych\*

W lampach promieni katodowych wiązka elektronów jest kontrolowana przez pole elektrostatyczne i ma 10 stałych pozycji. Impuls przychodzący przerzuca wiązkę z jednej pozycji stałej do następnej. Rys. 25a pokazuje przekrój poprzeczny dekadowej lampy liczącej EIT, wyprodukowanej przez firmę Philips [17], zaś rys. 25b daje schematyczne przedstawienie tej lampy używane w następnych rysunkach. Katoda  $K$ , siatka sterująca  $g_1$ , 4 elektrody ogniskujące  $P_1$ ,  $P_2$  mające postać prętów i elektroda przyspieszająca  $g_2$  stanowią działo elektronowe, przy czym otrzymuje się tu wiązkę elektronów o przekroju prostokątnym. Wiązka o przekroju prostokątnym ma pewne korzystniejsze cechy niż wiązka o przekroju kołowym, pozwalając między innymi na małe wymiary lampy (średnica 37 mm, wysokość 83 mm). Prostokątna wiązka elektronowa biegnie między dwiema elektrodami odchylającymi  $D$  i  $D'$ . Elektrody te są tak umieszczone, że wiązka w swych skrajnych położeniach idzie tuż

\* Por. artykuł J. Dąbkowskiego, Zastosowania lampy dekadowej w elektronicznych układach zliczających, Postępy Fizyki 6, z. 4, 452, (1955). (Przyp. Red.)

obok elektrod. Przy danej wartości odchylenia wiązka przebiega przez jedną z dziesięciu szczelin pionowych w elektrodzie  $g_4$ , o dodatnim potencjale. Część wiązki przedostającej się przez otwór w elektrodzie  $g_4$  uderza o główną anodę, która znajduje się za elektrodą podziurkowaną. Część elektronów tej wiązki przechodzi przez dalsze otwory w anodzie,

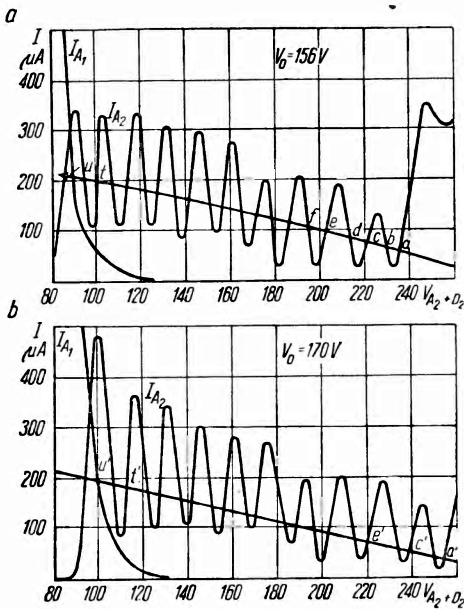


Rys. 25. a) przekrój poprzeczny oraz b) schematyczne przedstawienie lampy EIT

znajdujące się na jednej linii z otworami w elektrodzie  $g_4$  i trafia na warstwę fluoryzującą znajdującą się na szklanej oprawie lampy. Ślad wiązki na ekranie zaznaczamy za pomocą liczb od 0, 1, 2, . . . . 9, rozmieszczonych po stronach zewnętrznych dwóch równoległych wstęg fluoryzujących. Przed rozpoczęciem liczenia wiązka elektronów zajmuje pozycję zerową (0). Za każdym impulsem policzonym wiązka ta przesuwa się o jedno miejsce, zajmując kolejno pozycje 1, 2, 3 . . . . 9. Przy dziesiątym impulsie wiązka wraca do pozycji 0, a w tym samym czasie impuls jest przekazany do następnej lampy, skutkiem czego wiązka elektronów drugiej lampy zostaje przemieszczona z pozycji 0 do pozycji 1. Druga lampa liczy zatem dziesiątki, trzecia lampa liczy setki, czwarta tysiące itd. W układzie zawierającym  $n$  lamp w szeregu możemy policzyć  $10^n - 1$  impulsów, czyli na  $10^n$  impulsów przychodzących mamy 1 impuls przekazany do numeratora mechanicznego. Rys. 26 pokazuje charakterystyki statyczne lampy, na których prąd

anodowy jest wykreślony jako funkcja napięcia anodowego. Anoda jest połączona z elektrodą odpychającą  $D'$ . Położenie wiązki elektronów określa różnica napięć na elektrodach  $D$  i  $D'$ . Wahania prądu anodowego przy różnych napięciach na anodzie  $a_2$  i elektrodzie odpychającej  $D'$  są spowodowane tym, że wiązka elektronów, zmieniając swoje położenie, w większym albo w mniejszym stopniu przedostaje się przez szczeliny w siatce  $g_4$  i trafia na anodę. Krzywa górna jest zdjęta przy napięciu 156 V na elektrodzie  $D$ , krzywa dolna dotyczy chwili, gdy na elektrodę  $D$  doprowadzony został dodatni impuls napięcia o amplitudzie 14 V.

W układzie liczącym lampa pracuje z oporem anodowym 1 MΩ. Linia obciążenia na rysunku 26 jest nakreślona właśnie dla oporu anodowego 1 MΩ. Przecina ona charakterystykę statyczną lampy w dwudziestu jeden punktach, dając tyleż możliwych wartości prądu. Jedenaście punktów przecięcia *a, c, e, . . . . t, u* są to położenia stałe, odpowiadające położeniom plamki na ekranie fluoryzującym 0, 1, 2, . . . . . 9 i punktowi powrotnemu. Punkty *b, d, f . . .* są metastabile. Punkty przecięcia się obu krzywych, w których przebieg zależności prądu od napięcia na obu krzywych jest przeciwny, dają wartości stałe prądu.



Rys. 26. Charakterystyki statyczne lampy EIT

Załóżmy, że plamka znajduje się w zerowym położeniu na ekranie co odpowiada punktowi pracy *a* na rys. 26. Impuls dodatni o amplitudzie 14 V dostarczony na elektrodę *D* przesuną strumień elektronów do pozycji 1 i punkt pracy do punktu *c*. Impuls przychodzący musi posiadać ostry front, tak żeby pojemność rozpraszająca anody nie pozwoliła w tym czasie na zmianę napięcia anody i prądu przez opór anodowy. Jeżeli impuls będzie miał ostrą krawędź powrotu, to stąd wynika odrazu, że

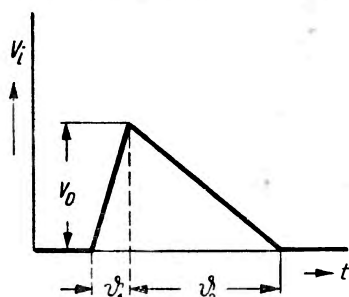
wiązka elektronów po urwaniu się impulsu wróci do pozycji zerowej. Aby wiązka elektronów została w pozycji 1, powrót impulsu musi być powolny. Lampa będzie pracować poprawnie, jeżeli impuls przechodzący będzie miał kształt przedstawiony na rys. 27. Amplituda impulsu musi być w przybliżeniu równa różnicy potencjału odpowiadającej odległości poziomej między sąsiednimi stałymi punktami przecięcia się krzywych z rys. 26. Z powyższych rozważań wynikają trzy warunki co do kształtu impulsu, dotyczące: 1) czasu narastania  $\vartheta_1$ , 2) czasu powrotu  $\vartheta_2$  i 3) wielkości impulsu. W praktyce trzy wyżej wymienione warunki przedstawiają się następująco:

$$1) \frac{dV_1}{dt} \geq 3 \frac{J}{C_a}, \quad 2) \frac{dV_1}{dt} \leq 0,3 \frac{J}{C_a},$$

$$3) 11,5 \text{ V} < V_1 < 16 \text{ V} \quad \text{albo} \quad V_1 = 13,6 \pm 18\%,$$

gdzie  $V_1$  oznacza chwilową wartość amplitudy impulsu przychodzącego,

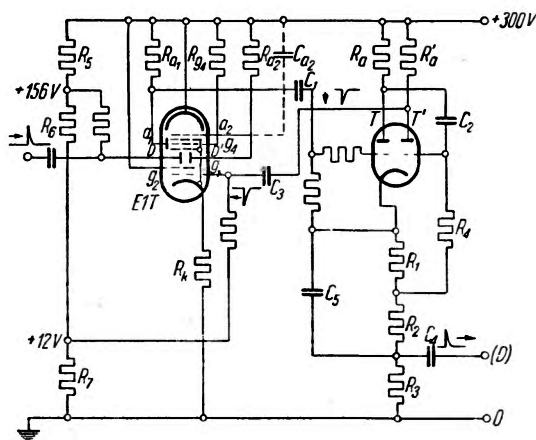
$J$  prąd anodowy lampy,  $C_a$  pojemność rozproszenia anody. Zakładając  $J = 0,1$  mA,  $C_a = 15$  pF, można obliczyć, że  $V_1$  musi narastać nie wolniej niż  $2\text{V}/\mu\text{sek}$  i kolejno znikać nie szybciej niż  $20\text{V}/\mu\text{sek}$ . Przy tych



Rys. 27. Kształt impulsu przychodzącego do liczenia,  $\phi_1$  — czas narastania,  $\phi_2$  — czas powrotu

wartościach nachylenia i przy amplitudzie impulsu równej  $14$  V czas narastania impulsu wynosi  $\leq 0,7$   $\mu\text{sek}$ , czas powrotu  $\leq 7$   $\mu\text{sek}$ . Impulsy przychodzące muszą być tak uformowane, aby odpowiadały tym warunkom (rys. 27).

Każdy dziesiąty impuls przychodzący do lampy liczącej powoduje: 1) przemieszczenie strumienia elektronów z pozycji 9 do pozycji 0, i 2) przekazanie impulsu do następnej lampy w celu przesunięcia strumienia elektronów tej lampy o jedno miejsce. Każdy dziesiąty impuls początkowo przesuwają strumień zajmujący pozycję 9 nieco w lewo, tak że opuszcza on podziurkowaną elektrodę i pada na anodę pomocniczą  $a_1$ . Anoda ta jest połączona poprzez opór  $R_{a_1}$  z linią napięcia  $300$  V. Ujemny skok napięcia, który



Rys. 28. Lampa licząca wraz z następującym po niej układem liczącym

powstaje na anodzie pomocniczej, z chwilą gdy trafia na nią strumień elektronów, jest przekazany poprzez kondensator  $C_1$  do układu formującego — uniwibratora (podwójna trioda na rys. 28). Ten ostatni przekazuje wtedy odpowiednio uformowany impuls ujemny o czasie trwania  $25$   $\mu\text{sek}$  wstecz poprzez pojemność  $C_3$  na siatkę kontrolną  $g_1$  przedniej lampy liczącej oraz impuls dodatni (z oporu katodowego  $R_3$

poprzez pojemność  $C_4$ ) do policzenia przez następną lampę liczącą. Ten ostatni impuls musi spełniać warunki omawiane poprzednio. Siatka kontrolna lampy liczącej otrzymuje z dzielnika napięcie  $R_5$ ,  $R_6$ ,  $R_7$  napięcie  $+12$  V. Wspomniany impuls ujemny obniża to napięcie do  $-15$  V, zniżając do zera prąd anodowy lampy.

Ogólnie napięcie anodowe lampy przedstawia się wzorem

$$V_a = V_B - R_2 J,$$

przy czym  $V_{a9}$  (plamka w pozycji 9) jest najniższym, zaś  $V_{a0}$  (plamka w pozycji 0) — najwyższym napięciem, jakie może uzyskać anoda przy pozycjach plamki od 0 do 9.

Ponieważ opór anodowy  $R_2$  jest zbocznikowany pojemnością rozproszczenia, napięcie anodowe po zablokowaniu prądu anodowego narasta eksponencjalnie. Prąd anodowy musi być blokowany tak długo, żeby napięcie anody miało możliwość wrócić do wartości, która przewyższa

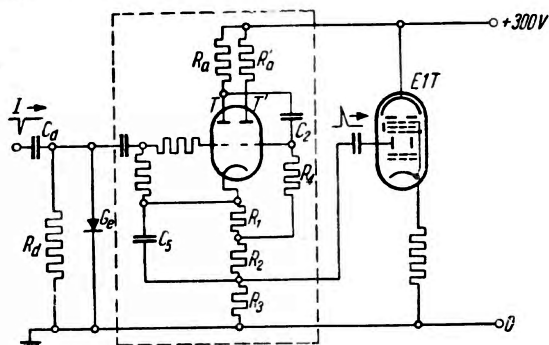
$$V_{a0} = V_B - R_2 J_0,$$

gdzie  $V_{a0}$ ,  $J_0$  oznaczają napięcie anodowe i prąd anodowy w pozycji 0 strumienia elektronów. W rezultacie strumień jest odchyłony krańcowo w prawo i z tej pozycji wędruje do sąsiedniej pozycji stałej, tj. pozycji zerowej.

Tę samą zasadę stosuje się na początku liczenia w celu sprowadzenia wszystkich lamp do stanu wyjściowego — położenia strumienia elektronów w pozycji zerowej. W tym celu za pomocą przełącznika włącza się na chwilę ujemne napięcie na wszystkie siatki kontrolne  $g_1$  lamp. Rys. 28 pokazuje kompletny schemat jednego stopnia scalera przy użyciu lampy EIT. Napięcie 156 V otrzymuje siatka odchylająca z dzielnika napięć. Układ formujący z rys. 28 otrzymuje z poprzedniej lampy liczącej impulsy bardzo krótkie, poniżej 1  $\mu$ sek. Impulsy z licznika są na ogół dłuższe, z tych więc względów wstępny układ formujący, aby poprawnie reagował na takie impulsy, musi być nieco odmienny niż układy formujące między lampami liczącymi. Rys. 29 pokazuje układ formujący, znajdujący się na wstępie układu liczącego. Skracanie ujemnych impulsów przychodzących odbywa się tu na oporze i pojemności  $R_d$ ,  $C_d$ , przy czym dioda germanowa  $Ge$  obcina dodatnią część impulsów, powstałą po zróżniczkowaniu.

Czas rozdzielczy lampy EIT wynosi 20  $\mu$ sek — 30  $\mu$ sek i jest ograniczony czasem przejścia wiązki elektronów z pozycji 9 do pozycji 0. W wyjątkowo dobrych warunkach laboratoryjnych można uzyskać czas rozdzielczy rzędu 10  $\mu$ sek, a nawet 5  $\mu$ sek.

Rys. 30 pokazuje widok zewnętrzny scalera o stopniu redukcji  $10^7$ , zbudowanego przy użyciu lamp EIT. Stosowanie układu przeliczającego



Rys. 29. Wstępny układ formujący dla lampy EIT

o tak wysokim stopniu redukcji pozwala uniknąć używania numeratora mechanicznego do rejestracji stanu liczenia. Stan ten odczytywany jest bezpośrednio z ekranów fluoryzujących na lampach. Upraszcza to więc nie tylko właściwy układ elektronowy, ale zaoszczędza budowy całego, bardzo dotychczas istotnego obwodu, pomijając już samą elegancję rozwiązania, nie zawierającego żadnych elementów mechanicznych.



Rys. 30. Widok zewnętrzny scalera z lampami EIT. Stopień redukcji  $10^7$

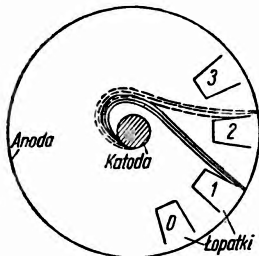
### Trochotron

W lampie AD3, produkowanej przez firmę L. M. Ericsson, wiązka elektronów jest sterowana przez pole elektrostatyczne i magnetyczne. Jest to lampka próżniowa (z żarzoną katodą), której anoda ma postać walca, na osi którego znajduje się katoda. Wokół katody rozmieszczone są elektrody pomocnicze w liczbie 10 — „łopatki“. Rys. 31 pokazuje przekrój poprzeczny takiej lampy. Pole magnetyczne o natężeniu około 320 erstedów jest wytworzone przez zewnętrzny magnes i skierowane prostopadle do płaszczyzny rysunku. Rys. 32 przedstawia schemat połączeń lampy AD3. Przez lampę płynie prąd o natężeniu około 10 mA; obwód katodowy zawiera opór  $15\text{ k}\Omega$ , przez co potencjał katody wynosi oko 150 V. Anoda poprzez samoindukcję z równoległym włączonym oporem jest połączona ze źródłem napięcia 250 V. Elektrody pomocnicze są również połą-



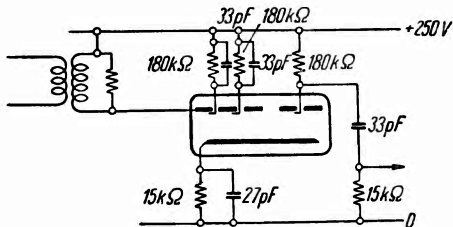
czony z tym napięciem poprzez opory  $180\text{ k}\Omega$  (równolegle z pojemnością  $33\text{ pF}$ ).

Przypuśćmy, że wiązka elektronów zajmuje pozycję stałą, zaznaczoną na rys. 31 liniami ciągłymi. Łopatką 1 przewodzi wówczas prąd nieco większy niż  $0,5\text{ A}$ , a jej potencjał staje się mniejszy niż potencjał katody (spadek potencjału na oporze  $180\text{ k}\Omega$ ) — reszta prądu płynie przez anodę. W tym stanie potencjał anody i pozostałych łopatek jest o  $100\text{ V}$  większy niż potencjał katody. Pole magnetyczne zawraca wiązkę elektronów ku łopatce 1, a równocześnie niski jej potencjał odpycha ją, tak że wiązka elektronów ślizga się wzdłuż łopatki 1, regulując automatycznie jej prąd.



Rys. 31. Rozmieszczenie elektrod w lampie AD 3

Ujemny impuls o amplitudzie poniżej  $150\text{ V}$ , przekazywany poprzez samoindukcję na anodę lampy, obniża jej potencjał. Wiązka elektronów (ustalona przy łopatce 1) jest wówczas odpychana i przez łopatkę 1 i przez część anody między łopatką 1 i 2, skutkiem czego pada na łopatkę 2. Teraz przez tę elektrodę pomocniczą płynie silny prąd, jej potencjał szybko spada poniżej potencjału katody i zachodzi to samo oddziaływanie, co przy łopatce 1. W tym samym czasie anoda wraca do normalnego potencjału  $150\text{ V}$  i wiązka elektronów zajmuje pozycję stałą przy łopatce 2. Przy następnym impulsie elektrony zajmują pozycję stałą przy łopatce 3 itd. Czas trwania ujemnego impulsu na anodzie musi się w przybliżeniu pokrywać z czasem, w którym elektroda pomocnicza uzyskuje potencjał katody. Przy dłuższym impulsie ujemnym na anodzie wiązka elektronów nie zatrzymałaby się przy następnej łopatce, przesuwałaby się więcej niż o jedną pozycję.



Rys. 32. Podłączenie lampy AD 3

Przy przejściu z pozycji 9 do 0 (po policzeniu 10 impulsów) otrzymuje się na wyjściu ujemny impuls o amplitudzie około  $50\text{ V}$ .

Porównując dekadowe lampy liczące można stwierdzić, że najkrótszy czas rozdzielczy można uzyskać przy użyciu lamp EIT albo AD3, przy czym przy prostych układach elektronowych uzyskuje się dla EIT czas  $20\text{ }\mu\text{s}$ , dla AD3  $5\text{ }\mu\text{s}$ . Przy użyciu układów bardziej złożonych można w obu wypadkach skrócić czas rozdzielczy 5 razy. Lampy G10/241E oraz GC10D dają następny z kolei krótki czas rozdzielczy rzędu  $50\text{ }\mu\text{s}$ , zaś lampy CV2223 — nawet rzędu  $16\text{ }\mu\text{s}$ . Przy odpowiednich układach formujących lampy te są pewne w działaniu.



Ponieważ napotyka się pewne trudności w produkowaniu lamp CV2223, zaś lampy GC10D są mniej pewne w działaniu, dlatego częściej używane są dekatrony o dłuższym czasie rozdzielczym, rzędu 250  $\mu$ sek (np. GC10B), jako pewniejsze w działaniu.

Dekadowe lampy liczące bardzo uprościły konstrukcję układów przeliczających. Dalszy rozwój tych układów idzie w kierunku konstrukcji niezawodnie działających lamp o krótkim czasie rozdzielczym oraz w kierunku uproszczenia układów formujących przez zastąpienie elektronowych lamp z żarzoną katodą transistorami. Transistorowe układy formujące nie mogą niekiedy sprostać wymogom co do wielkości amplitudy oraz szybkości przejścia impulsów formowanych. Dekatrony GC10B w połączeniu z transistorowymi układami formującymi są obecnie najbardziej przystosowanymi lampami do konstrukcji lekkich terenowych układów przeliczających.

Elektronika w dziedzinie detekcji cząstek w fizyce jądra atomowego rozwinęła się w obszerną gałąź wiedzy. Wykazuje ona giętkość w tym sensie, że korzysta z najnowszych zdobyczy. Wymagania stawiane przyrządom elektroniki są coraz większe. Przyrządy te muszą pracować bez przerwy nieraz kilka miesięcy.

Normalne lampy radiowe mają czas życia 2000 godzin. Obecnie są produkowane lampy o żywotności 20 000 godzin. Istnieje tendencja stosowania lamp o dużej żywotności we wszystkich urządzeniach elektronowych, jeżeli nadające się do danej aparatury typy lamp są produkowane. Obok lamp o długiej żywotności w prostszych urządzeniach elektronowych, np. scalerach, stosuje się lampy z zimną katodą. W technice czasów krótkich coraz częściej są stosowane lampy z wtórną emisją. Lampy te w urządzeniach spustowych pozwalają osiągnąć czas narastania rzędu  $5 \times 10^{-9}$  sek. Lampy te stosuje się także w analizatorach impulsów przy pracy z licznikami scyntylacyjnymi, uzyskując czas rozdzielczy układów tego samego rzędu. Diodę krystaliczną stosuje się w przyrządach elektroniki na szeroką skalę. W wielu przypadkach zastępuje ona doskonale diodę z żarzoną katodą, w innych przypadkach z powodu małych pojemności międzyelektrodowych dioda krystaliczna stała się przyrządem nie do zastąpienia. Są wzmianki także o zastosowaniu transistorów na przykład do liczenia impulsów elektrycznych. Ten mały przyrząd o rozmiarach ziarna kawowego, który ukończył obecnie 7 lat życia, zapowiada obiecującą przyszłość.

## Literatura

1. J. Massalski, *Postępy Fizyki*, **6**, 230 (1955).
2. C. E. Mandeville, M. V. Scherb, *Nucleonics*, **3** (1948).
3. R. L. Garwin, *Rev. Sci. Instr.*, **24**, 618 (1953).
4. J. Fischer, J. Marshall, *Rev. Sci. Instr.*, **23**, 417 (1952).
5. Z. Bay, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, 397 (1951).
6. J. Massalski, *Postępy Fizyki*, **4**, 170 (1953).
7. O. R. Frisch, *Progress in Nuclear Physics*, **1**, (1950).
8. T. Sharpless, *Electronics*, **21**, 122 (1948).
9. V. H. Regener, *Rev. Sci. Instr.*, **17**, 185 (1946).
10. J. M. Blair, *Rev. Sci. Instr.*, **14**, 64 (1943).
11. B. Chanse, V. Hughes, E. F. MacNichol, D. Sayre, F. C. Williams, *Waveforms* (1949).
12. W. M. Sessler, A. V. Masket, *Rev. Sci. Instr.*, **21**, 494 (1950).
13. H. K. Schoenwetter, *Rev. Sci. Instr.*, **24**, 515 (1953).
14. F. H. Wells, *J. Sci. Instr.*, **29**, 111 (1952).
15. K. Kandiah, *Elect. Eng.*, **26**, 56 (1954).
16. J. C. Baker, G. G. Eichholz, *Nucleonics*, **12**, 44 (1954).
17. A. J. M. van Overbeek, J. L. H. Jonker, K. Rodenhuis, *Philips Tech. Rev.*, **14**, 313 (1953).

*Julian Auleytner*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Zastosowanie analizy harmonicznej w elektronografii do badań rozkładu potencjału w sieci krystalicznej

Wkład uczonych radzieckich w dzieło rozbudowy podstaw elektronografii jest bardzo duży. Wystarczy tu wspomnieć prace P. S. Tartakowskiego, który równocześnie z G. P. Thomsonem odkrył zjawisko dyfrakcji elektronów w drobnokrystalicznych substancjach, prace W. E. Lebediewa dotyczące budowy elektronografów z soczewkami magnetycznymi, teoretyczne i doświadczalne prace W. E. Łaszkarowa z dziedziny elektronografii strukturalnej, podstawowe prace Z. G. Pinskerera oraz Dankowa i Szyszakowa nad strukturą warstw powierzchniowych.

W ostatnich sześciu latach obserwuje się w Związku Radzieckim ogromne upowszechnienie elektronograficznych metod badawczych. Badania tego typu są prowadzone w wielu instytutach, pracowniach uniwersyteckich i laboratoriach przyfabrycznych. Na szczególną uwagę zasługują metody opracowane i pogłębione w Instytucie Krystalografii A. N. ZSRR w Moskwie, dzięki ogromnemu wkładowi pracy dwóch radzieckich uczonych prof. dra Z. G. Pinskerera i dra B. K. Wajnsztejna.

Pragnę tutaj właśnie mówić o pracach dra B. K. Wajnsztejna i prof. Z. G. Pinskerera oraz samego dra B. K. Wajnsztejna nad zastosowaniem analizy harmonicznej do wyznaczania rozkładu potencjału w sieci krystalicznej [1, 2, 3, 4, 5].

Przy badaniach struktur promieniami Röntgena od dawna już posługujemy się analizą harmoniczną. Promienie Röntgena są rozpraszane przez elektrony, dlatego też rozkład natężenia promieniowania rozproszonego zależy od sposobu rozłożenia atomów, a zatem gęstości elektronowej w kryształ. Gęstość elektronów  $\rho$  jest funkcją współrzędnych atomów sieci krystalicznej. Funkcja ta jest ciągła i periodyczna z okresami równymi okresom identyczności sieci. Jak wiadomo każdą funkcję periodyczną można rozłożyć na szereg Fouriera [6, 7]:

$$\rho(x, y, z) = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \sum_{n_3} \Omega_{n_1 n_2 n_3} e^{-2\pi i(n_1 x + n_2 y + n_3 z)} \quad (1)$$

Współczynnik rozwinięcia  $\Omega$  można zapisać w postaci:

$$\Omega_{n_1 n_2 n_3} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \varrho(x, y, z) e^{2\pi i(n_1 x + n_2 y + n_3 z)} dx dy dz. \quad (2)$$

Wyrażenie to można przedstawić jak następuje:

$$\Omega_{n_1 n_2 n_3} = \frac{1}{v} \int_v \varrho(x, y, z) e^{2\pi i(n_1 x + n_2 y + n_3 z)} dv, \quad (3)$$

gdzie  $v$  = objętości elementarnej komórki.

Amplitudę strukturalną  $F$  określa się jako amplitudę fali rozpraszanej przez substancję zawartą w elementarnej komórce. Amplituda fali rozpraszanej przez element  $dv$  elementarnej komórki równa się:

$$\varrho(x, y, z) e^{2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})} dv, \quad (4)$$

gdzie:  $\varrho(x, y, z)$ , — gęstość elektronowa

$\vec{H}$  — promień wodzący węzła  $hkl$  sieci odwróconej

$\vec{r}$  — promień wodzący elementu  $dv$ ;

a zatem

$$F_{hkl} = \int_v \varrho e^{2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})} dv \text{ lub } F_{hkl} = \int_v \varrho e^{2\pi i(hx + ky + lz)} dv, \quad (5)$$

gdzie  $hkl$  są to wskaźniki Müllera charakteryzujące daną płaszczyznę sieciową.

Można więc napisać:

$$\Omega_{n_1 n_2 n_3} = \frac{1}{v} F_{hkl}. \quad (6)$$

Rozkład gęstości elektronowej na szereg Fouriera ma zatem postać:

$$\varrho(\vec{r}) = \frac{1}{v} \sum_h \sum_k \sum_l F_{hkl} e^{2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H}_{hkl})}. \quad (7)$$

Natężenie refleksu  $hkl$  jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy strukturalnej  $F^2$ . Z doświadczenia otrzymujemy moduł amplitudy strukturalnej  $|F_{hkl}|$ . Fazę określamy zawsze na podstawie założonego modelu struktury. Parametry do modelu otrzymujemy w wyniku sumowania szeregu Pattersona i Harkera dla danej struktury. Kwadraty amplitud strukturalnych  $F^2$  wyznaczone doświadczalnie są współczynnikami w rozwinięciu Pattersona i Harkera [5, 6].

Sumując szereg (7) otrzymujemy obraz rozkładu gęstości elektronowej (a zatem i rozkład atomów w kryształach). Obliczenia w przypadku potrójnego szeregu są uciążliwe, zwłaszcza gdy kryształ pozbawiony jest środka symetrii. Wówczas

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{v} \sum_h \sum_k \sum_l A \cos 2\pi(hx + ky + lz) + B \sin 2\pi(hx + ky + lz) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} F &= A \pm iB \\ |F| &= \sqrt{A^2 + B^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Jeżeli kryształ posiada środek symetrii

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{v} F_{000} + \frac{2}{v} \sum_h \sum_k \sum_{l=0}^{+\infty} F_{hkl} \cos 2\pi(hx + ky + lz), \quad (10)$$

gdzie  $F_{hkl}$  może być dodatnie lub ujemne.

Dla otrzymania danych dotyczących rozkładu gęstości elektronowej nieraz wystarczy znaleźć ten rozkład wzdłuż obranego kierunku, np. osi  $z$ .

$$\rho(00z) = \sum_l A_{(00l)\text{dośw}} \cdot \cos 2\pi lz \mp \sum_l B_{(00l)\text{dośw}} \cdot \sin 2\pi lz.$$

(dla układu bez środka symetrii), wówczas

$$\begin{aligned} A_{(00l)\text{dośw}} &= |F_{(00l)\text{dośw}}| \cdot \cos \alpha \\ B_{(00l)\text{dośw}} &= |F_{(00l)\text{dośw}}| \cdot \sin \alpha \\ F_{hkl} &= \sum_{K=1}^N f_K e^{2\pi i (\vec{H}_{hkl} \cdot \vec{r}_K)}, \end{aligned}$$

gdzie  $f_K$  — czynnik atomowy, a  $N$  liczba atomów  $K$  w komórce elementarnej.

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{A_{(00l)}}{\sqrt{A_{(00l)}^2 + B_{(00l)}^2}} \\ \sin \alpha &= \frac{B_{(00l)}}{\sqrt{A_{(00l)}^2 + B_{(00l)}^2}} \end{aligned}$$

Np. dla pewnej grupy przestrzennej obliczamy  $A_{(00l)}$  i  $B_{(00l)}$  według właściwych dla niej zależności

$$\begin{aligned} A_{(00l)} &= f_{K_1} (1 + \cos 2\pi lz_1) + f_{K_2} \cos 2\pi lz_2 \\ B_{(00l)} &= f_{K_1} \sin 2\pi lz_1 + f_{K_2} \sin 2\pi lz_2, \end{aligned}$$

gdzie  $z_1$  i  $z_2$  są to parametry położenia atomów w komórce elementarnej,  $K_i$  oznacza rodzaj atomu.

K. B. Wajnsztejn i Z. G. Finsker wykazali w licznych doświadczeniach, że stosując analizę harmoniczną w elektronografii można otrzymać dość dokładny obraz rozkładu potencjału sieci krystalicznej [1]. Dyfrakcja elektronów zachodzi bowiem w zależności od rozkładu potencjału tej sieci. Potencjał kryształu jest wszędzie dodatni i przedstawia sobą ciągłą periodyczną funkcję. Maksima tej funkcji odpowiadają położeniom atomów w sieci przestrzennej. Na podstawie pomiaru natężenia plamek lub pierścieni obrazu interferencyjnego, rejestrowanego na kliszy fotograficznej, otrzymujemy amplitudy strukturalne:

$$\Phi_{hkl} = \sum_K f_K e^{2\pi i (\vec{r} \cdot \vec{H})} \quad (11)$$

które są współczynnikami w rozwinięciu potencjału  $\varphi(x, y, z)$  na szereg Fouriera:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{1}{v} \sum_{hkl} \Phi_{hkl} e^{-2\pi i \left( \frac{hx}{a} + \frac{ky}{b} + \frac{lz}{c} \right)}.$$

Przebieg analizy jest podobny do jej przebiegu w rentgenografii. Trzeba również korzystać z wyliczonych teoretycznie czynników atomowego rozpraszania dla elektronów  $f_{el}$

$$f_{el}(\vartheta) = \frac{e^2}{2mv^2} \left[ z - f_r \frac{\sin \vartheta}{\lambda} \right] \frac{1}{\sin^2 \vartheta}, \quad (12)$$

( $f_r$  — czynnik rozpraszania atomowego dla promieni Röntgena) i obliczać strukturalne amplitudy  $\Phi_{hkl}$ . Rozpraszanie atomowe dla promieni Röntgena i elektronów może być wyrażone następującymi wzorami

$$f_r = \int_0^{\infty} \frac{\sin qr}{sr} 4\pi \rho(r) r^2 dr \quad (13)$$

$$f_{el} = \int_0^{\infty} \frac{\sin sr}{sr} 4\pi \varphi(r) r^2 dr \quad (14)$$

W pierwszym wzorze opuszczamy czynnik  $\frac{e^2}{mc^2}$  wraz z czynnikiem polaryzacji. W ten sposób otrzymujemy wyrażenie na rozpraszanie w odniesieniu do jednego elektronu. Tak samo i w drugim wyrażeniu opuszczamy czynnik  $\frac{4\pi me}{h^2}$ , co daje wielkość rozpraszania przypadającą na

pewną jednostkę potencjału. Wymiary poszczególnych wielkości figurujących w omawianych powyżej wzorach są następujące:

$$\frac{\sin sr}{sr} \text{ — wielkość bezwymiarowa}$$

$$r^2 dr \text{ — [L}^3\text{] — objętość}$$

$$\varrho(r) \text{ — liczba elektronów} \\ \text{[L}^3\text{]}$$

$$f_r \text{ — liczba elektronów}$$

$$\varphi(r) \text{ — potencjał}$$

$$f_{el} \text{ — potencjał. [L}^3\text{]}$$

Gęstość elektronowa  $\varrho(r)$  we wzorze (13) odpowiada potencjałowi  $\varphi(r)$  we wzorze (14).

Liczbie elektronów we wzorze (13) odpowiada wielkość mająca wymiar potencjał  $\cdot L^3$  we wzorze (14). Oznaczmy ją literą  $R$ . Uwzględniając powyższe otrzymujemy:

$$\frac{f_r}{L^3} = \varrho(r) \text{ — gęstość elektronów}$$

$$\frac{f_{el}}{L^3} = \frac{R}{L^3} = \frac{\varphi(r) L^3}{L^3} = \varphi(r) \text{ — potencjał.}$$

Potrójny szereg dla potencjału oblicza się według wzoru:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{1}{v} \sum_{\substack{hkl \\ +\infty \\ -\infty}} \Phi_{hkl} e^{-2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})} \quad (15)$$

$\Phi_{hkl}$  mierzy się w woltach. Ångström<sup>3</sup>

Stąd przez dzielenie sumy

$$\sum_{\substack{hkl \\ +\infty \\ -\infty}} \Phi_{hkl} e^{-2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})}$$

przez objętość komórki elementarnej otrzymujemy wymiar funkcji  $\varphi(x, y, z)$  w woltach.

W przypadku projekcji, tj. podwójnego szeregu Fouriera,

$$\sigma(x, y) = \frac{1}{S} \sum_{hk} \Phi_{hko} e^{-2\pi i(\vec{r} \cdot \vec{H})} \quad (16)$$

gdzie  $S$  — płaszczyzna projekcji.

Wymiar  $\sigma(x, y)$  jest  $\frac{V \cdot \text{Å}^3}{\text{Å}^2} = V \cdot \text{Å}$ .



Taki wymiar potencjału jest iloczynem wielkości potencjału wzdłuż linii rzutu przez długość tej linii. Pojedynczy szereg Fouriera ma postać:

$$P(x) = \frac{1}{l} \sum_{h=-\infty}^{+\infty} h_{00} e^{-hx},$$

$l$  = krawędź komórki elementarnej.

W tym przypadku wymiarem  $P(x)$  jest  $\frac{V \cdot \text{Å}^3}{\text{Å}} = V \cdot \text{Å}^2$ .

W elektronografii w rezultacie doświadczenia otrzymujemy wielkości amplitud. Dla otrzymania bezwzględnych wartości należy wyliczyć teoretyczne wartości dla jednej lub kilku najważniejszych amplitud i znaleźć współczynnik przejścia. Natężenie obrazów interferencyjnych  $I_{hkl}$  związane jest z amplitudą strukturalną  $\varphi_{hkl}$  następującymi wzorami [9, 10]: w przypadku plamek Lauego uzyskiwanych od prześwietlanych monokryształów —

$$|\Phi_{hkl}| = \sqrt{\frac{I_{hkl}}{d}} \quad (18)$$

w przypadku tekstur

$$|\Phi_{hkl}| = \sqrt{\frac{I_{hkl}}{d_{hko} \cdot d_{hkl} \cdot p'}} \quad (19)$$

w przypadku pierścieni Debye'a-Scherrera

$$|\Phi_{hkl}| = \sqrt{\frac{I_{hkl}}{d_{hkl}^2 \cdot p}} \quad (20)$$

gdzie  $p$  i  $p'$  są to czynniki powtarzalności.

Średnia wielkość potencjału zależy od zerowej amplitudy strukturalnej  $\Phi_{000}$ .

Wszystkie inne wielkości  $\Phi$  mają średnią wielkość równą 0, (ponieważ średnie wartości funkcji harmonicznich  $\cos$  i  $\sin$  są równe 0) (Rys. 1).

Wielkość  $f_e(0)$  można znaleźć w specjalnych tablicach sporządzonych przez B. K. Wajnsztejn [8]. Dla przejścia od wielkości podanych w tablicach do wartości bezwzględnych należy wielkości te pomnożyć przez wartość

$$K = 10^2 \cdot \frac{me^2}{2h^2} = 2,393 \cdot 10^{-8} \text{ cm.} \quad (21)$$

Dla przejścia od wielkości podanych w tablicach do wielkości  $R$  (patrz

str. 5) należy  $K$  podzielić przez  $\frac{2\pi me}{h^2}$ . Otrzymamy wzór  $10^2 \cdot \frac{e}{4\pi}$ .

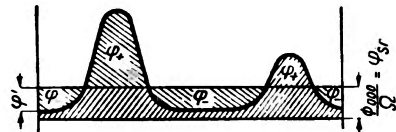
Jeśli mierzymy  $R$  w  $V \cdot \text{Å}^3$ , to dla współczynnika przejścia otrzymamy wartość

$$K' = 114,5 f_{el} (V \cdot \text{Å}^3) = 114,5 \text{ (wielkość odczytana z tablic)}. \quad (22)$$

Ze wzoru (14) mamy:

$$114,5 \cdot f_{el}(0) = \int_0^\infty \varphi(r) 4\pi r^2 dr = R [V \cdot \text{Å}^3].$$

Np. dla wodoru	$R = 253 V \cdot \text{Å}^3$
dla węgla	$R = 109,0 V \cdot \text{Å}^3$
dla sodu	$R = 458 V \cdot \text{Å}^3$
dla srebra	$R = 663 V \cdot \text{Å}^3$



Rys. 1

Istnieje pełna analogia między wielkościami  $R$  a liczbą  $Z$  elektronów w atomie.

Liczba elektronów w komórce elementarnej o objętości  $v$  jest równa  $\sum Z_i$ . Również  $F_{000} = \sum Z_i$ . Analogicznie

$$\begin{aligned} \Phi_{000} &= \sum R_i \\ \varphi_{sr} &= \frac{\Phi_{000}}{v} = \frac{\sum R_i}{v} = 114,5 \frac{\sum f_{el}(0)}{v}. \end{aligned} \quad (23)$$

Obliczony z tej zależności średni potencjał dla NaCl wynosi 17,1. Rozkład potencjału dany przez szereg Fouriera bez uwzględnienia składnika  $\Phi_{000}$  daje pewne ujemne wielkości  $\varphi'$ . Ich wartości bezwzględne nie mogą być większe od  $\varphi_{sr}$  i dużo się od niego różnić.

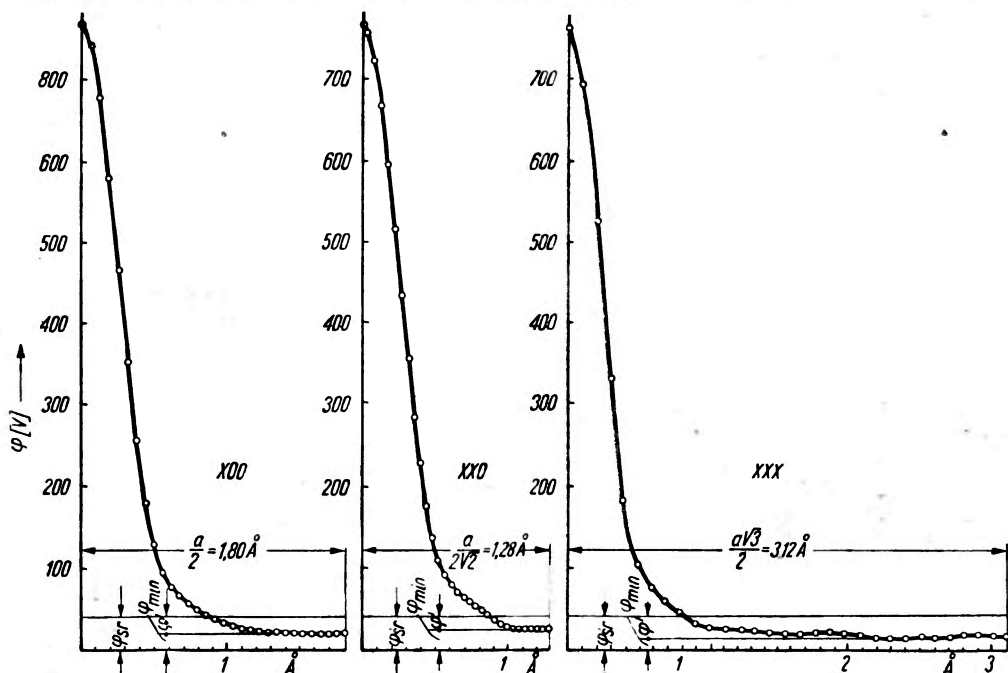
$$|\varphi'| \leq \varphi_{sr}.$$

Wajnszejn przeprowadził takie pomiary dla NaCl. Obliczył on potrójny szereg Fouriera w płaszczyźnie  $\frac{1}{4} 00$ . W tej płaszczyźnie można było oczekiwać najmniejszych wartości potencjału. Zmierzona wielkość  $\varphi' = 17 V$ . Mimo wahań tła od 5—10 V, wynik ten jest dość zgodny z wynikami otrzymanymi na podstawie zależności (23). Średnią wartość potencjału można określić również na podstawie wyznaczenia współczynnika załamania promieni elektronowych w kryształach [9] z zależności

$$\mu = \sqrt{\frac{E + \varphi_{sr}}{E}} \approx 1 + \frac{\varphi_{sr}}{2E}, \quad (24)$$

gdzie  $E$  napięcie przyspieszające elektrony.

Rys. 2 przedstawia rozkład potencjału w sieci krystalicznej miedzi w trzech kierunkach. (Jednowymiarowe przekroje potrójnego szeregu wzdłuż linii X00, XX0 i XXX). (Rys. 3). Funkcja  $\varphi(x, y, z)$  posiada dwie bardzo ważne dla badań strukturalnych cechy. Funkcja ta jest bardziej



Rys. 2. Rozkład potencjału w sieci krystalicznej Cu w trzech kierunkach

„rozmyta“ niż funkcja gęstości elektronowej  $\rho(x, y, z)$ , co wyjaśnia statystyczna teoria atomu Thomasa-Fermiego:

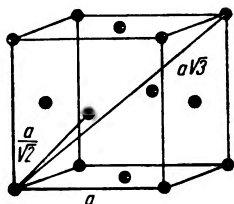
$$\varphi \sim \rho^{\frac{2}{3}}. \quad (25)$$

Stąd wynika szybszy spadek krzywej rozpraszania atomowego  $f$  dla elektronów niż dla promieni X oraz różnica w stosunku wysokości maksimumów dla lekkich i ciężkich atomów, co obrazuje rysunek 4.

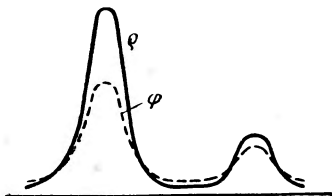
Pierwsza właściwość funkcji zmniejsza błąd, wynikający z uwzględnienia w szeregu Fouriera tylko skończonej liczby członów w porównaniu do błędu popełnianego przy analizie rentgenogramów. Druga własność stwarza warunki znalezienia położenia atomów lekkich w komórce elementarnej w obecności ciężkich.

Wykorzystanie tej ostatniej własności jest bardzo ważne ze względu na to, że dotychczas położenia np. atomów wodoru w obecności cięższych atomów dawało się wyznaczać bez specjalnych założeń tylko przy pomocy promieni neutronowych (nie mówimy tu o metodach chemicznych).

Korzystając ze wspomnianej własności funkcji  $\varphi(x, y, z)$  Wajnsztejn i Pinsker wyznaczyli położenia atomów wodoru w obecności cięż-

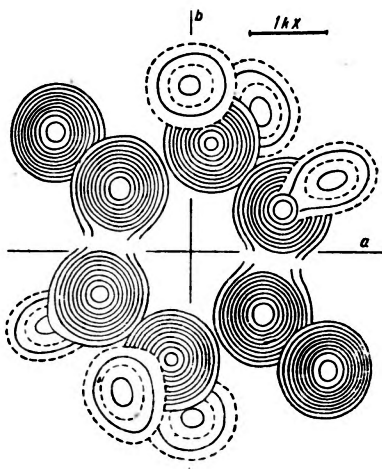


Rys. 3. Sieć sześcienna na ścianach i jej ważniejsze przekroje

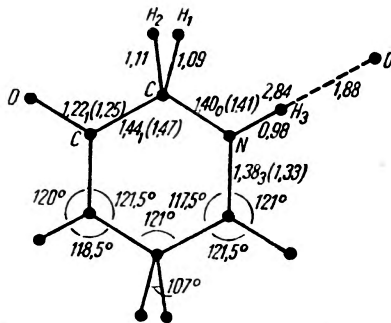
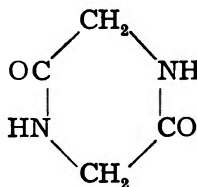


Rys. 4. Porównanie przebiegu funkcji  $\sigma$  i  $\varphi$

szych atomów w szeregu substancji, a między innymi i w diketopiperazynie. Wzór chemiczny diketopiperazyny ma postać:



Rys. 5. Przestrzenny rozkład potencjału w cząsteczce diketopiperazyny. Ciągłe linie poprowadzono co 15 V, przerywane co 7,5 V; pierwsza ciągła linia — 15 V



Rys. 6. Odległość i kąty w cząsteczce diketopiperazyny

Uzyskany przez Wajnsztejną obraz rozkładu potencjału pozwala wyznaczyć położenia atomów wodoru w cząsteczce oraz określić potencjał np. w maksimach. (rys. 5 i 6).

Wyznaczone wielkości potencjału w maksimach są następujące:

- $\varphi\text{N} = 156 \text{ V}$
- $\varphi\text{CH}_2 = 151 \text{ V}$
- $\varphi\text{O} = 161 \text{ V}$

$$\varphi_C = 160 \text{ V}$$

$$\varphi_{H_1} = 33 \text{ V}$$

$$\varphi_{H_2} = 32 \text{ V}$$

$$\varphi_{H_3} = 36 \text{ V}$$

Dokładność pomiaru potencjału waha się w granicach kilku procent. Średnio błąd w określaniu położenia atomów C, N, O wynosi  $\Delta x \approx 0,008 \text{ kX}$ , atomu H —  $\Delta x \approx 0,03 \text{ kX}$ .

#### Literatura

1. Б. К. Вайнштейн, З. Г. Пинскер, Д. А. Н. СССР, 64, 49, (1949).
2. Б. К. Вайнштейн, Труды Инст. Крист., 9, 17, (1954).
3. Б. К. Вайнштейн, Труды Инст. Крист., 10, 49, (1954).
4. Б. К. Вайнштейн, Ж. Физ. Хим., 2, 327, (1955).
5. Б. К. Вайнштейн, З. Г. Пинскер, Труды Инст., Крист., 10, 62, (1954).
6. Н. В. Белов, В. И. Москва, Труды Инст., Крист., 5, 13 (1949).
7. R. W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, London 1950, s. 344.
8. Б. К. Вейнштейн, Ж. Э. Т. Ф., 25, 2, 148 (1955).
9. З. Г. Пинскер, *Диффракция электронов*, М—Л 1949.
10. Б. К. Вейнштейн, Труды Инст. Крист., 6, 193, (1951).

Roman Mierzecki, Andrzej Tramer

Zakład Optyki Molekularnej  
Instytutu Fizyki PAN

## Badania ramanowskie w Polsce

W marcu 1928 r. ukazał się w *Nature* list, w którym uczony hinduski R a m a n donosił, że badał za pomocą filtrów komplementarnych światło słoneczne, rozproszone przez niektóre ciecze i pary związków organicznych, i że stwierdził, iż światło rozproszone ma inny skład widmowy niż światło padające. W dwóch dalszych listach, ogłoszonych w ciągu 5 następných tygodni, podane zostały wyniki dokładniejszych badań widmowych światła lampy rtęciowej, rozpraszanego przez benzen, toluen i niektóre inne ciecze organiczne. Obok linii widma rtęciowego R a m a n i jego współpracownicy zaobserwowali nowe słabe linie. Mechanizm powstawania tych linii był, zdaniem uczonych hinduskich, analogiczny do mechanizmu zjawiska Comptona.

W czerwcu tegoż roku w *Comptes Rendus*, a w lipcu w *Zeitschrift für Physik* pojawiły się prace uczonych radzieckich M a n d e l s z t a m a i L a n d s b e r g a o podobnym zjawisku, zaobserwowanym przez nich niezależnie od uczonych hinduskich w trakcie badań nad modulacjami częstości światła rozpraszanego przez kryształy kwarcu i kalcytu. Obserwowane już dawniej niewielkie modulacje częstości tłumaczono zmianami gęstości kryształu. Nowe, słabe linie mogły powstawać skutkiem modulacji częstości padającej przez inne drgania o częstościach większych niż termiczne.

Od tego czasu rozpoczęto na całym świecie badania nad nowym zjawiskiem, zwanym powszechnie zjawiskiem Ramana lub złożonym (kombinacyjnym) rozproszeniem światła. Już w pierwszym roku odkrycia — w roku 1928 — liczba opublikowanych prac wynosiła przeszło 70, a w roku następnym była dwa razy większa. W roku 1931, a więc zaledwie w trzy lata po odkryciu zjawiska, pojawiła się pierwsza monografia na temat zjawiska Ramana, napisana przez K. W. F. K o h l r a u s c h a. W tym pierwszym okresie większego nasilenia prac ramanowskich, trwającym do roku 1933, badania dotyczyły zagadnień odpowiednich źródeł światła, naczynek do badań oraz przede wszystkim — ramanowskich widm ważniejszych związków chemicznych. Ustalono w tym okresie em-

pirycznie linie, odpowiadające różnym ugrupowaniom atomów w cząsteczkach.

Pośród przeszło 700 prac ogłoszonych w latach 1928—1933 nie zabrakło i prac uczonych polskich. Badania ramanowskie rozpoczęto już jesienią 1928 roku w trzech pracowniach warszawskich: w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego (kierownik prof. dr S. Pięńkowski), w pracowni fizycznej Szkoły Mechanicznej im. Wawelberga i Rotwanda (kierownik prof. dr S. Ziemecki) oraz w Pracowni Fizycznej Warszawskiego Towarzystwa Naukowego (kierownik prof. Cz. Białobrzeski).

Tematyka niektórych z tych prac wynikała z tendencji ogólnie panujących w świecie. Tak więc S. Ziemecki opracował aparaturę do badań ramanowskich związków organicznych [25]. W. Czapska [1, 2], H. Młodzianowska [12], Cz. Ścisłowski [22] i S. Ziemecki [26] badali widma ramanowskie izomerów, a S. Rafałowski [20, 21] zajął się zagadnieniem pasm ramanowskich wody w roztworach kwasów solnego i azotowego.

Niektóre tematy opracowywane w Polsce były bardziej oryginalne. Należą do nich prace S. Ziemeckiego i K. Jodko-Narkiewiczicza [27, 28] oraz S. Ziemeckiego i M. Wolfkego [24], dotyczące badań zjawiska Ramana w pobliżu punktów krytycznych. Nie zaobserwowano przy tym żadnych szczególnych zjawisk. W pewnym sensie pionierskie były prace J. Ney. Jedna z nich o rozszerzeniu linii Rayleigha [13] na tyle wyprzedzała teorię zjawiska Ramana, że brakło podstaw do wysunięcia konkretnych wniosków. Druga praca wykonana przez tę badaczkę o wpływie temperatury na widmo kwarcu [14] była również jedną z nielicznych wówczas prac na temat zmian temperaturowych w widmach ramanowskich.

Z prac badaczy polskich, wykonanych w okresie pierwszego pięciolecia, wysuwają się na czoło prace prof. dra S. Pięńkowskiego na temat polaryzacji linii ramanowskich [15, 16]. Są to najpoważniejsze polskie prace ramanowskie spośród wykonanych dotychczas i obok prac Memziesa z roku 1929 pierwsze wiążące się z rozważaniami teoretycznymi nad polaryzacją linii ramanowskich, wzbudzanych światłem liniowo spolaryzowanym.

W ciągu dalszych pięciu lat po roku 1933 zaznacza się w literaturze światowej ponowny wzrost liczby publikacji ramanowskich. Jedną z przyczyn tego wzrostu było opracowanie przez Placzka w latach 1931—1933 teorii zjawiska Ramana oraz zagadnień polaryzacji linii. Drugą przyczyną było coraz szersze zastosowanie zjawiska Ramana do ustalenia budowy związków chemicznych, do badania drobin i jonów powstają-



cych w roztworach, do analizy jakościowej, a także ilościowej mieszanin. Potrzeby przemysłu, a zwłaszcza zastosowanie zjawiska Ramana do celów analitycznych, spowodowały wzrost liczby prac nad pomiarami natężeń linii ramanowskich.

W Polsce w tym okresie liczba prac ramanowskich jest jednak niewielka. Badania te prowadzone są jedynie w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego (poza jedną i nie ogłoszoną pracą na temat budowy pyranoz, wykonaną przez T. Urbańskiego i współpracowników w II Zakładzie Fizyki Politechniki Warszawskiej [33]).

Wśród sześciu polskich publikacji ramanowskich z lat 1933—1938 jedna miała na celu opracowanie metody pomiaru natężeń linii ramanowskich (praca M. Kowalewskiej-Soltanowej [6]), druga zaś na temat widma ramanowskiego fluorenu (D. Poświat [17]) pozostawała w ścisłym związku z innymi badaniami optycznymi prowadzonymi w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Celem pozostałych czterech prac było wyjaśnienie mechanizmu rozpraszania ramanowskiego przez niektóre związki na podstawie rozwijanych wówczas teorii. W. Czapska-Narkiewicz [3] próbuje więc na podstawie pomiarów polaryzacji i oceny częstości linii izomerów ksylenu przypisać poszczególnym liniom typy drgań według teorii Placzka, T. Kopciewicz [5] bada efekt temperatury w widmie ramanowskim topazu, berylu oraz kalcytu i oblicza, jakim drganiem odpowiadają obserwowane linie.

Najpoważniejsze prace w tym okresie wykonane zostały przez J. Pniewskiego [18, 19] na temat skrzydeł linii Rayleigha w dwusiarczki węgla, chloroformie i czterochlorku węgla. Autor stwierdza, że kształt skrzydeł tej linii można wytłumaczyć, gdy przyjmiemy, że pochodzi on nie tylko od rotacyjnego zjawiska Ramana, lecz że również wpływają nań siły międzycząsteczkowe.

Widzimy zatem, że w okresie międzywojennym badania ramanowskie prowadziło w Polsce kilkanaście osób, tematy prac obejmowały jednak zbyt może szeroki zakres zagadnień. Dobór tematów wydaje się przypadkowy, przy czym — zwłaszcza w okresie późniejszym — większy nacisk położono na zagadnienia związane z mechanizmem rozpraszania ramanowskiego.

Wojna przerwała wszelkie polskie prace badawcze w tej gałęzi fizyki. Podjęte one zostały dopiero w roku 1950/51 i to przez młodych pracowników, a śmierć prof. Pieńkowskiego w roku 1953 pozbawiła ich doświadczonego kierownictwa. Tematy prac nie były też kontynuacją żadnego z licznych tematów opracowywanych w okresie międzywojen-

cych w roztworach, do analizy jakościowej, a także ilościowej mieszanin. Potrzeby przemysłu, a zwłaszcza zastosowanie zjawiska Ramana do celów analitycznych, spowodowały wzrost liczby prac nad pomiarami natężeń linii ramanowskich.

W Polsce w tym okresie liczba prac ramanowskich jest jednak niewielka. Badania te prowadzone są jedynie w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego (poza jedną i nie ogłoszoną pracą na temat budowy pyranoz, wykonaną przez T. Urbańskiego i współpracowników w II Zakładzie Fizyki Politechniki Warszawskiej [33]).

Wśród sześciu polskich publikacji ramanowskich z lat 1933—1938 jedna miała na celu opracowanie metody pomiaru natężeń linii ramanowskich (praca M. Kowalewskiej-Sołtanowej [6]), druga zaś na temat widma ramanowskiego fluorenu (D. Poświat [17]) pozostawała w ścisłym związku z innymi badaniami optycznymi prowadzonymi w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Celem pozostałych czterech prac było wyjaśnienie mechanizmu rozpraszania ramanowskiego przez niektóre związki na podstawie rozwijanych wówczas teorii. W. Czapska-Narkiewicz [3] próbuje więc na podstawie pomiarów polaryzacji i oceny częstości linii izomerów ksylenu przypisać poszczególnym liniom typy drgań według teorii Placzka, T. Kopciewicz [5] bada efekt temperatury w widmie ramanowskim topazu, berylu oraz kalcytu i oblicza, jakim drganiom odpowiadają obserwowane linie.

Najpoważniejsze prace w tym okresie wykonane zostały przez J. Pnińskiego [18, 19] na temat skrzydeł linii Rayleigha w dwusiarczki węgla, chloroformie i czterochlorku węgla. Autor stwierdza, że kształt skrzydeł tej linii można wytłumaczyć, gdy przyjmiemy, że pochodzi on nie tylko od rotacyjnego zjawiska Ramana, lecz że również wpływają nań siły międzycząsteczkowe.

Widzimy zatem, że w okresie międzywojennym badania ramanowskie prowadziło w Polsce kilkanaście osób, tematy prac obejmowały jednak zbyt może szeroki zakres zagadnień. Dobór tematów wydaje się przypadkowy, przy czym — zwłaszcza w okresie późniejszym — większy nacisk położono na zagadnienia związane z mechanizmem rozpraszania ramanowskiego.

Wojna przerwała wszelkie polskie prace badawcze w tej gałęzi fizyki. Podjęte one zostały dopiero w roku 1950/51 i to przez młodych pracowników, a śmierć prof. Pińkowskiego w roku 1953 pozbawiła ich doświadczonego kierownictwa. Tematy prac nie były też kontynuacją żadnego z licznych tematów opracowywanych w okresie międzywojen-

nym. Przyczyny te spowodowały znaczne opóźnienie badań ramanowskich w Polsce w porównaniu ze Związkiem Radzieckim, Stanami Zjednoczonymi i Francją, w których szybko rozwijała się spektroskopia ramanowska.

Ten dział optyki jest obecnie szeroko rozwiniętą dyscypliną naukową o bogatych zastosowaniach fizycznych i chemicznych. Obecnie badania ramanowskie na świecie grupują się wokół czterech kierunków, których powstanie obserwowaliśmy w okresie międzywojennym. Te cztery kierunki to:

- 1) zastosowania spektroskopii ramanowskiej do jakościowej i ilościowej analizy chemicznej,
- 2) badania struktury drobin,
- 3) badania oddziaływań międzydrobinowych i struktury faz skondensowanych,
- 4) badania mechanizmu rozproszenia ramanowskiego, subtelnej budowy widma i jej związku z elektrooptycznymi właściwościami drobin.

Nad ramanowską analizą chemiczną u nas dotychczas jeszcze nie pracowano. Metody te, szeroko stosowane w zagranicznym przemyśle chemicznym, a zwłaszcza w przemyśle paliw płynnych, są w polskim przemyśle zupełnie nie znane i nie doceniane. Ten stan rzeczy powinien ulec zmianie, ale może to nastąpić jedynie w wyniku nawiązania współpracy między pracownikami naukowymi i odpowiednimi zakładami przemysłowymi.

Badania struktury cząsteczek prowadzone były u nas jedynie dorywczo. W Zakładzie Chemii Nieorganicznej Uniwersytetu Warszawskiego W. Kemula i A. Tramer [4] zbadali widmo ramanowskie tlenocyjanku węgla, a obecnie A. Tramer i A. Wierzchowski prowadzą prace nad jego pełną interpretacją posługując się w tym celu również wynikami własnych badań widma absorpcyjnego tego związku w podczerwieni. W Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego R. Mierzecki i E. Rurarz zbadali widma ramanowskie estrów organicznych kwasów fosforowych i tiofosforowych (publikacja w przygotowaniu), co pozwoliło wyjaśnić budowę nowosyntezowanego przez B. Bochwica i J. Michalskiego tiofosforanu czteroetylowego. Badania takie mogą się rozwijać w zakładach chemicznych wyposażonych w specjalne pracownie ramanowskie, których w Polsce dotychczas nie ma, lub też w innych ośrodkach badań ramanowskich przy ścisłej współpracy z zakładami chemicznymi. Kontakt taki został nawiązany pomiędzy Katedrą Chemii Organicznej Politechniki Łódzkiej i Katedrą Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Najbardziej systematyczne badania prowadzi się w Polsce nad oddziaływaniami międzydrobinowymi. W Instytucie Fizyki Doświadczalnej

Uniwersytetu Warszawskiego, a następnie w Zakładzie Optyki Molekularnej Instytutu Fizyki PAN bada się od roku 1951 widma ramanowskie mieszanin pirydyny z kwasami tłuszczowymi, głównie z kwasem octowym (R. Mierzecki [7, 8, 9]), rozszerzone w roku 1954 na mieszaniny pirydyny z dwutlenkiem siarki (A. Tramer, [23]). Stwierdzono, że w mieszaninach pirydyny z kwasami tłuszczowymi, a także w mieszaninach z dwutlenkiem siarki powstają kompleksy międzycząsteczkowe, zaś cząsteczki tworzące kompleks ulegają dość daleko idącym deformacjom.

W Zakładzie Elektrochemii i Korozji Uniwersytetu Warszawskiego S. Minc i Z. Kęcki prowadzili prace nad wpływem kwasowości środowiska na równowagę tautomeryczną  $\text{HNO}_3$  w roztworach tego kwasu w wodzie i w kwasie octowym [10], zaś S. Minc i S. Kurowski badali przesunięcie równowagi tautomerycznej w obszarze elektrodowym [11]. Stwierdzono też, że zmiany natężenia linii formy niezjonizowanej kwasu azotowego w zależności od stężenia wskazują na deformację drobin niezjonizowanej pod wpływem środowiska (Z. Kęcki, w przygotowaniu). Wnioski z omówionych powyżej badań zostały oparte głównie na pomiarach zmian położenia linii w widmach mieszanin oraz na półilościowych pomiarach natężeń linii. Dalszy rozwój tych badań idzie w kierunku bardziej dokładnych pomiarów natężeń, badań zmian konturów linii, badań stopnia depolaryzacji linii oraz zastosowań rezonansowego rozproszenia ramanowskiego do badań oddziaływań między cząsteczkowych.

Do czwartego wymienionego przez nas kierunku rozwoju badań ramanowskich nad mechanizmem rozpraszania ramanowskiego zaliczyć można u nas tylko prowadzoną w Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pracę B. Moszyńskiej nad wpływem temperatury na natężenie i kontur linii ramanowskich w czterochlorku węgla. Jest to, jak w ogóle problem szerokości linii ramanowskich, zagadnienie bardzo mało zbadane i w obecnej chwili ściągające na siebie uwagę coraz liczniejszych badaczy.

Jak widać z tego przeglądu, tematyka prowadzonych obecnie w Polsce prac ramanowskich i poziom otrzymanych wyników nie pozostaje w tyle za badaniami w innych krajach, niższy jest natomiast poziom techniki. Dlatego też jako zagadnienie wielkiej wagi wysuwa się sprawa unowocześnienia i udoskonalenia metodyki badań ramanowskich przez wprowadzenie nowoczesnej aparatury polaryzacyjnej, źródeł światła o dużej mocy i wąskich liniach oraz fotomnożnikowych metod rejestracji widma i pomiaru natężeń linii. Ważne jest również rozwinięcie równoległych badań nad widmami oscylacyjnymi w podczerwieni.

Szybki swój rozwój na całym świecie zawdzięcza spektroskopii ramanowskiej licznym zastosowaniom naukowym i praktycznym. Oderwanie

tematyki polskich badań ramanowskich od potrzeb praktyki oraz aktualnych problemów fizyki i chemii jest jedną z przyczyn słabego u nas rozwoju tego kierunku badań. Przewyciężenie tej izolacji dałoby niewątpliwie silny impuls rozwojowi prac nad widmem ramanowskim w Polsce.

Przedstawiona poniżej bibliografia polskich prac ramanowskich zawiera publikacje wyników badań oryginalnych, wykonanych w polskich pracowniach naukowych, oraz artykuły monograficzne na tematy badań ramanowskich drukowane w czasopiśmie polskich, do których udało się dotrzeć autorom niniejszego artykułu.

### Bibliografia polskich prac ramanowskich

#### A. Prace oryginalne

1. W. Czapska, Spectres de Raman de para, ortho, metaxylenes C. R. **189**, 32 (1929).
2. W. Czapska, Widma ramanowskie para, orto i metaxylolu, Spraw. i Prace PTF **4**, 193 (1929).
3. W. Narkiewicz-Czapska, Über die Polarisation der Ramanstrahlen an p-, m- und o-Xylol, Zs. f. Physik **96**, 177 (1935).
4. W. Kemula, A. Tramer, Widmo oscylacyjne tlenocyjanku węgla, Roczn. Chemii **27**, 522 (1953).
5. T. Kopcewicz, Influence de la temperature sur le frequences de Raman de cristaux de topaze, de beryl et de calcite, J. Phys. et Radium **8**, 6 (1937).
6. M. Kowalewska, Mesures d'intensité de quelques raies ramaniennes, Acta Phys. Pol. **7**, 279 (1938).
7. R. Mierzecki, Sur les spectres ramaniens de melanges de la pyridine avec l'acide acetique I, Acta Phys. Pol. **12**, 26 (1953).
8. R. Mierzecki, Sur les spectres ramaniens de la pyridine dans ces melanges avec l'acide acetique, Bull. Ac. Pol., Cl. III, **5**, 259 (1955).
9. R. Mierzecki, Sur les spectres ramaniens de l'acide acetique dans les melanges avec pyridine, Bull. Ac. Pol., Cl. III, **5**, 263 (1955).
10. S. Minc, Z. Kęcki, O wpływie kwasu octowego na równowagę tautomeryczną w kwasie azotowym, Roczn. Chemii **27**, 529 (1953).
11. S. Minc, S. Kurowski, Badanie równowagi tautomerycznej formy zjonizowanej i niezjonizowanej kwasu azotowego w przestrzeni polaryzowanej katody za pomocą widma Ramana, Roczn. Chemii **28**, 629 (1954).
12. H. Młodzianowska, Widma ramanowskie kilku izomerów. Sprawozdania i Prace PTF **5**, 53 (1930); Zs. f. Physik **65**, 124 (1930).
13. J. Ney, O rozszerzeniu prążków występujących w widmie Ramana bez zmiany długości fali, Bull. Int. Ac. Pol. **106** (1931); Spraw. i Prace PTF **5**, 389 (1931).
14. J. Ney, O wpływie temperatury na widmo ramanowskie kwarcu, Spraw. i Prace PTF **5**, 395 (1931); Zs. f. Physik **68**, 554 (1931).
15. S. Pieńkowski, O polaryzacji prążków Ramana CS<sub>2</sub>, Acta Phys. Pol. **1**, 87 (1932).
16. S. Pieńkowski, O rozproszeniu ramanowskim światła spolaryzowanego liniowo, Acta Phys. Pol. **1**, 309 (1932).

17. D. Poświat, Über den Ramaneffekt in Fluoren, Acta Phys. Pol. 7, 367 (1938).
18. J. Pniewski, Über die Lichtstreuung in den Flügeln der Rayleighlinie im Schwefelkohlenstoff, Bull. Int. Ac. Pol. 136 (1938).
19. J. Pniewski, Über die Intensitätsverteilung in den Flügeln der Rayleighlinie in dem an  $\text{CS}_2$ ,  $\text{CHCl}_3$  und  $\text{CCl}_4$  gestreutem Lichte, Acta Phys. Pol. 7, 186 (1938).
20. S. Rafałowski, O pasmach ramanowskich wody, Bull. Int. Ac. Pol. 623 (1931).
21. S. Rafałowski, Structure of Raman Bands of Water, Nature 128, 546 (1931).
22. Cz. Ścisłowski, Widma ramanowskie niektórych izomerów, Spraw. i Prace PTF 5, 867 (1931).
23. A. Tramer, Ramanspectra of Sulfurdioxyde in Solutions, Bull. Ac. Pol., Cl. III, (w druku).
24. M. Wolfke, S. Ziemecki, O własnościach optycznych nitrobenzenu w okolicach jego punktu przemiany, Acta Phys. Pol. 1, 271 (1932).
25. S. Ziemecki, Aparatura do otrzymywania ramanowskich widm związków organicznych, Bull. Int. Ac. Pol. 309 (1930).
26. S. Ziemecki, Über die Ramanspektren der Naphtalinderivate, Zs. f. Physik 78, 125 (1932).
27. S. Ziemecki, K. Jodko-Narkiewicz, Ramanefekt in der Nähe des kritischen Punktes, Naturwissenschaften 17, 876 (1929).
28. S. Ziemecki, K. Jodko-Narkiewicz, The Ramanefect in the Proximity of Critical Point, Phil. Mag. 9, 299 (1930).

### *B. Artykuły monograficzne*

29. R. Mierzecki, Izomeria obrotowa, Wiadomości Chemiczne 6, 214 (1952).
30. R. Mierzecki, Widma ramanowskie roztworów i mieszanin ciekłych, Postępy Fizyki 4, 448 (1953).
31. R. Mierzecki, Zastosowanie widm ramanowskich w chemii, Przemysł Chemiczny 19, nr 3, 146 (1954).
32. S. Minc, Z. Kęcki, Widmo Ramana, Wiadomości Chemiczne 6, 501 (1952).
33. T. Urbański, Widma ramanowskie a budowa cząsteczek, Roczniki Chemii 17, 477 (1937).



Ewa Skrzypczakowa

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Warszawskiego

## Antyproton

Mimo przewidywań teoretycznych [1] hipoteza istnienia antyprotonu nie znajdowała przez dłuższy czas potwierdzenia eksperymentalnego. Pierwsza praca doświadczalna [2] związana z tym tematem ukazała się w cztery lata po pracy teoretycznej Fermiego. Po pracy Cowana do października ub. r. ukazały się trzy dalsze publikacje [3, 4, 5], których autorzy wśród możliwych interpretacji zdarzeń zaobserwowanych w komorze bądź też w emulsji jądrowej — wysuwali interpretację, związaną z istnieniem cząstki ujemnie naładowanej o masie bliskiej masie protonu.

Żadna jednak ze wspomnianych prac nie stanowiła dostatecznie przekonującego argumentu za realnością antyprotonu. Spowodowane to było małą dokładnością pomiarów, dokonywanych zarówno w kliszach, jak i w komorach Wilsona, oraz faktem, że interpretacja oparta na założeniu istnienia antyprotonu była jedną z kilku możliwych, przy czym inne możliwe interpretacje były równie lub bardziej prawdopodobne.

W listopadzie r. 1955 w *Nature* [6] ukazała się niedługa notatka, omawiająca odkrycie antyprotonu; wiadomość tę przekazały wspólnie do prasy dwie instytucje: Uniwersytet Kalifornijski i Komisja Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych. Dane eksperymentalne wyglądają w zarysie następująco:

Strumień cząstek ujemnych, powstałych w wyniku zderzeń protonów (z bewatronu) o energii 6200 MeV z tarczą miedzianą, był filtrowany przez układ magnetyczny tak, że otrzymano wiązkę cząstek o określonym pędzie. Po upływie czasu około  $10^{-7}$  sec wiązka taka powinna zawierać przede wszystkim mezony  $\pi^-$  i  $\mu^-$  oraz pewną liczbę mezonów  $k^-$ , wreszcie, być może, domieszkę antyprotonów.

Cząstki te można było rozróżnić na dwóch drogach:

- a) przez pomiar czasu lotu od tarczy,
- b) przez wyznaczenie prędkości poszczególnych cząstek przelatujących — za pomocą kąta promieniowania Czerenkowa.

Obie stosowane metody dają możliwość oceny mas poprzez rozróżnienie prędkości dla cząstek o określonym pędzie.

W ten sposób stwierdzono w otrzymywanej wiązce obecność cząstek ujemnie naładowanych o masie protonowej (z dokładnością do ok. 10%). Dla danego układu doświadczenia ocenia się częstość występowania antyprotonów na około 1 na 50 000 mezonów  $\pi^-$  o tym samym pędzie i kie-



runku. Niestety, na tym kończą się informacje podane w związku z doświadczeniem kalifornijskim.

Wydaje się, że o ile ocena błędu przypisywanego określeniu masy nie jest zbyt optymistyczna (możliwość „zahaczenia“ o inne cząstki ujemne, w szczególności hyperony — różnica mas: hyperon  $\Sigma^-$  — proton wynosi ok. 30%), to istotnie w doświadczeniu w Berkeley w skład strumienia cząstek ujemnych wchodziły antyprotony. Pierwszy ten eksperyment jednak nie dał żadnych informacji o dalszych losach ujemnych protonów; zwłaszcza interesujące byłoby rozstrzygnięcie, który z przewidywanych przez teorię procesów anihilacji byłby dominujący (rozpad na dwa szybkie mezony  $\pi$ , na trzy szybkie mezony  $\pi$ , czy jeszcze inne z przewidywanych możliwości).

Należy oczekiwać wkrótce pełniejszych danych dotyczących powyższego doświadczenia i planów na bardziej wszechstronne zbadanie procesów związanych z występowaniem antyprotonu.

Przed paroma tygodniami otrzymaliśmy przedruk niepublikowanej jeszcze pracy Teuchera, Winzlera oraz Lohrmanna. Autorzy ci zaobserwowali w emulsji jądrowej, naświetlonej na dużej wysokości zdarzenie, którego interpretacja zdaje się silnie potwierdzać hipotezę istnienia antyprotonu. Zaobserwowane zdarzenie składa się z dwóch gwiazd, połączonych torem cząstki silnie jonizującej. Pomiar masy na tym torze (dług. 308  $\mu$ ) daje przybliżoną wartość

$$m = 1880 \begin{matrix} + 1000 \\ - 650 \end{matrix} m_e.$$

Gwiazda A stanowi je t typu  $2 + 12p$ ; wśród 10 ramion gwiazdy B jest jeden mezon  $\pi$ . Całkowitą energię wyzwoloną w gwieździe B ocenia się na  $990 \pm 120$  MeV., co zdaje się wykluczać interpretację zdarzenia jako wchłonięcie ujemnego ciężkiego mezonu lub jednego ze znanych hyperonów. Prawdopodobieństwo przypadkowej koincydencji końca omawianego toru i środka gwiazdy B autorzy oceniają na  $2 \cdot 10^{-4}$ . Jako najwłaściwszą interpretację tego zdarzenia autorzy sugerują powstanie antyprotonu (w zdarzeniu A) i jego anihilację (w zdarzeniu B).

#### Literatura

1. Np. E. Fermi, Progr. Theoret. Phys. (Japan) 5, 570 (1950).
2. E. W. Cowan, Phys. Rev. 94, 161 (1954).
3. Schein, Haskin, Glasser, Phys. Rev. 95, 855 (1954).
4. H. S. Bridge, H. Courant, H. De Staebler, B. Rossi, Phys. Rev. 95, 1101 (1954).
5. E. Amaldi, C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini, Nuovo Cimento, 1, 492 (1955).
6. Nature 176, 860 (1955).

S. FRISZ i A. TIMORIEWA: KURS FIZYKI T. II. PWN. Warszawa 1955, s. 528, cena zł 33,30.

W stosunkowo krótkim czasie po wydaniu tłumaczenia I tomu podręcznika S. Frisza i A. Timoriewej (tytuł oryginału „Kurs fizyki ogólnej“) ukazał się tom II, obejmujący — jak opiewa jego podtytuł — zjawiska elektryczne i elektromagnetyczne. Recenzja ogłoszona w poprzednim zeszycie *Postępów Fizyki* dotyczyła I tomu podręcznika, ale na tle ogólnych uwag odnoszących się do jego całości (3 tomy).

Tak jak i w tomie poprzednim, materiał został tu wybrany i podany dobrze, bez przeładowania go balastem matematycznym; główny nacisk położyli autorzy i tu na stronę fizyczną — zjawiskową. Podali oni i podkreślili istotne najważniejsze wiadomości z zakresu zjawisk elektrycznych i elektromagnetycznych, które i na politechnikach bezwarunkowo powinny i muszą być wykładane przez fizyka i stanowić punkt wyjścia dla wykładów elektrotechniki teoretycznej. Trzeba z naciskiem podkreślić, że do należytego korzystania z recenzowanego tomu, jak zresztą i z całości podręcznika, konieczne jest dobre opanowanie fizyki co najmniej w zakresie programu szkoły średniej. W związku z tym studenci naszych politechnik napotkają tu pewne i to niemałe trudności, poziom opracowania podręcznika okaże się dla nich z pewnością za wysoki. Aby im pomóc trudności te przezwyciężyć, wykładowcy fizyki, którzy polecaliby studentom ten podręcznik, będą musieli dać pewien wkład pracy, aby uprzystępnąć ujęcie szeregu zagadnień. Może warto przypomnieć, że omawiany podręcznik jest w ZSRR przeznaczony dla wydziałów fizycznych i fizyko-technicznych uniwersytetów. Żadnego z naszych wydziałów politechnicznych nie można uważać za odpowiednik tych ostatnich, na których z natury rzeczy fizyka musi stać na znacznie wyższym poziomie.

Omawiany tom zawiera następujące działy: „Podstawowe zjawiska elektryczne“ (rozd. XIV, stron 62), „Zjawiska elektrostatyczne w dielektrykach“ (rozd. XV, stron 46), „Podstawowe prawa prądu stałego“ (rozd. XVI, stron 68), „Prądy w elektrolitach i gazach“ (rozd. XVII, stron 60), „Pole magnetyczne prądów“ (rozd. XVIII, stron 96), „Odchylenie cząstek naładowanych w polu elektrycznym i magnetycznym“ (rozd. XIX, stron 30), „Indukcja elektromagnetyczna“ (rozd. XX, stron 55), „Drgania i fale elektromagnetyczne“ (rozd. XXI, stron 39) i „Układy jednostek wielkości elektrycznych i magnetycznych“ jako dodatek.

Zwraca uwagę fakt, że autorzy zupełnie słusznie nie rozpatrują szczegółowo różnych, tak licznych zastosowań technicznych, ograniczając się do zasadniczego omówienia zjawisk fizycznych, stanowiących ich podstawę. Lansowana u nas tak zwana politechnizacja fizyki jest, naszym zdaniem, przejawem oraz mylnie interpretowana przede wszystkim w naszych wyższych szkołach technicznych. Jest ona też chętnie wykorzystywana przez mniej wytrawnych wykładowców fizyki, boć łatwiej jest omówić zastosowania praktyczne niż przystępnie wyłożyć trudne zagadnienia fizyki współczesnej, co wymaga zawsze dużego wysiłku ze strony wykładowcy.

W paragrafie 155 (s. 157) omówiona jest dość pobieżnie kwantowa teoria przewodnictwa elektrycznego metali, w § 156 (s. 162) pasmowa teoria kryształów, w § 162

(s. 185) teoria kontaktowej różnicy potencjałów, a w § 211 (s. 390) zjawisko Halla. Część materiału podano tu *petitem*. Zachodzi pytanie, czy nie byłoby słuszniej zagadnienia te przenieść do III tomu, umieszczając je po omówieniu budowy atomu i drobin. Wówczas byłyby one może bardziej wyraziste dla czytelnika. Zresztą autorzy powołują się w tych paragrafach na tom III (np. na s. 158, gdzie jednak nie podano odnośnego paragrafu). Ze względów dydaktycznych wydaje się nam uzasadnione rozgraniczenie w wykładach fizyki ogólnej na politechnikach fizyki klasycznej i fizyki współczesnej (obie teorie kwantów). Fizykę klasyczną trzeba traktować jako pierwsze przybliżenie, starszą teorię kwantów jako drugie (quasiklasyczne) i wreszcie nową teorię kwantów jako trzecie przybliżenie.

Strona graficzna recenzowanego tomu jest bez zarzutu, rysunki staranne i wyraziste, druk wyraźny. Szereg zastrzeżeń wzbudza — podobnie jak i w przypadku I tomu — stylistyczne opracowanie tłumaczenia. Znowu brak jest jednolitej korekty stylistycznej. Terminologia nie jest uzgodniona w różnych działach, tłumaczonych przez różne osoby; na początku na przykład w tytule paragrafu 140 czytamy: „Dielektryczne własności kryształów“, a później w paragrafie 184 już poprawnie „Pole magnetyczne i jego właściwości“. W pewnych przypadkach może byłoby lepiej odstąpić od dosłownego tłumaczenia i uniknąć w ten sposób pewnego żargonu fizycznego, jak na przykład na s. 393, gdy mowa o „znaku zjawiska Halla“, czy na s. 188, gdzie podano: „jony, tj. cząstki naładowane przeciwnymi znakami“. Niezręcznie jest powiedzenie: „Pole magnetyczne ujawnia działanie sił na umieszczone w nim przewodniki, w których płyną prądy“ (s. 275) lub „Różniczkując raz te wyrażenia po tych samych współrzędnych...“ (s. 52), czy też „...utrzymać stałą wielkość prądu“ (s. 275). Niefortunnie też brzmi zdanie: „do pomiaru pracy wyjścia posługujemy się specjalną jednostką, zwaną elektronowoltem“ (s. 183). Nieokreślone są pojęcia „obszar mały fizycznie“ (s. 99) i „niewielki dielektryk“ (s. 83), choć tak są użyte w oryginale podręcznika.

W. i M. Majewscy

ARKADIUSZ PIEKARA — ELEKTRYCZNOŚĆ I BUDOWA MATERII. PWN.  
Warszawa 1955, str. 700, cena zł 42,25.

Wydane w ub. r. przez PWN drugie wydanie książki prof. Piekary stanowi trzeci tom planowanego przez autora podręcznika pt. „Nauka Fizyki“.

Spory, 700 stron druku liczący tom obejmuje trzy części:

Część pierwsza, stanowiąca nieco mniej niż połowę książki, jest poświęcona niemal w całości wykładowi klasycznej elektromagnetyki. Autor zaczyna — nietradycyjnie — od prądu elektrycznego. Już na początku książki są opisane proste doświadczenia dotyczące pola magnetycznego prądu i omówione niektóre przyrządy miernicze (galwanometry, amperomierze) oraz źródła prądu (ogniwa). Pozwala to autorowi — na podstawie szeregu dobranych odpowiednio eksperymentów — sformułować prawa Ohma, Joule'a, Kirchhoffa. Dopiero po tym przygotowaniu następuje elektrostatyka, następnie pole magnetyczne, a na koniec indukcja elektromagnetyczna. Po omówieniu prawa indukcji elektromagnetycznej dość dużo miejsca poświęcono prądowi przemiennemu, a na zakończenie części pierwszej opisane zostały drgania elektryczne.

Część druga (rozdziały 5—8, około 200 stron) poświęcona jest dokładniejszej charakterystyce zjawisk elektrycznych w ciałach stałych, cieczach, gazach oraz próżni. W tej części omówiono (jakościowo) elektronową teorię metali, nadprzewodnictwo, tu także jest krótka relacja o półprzewodnikach. Następnie przedstawiono

napięcia kontaktowe, emisję elektronów z metali, elektrolizę i ogniwa galwaniczne, potem prądy elektryczne w gazach. Zjawiskom elektrycznym w próżni poświęcono sporo uwagi przy omawianiu lampy elektronowej w jej różnych wersjach i zastosowaniach. Przy okazji opisu działania pól elektrycznych i magnetycznych na elektrony podano wiadomości o zależności masy od prędkości, o zasadzie równoważności masy i energii, spektrografie masowym i izotopach. W ostatnim rozdziale 2 części, dość obszernym (ok. 60 stron), przedstawiono promieniowanie elektromagnetyczne i elementy kwantowej teorii światła. Autor omawia generację i właściwości promieniowań od długich fal elektromagnetycznych poczynając poprzez fale krótkie (przy tej sposobności unowocześniono doświadczenia Hertza), mikrofałe, promieniowanie świetlne do promieni Röntgena włącznie. Znalazły w tym rozdziale omówienie nowoczesne metody generacyjne fal, jak magnetron, klitron, oraz metody przenoszenia (falowody). Przy omawianiu kwantów świetlnych autor szkicuje idee de Broglie'a i ich doświadczalne następstwa.

Część trzecia i ostatnia (około 200 stron) nosi tytuł: „Budowa materii“. Obejmuje omówienie modelu Bohra, elementy widm optycznych i charakterystycznych rentgenowskich, system periodyczny pierwiastków w oparciu o zasadę Pauliego i intuicyjne rozważania o atomie wodoru w mechanice kwantowej, dalej budowę drobin i widma drobinowe; wszystko to zajmuje około 50 stron. Więcej miejsca poświęcono jądro atomowemu i cząstkom elementarnym. Przedstawiono promieniotwórczość naturalną i sztuczną, przemiany jądrowe, promienie kosmiczne, budowę jądra atomowego, naszkicowano również zasady działania najważniejszych narzędzi badań fizyki jądra, jak komora Wilsona, liczniki Geigera-Müllera, emulsje fotograficzne, akceleratory. Przy okazji omawiania rozpadu promieniotwórczego autor w poglądowy sposób wprowadza czytelnika w niektóre zagadnienia mechaniki kwantowej (efekt tunelowy, zasada nieoznaczoności). Książka kończy się schematem zszeregowania jąder  $^{235}\text{U}$  i zasadą budowy i działania reaktora atomowego.

Nie zamierzam polemizować z autorem na temat rozpoczynania kursu elektryczności od prądu elektrycznego, choć osobiście nie jestem zwolennikiem tej metody. Zagadnienie, czy zaczynać od „lisiego ogonka“ czy od „gniazdka wtyczkowego“, było wielokrotnie przedmiotem dyskusji, nie doprowadzając zresztą — jak często bywa w sprawach metodyki — do jednoznacznych wyników. Należy jednak stwierdzić, że autor raz obrawszy tę metodę zastosował ją konsekwentnie i logicznie, wykorzystując umiejętnie te walory dydaktyczne, które ta metoda może dać. a więc nawiązanie do rzeczy znanych z życia codziennego oraz możliwość posługiwania się od początku wykładu elektryczności miernikami prądu przy wyprowadzaniu praw fizyki na podstawie doświadczeń, stanowiącego istotny składnik indukcyjnej metody, którą autor stosuje.

Związek z życiem jest zresztą bardzo silny w całej książce; widoczne jest, że przedstawienie licznych zastosowań praktycznych i powiązań nauki z życiem należało do celów, które autor wytknął sobie pisząc tę książkę. Obok „klasycznych“ maszyn elektrycznych itd. znalazły więc należyte uwzględnienie sprawy nowoczesne i aktualne, jak film dźwiękowy, telewizja, radar, a z fizyki atomu — wykorzystanie energii jądrowej.

Cała książka jest przesiąknięta metodą eksperymentalną. Eksperyment wysuwa się na pierwszy plan wykładu, a wywody teoretyczne zawsze nawiązują do doświadczenia. Fizyka jest tu prawdziwą nauką przyrodniczą, która matematyką posługuje się jako metodą. Pod tym względem książka prof. Piekary przypomina znany podręcznik Pöhla; czytelnik znajdzie w niej mnóstwo doświadczeń, opisa-

napięcia kontaktowe, emisję elektronów z metali, elektrolizę i ogniwa galwaniczne, potem prądy elektryczne w gazach. Zjawiskom elektrycznym w próżni poświęcono sporo uwagi przy omawianiu lampy elektronowej w jej różnych wersjach i zastosowaniach. Przy okazji opisu działania pól elektrycznych i magnetycznych na elektrony podano wiadomości o zależności masy od prędkości, o zasadzie równoważności masy i energii, spektrografie masowym i izotopach. W ostatnim rozdziale 2 części, dość obszernym (ok. 60 stron), przedstawiono promieniowanie elektromagnetyczne i elementy kwantowej teorii światła. Autor omawia generację i właściwości promieniowań od długich fal elektromagnetycznych poczynając poprzez fale krótkie (przy tej sposobności unowocześnione doświadczenia Hertza), mikrofałe, promieniowanie świetlne do promieni Röntgena włącznie. Znalazły w tym rozdziale omówienie nowoczesne metody generacyjne fal, jak magnetron, klistron, oraz metody przenoszenia (falowody). Przy omawianiu kwantów świetlnych autor szkicuje idee de Broglie'a i ich doświadczalne następstwa.

Część trzecia i ostatnia (około 200 stron) nosi tytuł: „Budowa materii“. Obejmuje omówienie modelu Bohra, elementy widm optycznych i charakterystycznych rentgenowskich, system periodyczny pierwiastków w oparciu o zasadę Pauliego i intuicyjne rozważania o atomie wodoru w mechanice kwantowej, dalej budowę drobin i widma drobinowe; wszystko to zajmuje około 50 stron. Więcej miejsca poświęcono jądru atomowemu i cząstkom elementarnym. Przedstawiono promieniotwórczość naturalną i sztuczną, przemiany jądrowe, promienie kosmiczne, budowę jądra atomowego, naszkicowano również zasady działania najważniejszych narzędzi badań fizyki jądra, jak komora Wilsona, liczniki Geigera-Müllera, emulsje fotograficzne, akceleratory. Przy okazji omawiania rozpadu promieniotwórczego autor w poglądowy sposób wprowadza czytelnika w niektóre zagadnienia mechaniki kwantowej (efekt tunelowy, zasada nieoznaczoności). Książka kończy się schematem rozszczepienia jąder  $^{235}\text{U}$  i zasadą budowy i działania reaktora atomowego.

Nie zamierzam polemizować z autorem na temat rozpoczynania kursu elektryczności od prądu elektrycznego, choć osobiście nie jestem zwolennikiem tej metody. Zagadnienie, czy zaczynać od „lisiego ogonka“ czy od „gniazdka wtyczkowego“, było wielokrotnie przedmiotem dyskusji, nie doprowadzając zresztą — jak często bywa w sprawach metodyki — do jednoznacznych wyników. Należy jednak stwierdzić, że autor raz obrawszy tę metodę zastosował ją konsekwentnie i logicznie, wykorzystując umiejętnie te walory dydaktyczne, które ta metoda może dać, a więc nawiązanie do rzeczy znanych z życia codziennego oraz możliwość posługiwania się od początku wykładu elektryczności miernikami prądu przy wyprowadzaniu praw fizyki na podstawie doświadczeń, stanowiącego istotny składnik indukcyjnej metody, którą autor stosuje.

Związek z życiem jest zresztą bardzo silny w całej książce; widoczne jest, że przedstawienie licznych zastosowań praktycznych i powiązań nauki z życiem należało do celów, które autor wytknął sobie pisząc tę książkę. Obok „klasycznych“ maszyn elektrycznych itd. znalazły więc należyte uwzględnienie sprawy nowoczesne i aktualne, jak film dźwiękowy, telewizja, radar, a z fizyki atomu — wykorzystanie energii jądrowej.

Cała książka jest przesiąknięta metodą eksperymentalną. Eksperyment wysuwa się na pierwszy plan wykładu, a wywody teoretyczne zawsze nawiązują do doświadczenia. Fizyka jest tu prawdziwą nauką przyrodniczą, która matematyką posługuje się jako metodą. Pod tym względem książka prof. Piekary przypomina znany podręcznik Pöhla; czytelnik znajdzie w niej mnóstwo doświadczeń, opisa-



nych zazwyczaj z podaniem danych technicznych urządzeń potrzebnych do wykonania doświadczenia, oraz dobrze ilustrowanych za pomocą licznych rysunków. W ten sposób książka staje się przewodnikiem przy zestawianiu eksperymentów. A dodać trzeba, że te doświadczenia są z reguły obmyślane w taki sposób, aby były wykonalne nawet tam, gdzie przyrządów nie ma zbyt wiele.

Doświadczenia przenikają zresztą nie tylko tekst wykładu; przedyskutowały również do zadań, które stanowią pożądane i cenne uzupełnienie wykładu. Jest ich 326 i dadzą się podzielić na trzy grupy:

1) zadania rachunkowe, w których chodzi o obliczenie szukanej wielkości fizycznej,

2) zagadnienia, których cel stanowi interpretacja jakiegoś zjawiska za pomocą poznanych praw fizycznych,

3) zagadnienia doświadczalne, polegające na wykonaniu pewnych doświadczeń i pomiarów. Autor czerpie tu z własnego bogatego doświadczenia dydaktycznego, podając szereg pomysłowych, nierzadko oryginalnych eksperymentów. Należy zaznaczyć, że liczne zadania stanowią zarazem uzupełnienie wykładu, gdyż zawierają nową treść fizyczną.

Przy wykładzie kursu elektryczności wylania się zawsze ze szczególną ostrością kwestia układu jednostek. Autor nie zajął tu stanowiska skrajnego i używa obok układu mksA również układów cgs. To stanowisko wydaje się trafne. Po pierwsze, nie ma takiego jednego układu jednostek, który byłby zawsze najbardziej przydatny. Po wtóre, w literaturze fizycznej używa się różnych układów i każdy, kto chce być fizykiem, a nawet tylko stosować fizykę na szerszą skalę, musi być z różnymi układami jednostek obznajmiony. Na koniec warto, aby uczący się nabrał przekonania, że sprawa układu jednostek — choć ważna — jest ostatecznie kwestią umowy.

Książka jest napisana bardzo jasno i żywo. Na każdym kroku wyczuwa się lwi pazur utalentowanego i doświadczonego dydaktyka. Wykład jest utrzymany na ogół na poziomie elementarnym; tylko w kilku miejscach posługuje się autor analizą matematyczną (równania Maxwella, rozpad promieniotwórczy i w kilku innych przypadkach). Pokażna część tekstu — paragrafy wyróżnione gwiazdką — stanowi całość zrozumiałą dla czytelnika na poziomie licealnym. Tego tekstu wyróżnionego gwiazdką jest — biorąc jako kryterium liczbę paragrafów — nieco mniej niż połowa całości: 166 na 186 paragrafów bez gwiazdki, przeznaczonych dla czytelników bardziej zaawansowanych; ale gdy w części pierwszej, „klasycznej“, jest przewaga tekstu z gwiazdką (108 paragrafów oznaczonych gwiazdką i 61 nie ozn.), to w częściach drugiej, a zwłaszcza trzeciej, poświęconych przeważnie fizyce nowoczesnej, jest odwrotnie (łącznie w części drugiej i trzeciej 58 paragrafów oznaczonych gwiazdką i 125 nie ozn.). Jednakże i tekst nie wyróżniony gwiazdką jest na ogół bardzo przystępnie — a zawsze jasno — napisany. Przystępność wykładu uprawnia autora w pełni do korzystania przy omawianiu bardziej abstrakcyjnych zagadnień z intuicyjnych modeli oraz uproszczeń.

Książka stanowi podręcznik przeznaczony w zasadzie dla studentów szkół wyższych, a autor zaznacza we wstępie, że pragnąłby, aby służyła również jako wstępna, wprowadzająca książka dla przyszłych młodych fizyków. Otóż niewątpliwie książka może ten cel osiągnąć. Sądzę jednak, że — zwłaszcza z uwagi na młodych adeptów fizyki — warto by wprowadzić w następnym wydaniu książki pewne uzupełnienia tekstu, które mogłyby być ewentualnie wydrukowane petitem. Jakkolwiek autor te zagadnienia omawia, uważam za celowe umieszczenie dokładniejszych wiadomości o aktualnych dziś bardzo elektrycznych właściwościach kryszta-

łów: przewodnictwie metali, półprzewodnikach, zjawiskach kontaktowych między metalami (napiecia Volty i Galvaniego) i innych kontaktach, a także o dielektrykach, o których autor mógłby tak autorytatywnie opowiedzieć. Podanie rozszianych w tekście, nieco zaawansowanych uzupełnień nie powiększyłyby wiele rozmiarów książki, a autor zaskarbiłby sobie szczerą wdzięczność generacji młodych adeptów fizyki, gdyby w tak dobrze napisanej książce znaleźli bardziej wyczerpujące wiadomości z niektórych działów współczesnej fizyki.

Jeszcze jedna uwaga natury ogólniejszej. Jest to dezyderat, który można by skierować pod adresem wszystkich niemal autorów podręczników fizyki: więcej historii fizyki. Nie chodzi oczywiście o to, by trzymać się rozwoju historycznego w wykładzie, lecz o krótkie szkice rozwoju niektórych zagadnień. Kształcąca rola historii nauki wydaje się bezsporna, a nawet studenci fizyki nie uczą się historii fizyki w czasie studiów.

Szata graficzna staranna, rysunki (jest ich 600) przeważnie schematyczne, bardzo przejrzyste.

J. Nikliborc



# Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

## V Wszechzwiązkowa Konferencja na temat półprzewodników Leningrad 14—20 listopada 1955 r.

Z inicjatywy Instytutu Półprzewodników Akademii Nauk ZSRR została zorganizowana pod przewodnictwem akademika A. F. Joffego konferencja poświęcona półprzewodnikom.

W konferencji wzięli udział najwybitniejsi fizycy radzieccy, pracujący w dziedzinie półprzewodników, oraz 6 zaproszonych gości z krajów demokracji ludowych, w tej liczbie Rompe z NRD, Tauc z Czechosłowacji i z Polski — autor niniejszego sprawozdania.

Zgłoszono ponad 180 referatów, toteż obrady toczyły się w siedmiu równoległych sekcjach, a mianowicie:

- 1) Elektryczne i Termiczne Właściwości Półprzewodników,
- 2) Półprzewodnikowe Urządzenia Elektronowe,
- 3) Zjawiska Fotoelektryczne w Półprzewodnikach,
- 4) Teoria Półprzewodników.
- 5) Chemia Półprzewodników,
- 6) Półprzewodnikowa Kataliza,
- 7) Właściwości Magnetyczne Półprzewodników.

Oprócz referatów sekcyjnych ogłoszono 6 wykładów plenarnych na następujące tematy:

- 1) A. F. Joffe, „Obecny stan i zadania fizyki półprzewodników“,
- 2) S. I. Piekar, „Obecny stan i zadania teorii półprzewodników“,
- 3) A. I. Anselm, „O niektórych zagadnieniach teorii półprzewodników“,
- 4) B. M. Wuł, „Stan obecny i drogi rozwoju teorii elektronowych urządzeń półprzewodnikowych“,
- 5) L. Sosnowski, „O rekombinacji zderzeniowej nośników prądu w półprzewodnikach“,
- 6) S. E. Rogiński i F. F. Wolkensztejn, „Podstawowe problemy półprzewodnikowej katalizy“.

Liczba uczestników na posiedzeniach plenarnych przekraczała 1000, referaty sekcyjne gromadziły 200—300 słuchaczy.

Konferencja dała pełny obraz stanu badań prowadzonych w Związku Radzieckim we wszystkich dziedzinach fizyki półprzewodników i ich zastosowań technicznych. Na czoło wysuwają się prace akademika Joffego i jego współpracowników w zakresie badań przewodnictwa cieplnego

i zjawisk termoelektrycznych w półprzewodnikach. W odróżnieniu od prac w zakresie zjawisk fotoelektrycznych i magnetoelektrycznych badania właściwości termicznych półprzewodników prowadzili dotychczas tylko nieliczni badacze i uważano je za mniej ważne.

Prace szkoły Joffego wykazały nie tylko duże znaczenie teoretyczne tych badań, ale i ich wielką domiosłość techniczną. W wyniku systematycznie prowadzonych prac otrzymano termoelementy półprzewodnikowe o bardzo wysokiej wydajności energetycznej; termoelementy takie mogą służyć do bezpośredniej przemiany ciepła na energię elektryczną z wydajnością nie mniejszą niż w silnikach cieplnych. Mogą one również, dzięki wykorzystaniu zjawiska Peltiera, służyć jako elementy chłodnicze. Wykorzystywane do tego celu są związki ciężkich pierwiastków, przede wszystkim selenki i tellurki ołowiu i bizmutu.

Na wystawie zorganizowanej w związku z konferencją uczestnicy mieli możliwość zapoznać się z prototypami generatorów termoelektrycznych i urządzeń chłodniczych. Jednym z eksponatów był generator o mocy 20 W, wykorzystujący ciepło lampy naftowej i przeznaczony do zasilania odbiornika radiowego w miejscowościach pozbawionych sieci elektrycznej; innym była domowa lodówka o pojemności 65 litrów, chłodzona baterią termoelektryczną (pobór mocy 40 W). Na wystawie mieliśmy możliwość oglądać również i bardziej „klasyczne“ urządzenia półprzewodnikowe, jak na przykład germanowy prostownik o mocy 50 kW i wydajności 98%, ważący niewiele ponad 1 kg.

Oprócz prac nad właściwościami krzemu i germanu omawiano w szeregu referatów poszukiwania nowych materiałów półprzewodnikowych o interesujących właściwościach. Na uwagę zasługują badania prof. K o ł o m y j c a nad półprzewodnikami bezpostaciowymi (szkliwa półprzewodzące); są to złożone układy, zawierające związki Tl, As, Sb, S, Se, Te o przewodnictwie  $10^{-7} - 10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ .

W sekcji fotoelektrycznej dużo uwagi poświęcono wewnętrznemu zjawisku fotoelektrycznemu zarówno w warstwach mikrokrystalicznych (ref. B i e r ł a g a, S t a c h o w i R u m s z), jak i w monokryształach (Ł a s z k a r i e w i R o m a n o w, T a u c). Jedno ze wspólnych posiedzeń sekcji teoretycznej i fotoelektrycznej poświęcone było zagadnieniu ekscytonów. Dyskusja rozwinęła się przede wszystkim dookoła prac E. F. G r o s s a, który odkrył występowanie serii wąskich linii w widmach absorpcyjnych półprzewodników. W temperaturze ciekłego helu linie te są tak wąskie, że pozwalają na badanie zjawisk Zeemana i Starka.

Prace G r o s s a dostarczają najpoważniejszych z dotychczasowych argumentów przemawiających za występowaniem ekscytonów; dyskusja jednak nie doprowadziła do jednomyślności co do interpretacji widm odkrytych przez G r o s s a.

W obradach sekcji teoretycznej dużo uwagi poświęcono zagadnieniu granic stosowalności teorii pasmowej oraz próbom rozwijania teorii wieloelektronowych. Liczne referaty i dyskusje poświęcone były zagadnieniu rekombinacji, uważanemu za jeden z najważniejszych, nie rozwiązanych problemów fizyki półprzewodników.

Ze względu na to, że obrady toczyły się w równoległych sekcjach, piszący te słowa mógł słyszeć tylko nieznaczną część referatów i sprawozdanie niniejsze musi mieć z natury rzeczy charakter subiektywny. Nie mogłem, niestety, wziąć udziału w bardzo interesujących obradach sekcji magnetycznej oraz sekcji katalizy. Ta ostatnia była poświęcona bardzo ważnemu zagadnieniu powiązania fizyki półprzewodników z chemią i technologią chemiczną.

W rezolucjach przyjętych na zakończenie Konferencji zwrócono uwagę na konieczność intensyfikacji badań nad półprzewodnikami i rozszerzenia współpracy międzynarodowej wśród krajów obozu socjalistycznego. Podkreślano konieczność prowadzenia badań możliwie szerokim frontem, uwzględnienia własności mechanicznych, termicznych, chemicznych różnorodnych półprzewodników zarówno w postaci mono-, jak i polikrystalicznej. Koncentrację prac wyłącznie nad germanem uznano za niewłaściwą, pomimo dużego naukowego i technicznego znaczenia tych badań.

Konferencja uchwaliła utworzenie specjalnego czasopisma poświęconego publikacji prac w zakresie półprzewodników.

L. Sosnowski

IRENA JOLIOT CURIE

1897—1956

W dniu 16 marca zmarła w Paryżu Irena Joliot Curie, profesor Sorbony, kierowniczką paryskiego Institut du Radium, członką rzeczywistą Polskiej Akademii Nauk. Działalność i osiągnięcia znakomitej uczoniej będą obszerniej omówione w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

**Nagroda Nobla 1955**

Nagroda Nobla z fizyki za r. 1955 została podzielona między dr Polykarpa Kuscha (Columbia University) i dr Willisa E. Lamba (University of California).

Dr Kusch otrzymał nagrodę za dokładne wyznaczenie momentu magnetycznego elektronu, a dr Lamb za prace nad subtelną budową widma wodoru.

Odkrycia obu uczonych, osiągnięte na drodze doświadczalnej, mają doniosłe znaczenie dla teorii oddziaływania elektronu z polem magnetycznym.

**Międzynarodowa Rada Towarzystw Naukowych**

VII Zgromadzenie Ogólne Międzynarodowej Rady Towarzystw Naukowych odbyło się w Oslo w dniach 9 — 12 sierpnia 1955 r., pod przewodnictwem prof. B. Lindblada.

Oto najważniejsze postanowienia Zgromadzenia Ogólnego:

Akademia Nauk ZSRR została jednomyślnie przyjęta na Członka Narodowego.

Na IX Posiedzenie Ogólne UNESCO, które odbędzie się w New Delhi w 1956 r. Międzynarodowa Rada Towarzystw Naukowych wyśle swego obserwatora, niezależnego od jakiegokolwiek delegacji narodowej.

Międzynarodowa Rada Towarzystw Naukowych ofiarowuje Narodom Zjednoczonym swoje usługi w zakresie badania efektów biologicznych promieniowań jądrowych. W tym celu zostaje utworzony specjalny komitet, który wytyczy najważniejsze kierunki badań i będzie koordynował prace w tej dziedzinie.

Zgromadzenie Ogólne wybrało jednogłośnie zarząd na okres 1955—1958 w następującym składzie:

Przewodniczący — dr L. V. Berkner (USA)

Wiceprzewodniczący — Ojciec P. Lejay (Francja) i Sir K. S. Krishnan (Indie)

Skarbnik — pułk. E. Herbays (Belgia)

Sekretarz Generalny — prof. A. V. Hill (Wielka Brytania)

Członkowie — prof. A. V. Engelhardt (ZSRR) i prof. A. Stoll (Szwajcaria)

Ustępujący Przewodniczący — prof. B. Lindblad (Szwecja).

Na zaproszenie Akademii Narodowej Stanów Zjednoczonych VIII Zgromadzenie Ogólne Międzynarodowej Rady Towarzystw Naukowych odbędzie się w Washingtonie w 1958 r.

**Stulecie E. T. H.**

Politechnika (Eidgenossische Technische Hochschule) w Zurychu obchodziła w 1955 r. stulecie swego założenia. W ciągu swego istnienia znakomita ta uczelnia miała w gronie swych wykładowców szereg najwybitniejszych fizyków, między innymi Einsteina, Debye'a, Scherrera, Pauliego. Ośmiu z pośród profesorów E. T. H. — w tym dwóch fizyków Einstein i Pauli — otrzymało nagrody Nobla.

**Konferencja na temat najniższych temperatur**

W dniach 2—8 września 1955 r. odbyła się w Paryżu konferencja na temat bardzo niskich temperatur, zorganizowana przez Komisję Najniższych Temperatur Międzynarodowej Unii Fi-

zyki Czystej i Stosowanej wspólnie z IX Międzynarodowym Kongresem Chłódnictwa. W konferencji wzięło udział 240 fizyków, w tym między innymi z Wielkiej Brytanii 81, z Holandii 54, z USA 49, z Belgii 21, z Francji 15. Reprezentowane były również Australia, Finlandia, Izrael, Japonia, Kanada, Niemcy, Norwegia, Szwecja, Szwajcaria i Włochy.

Wygłoszono ponad 160 referatów. Referaty te zostały wydrukowane po francusku lub angielsku i rozdane uczestnikom konferencji przed jej rozpoczęciem. Czas trwania każdego referatu był ograniczony do 5 min. Po referatach odbywały się wyczerpujące dyskusje. Oto tematy poszczególnych posiedzeń: Hel, magnetyzm, ciepło właściwe, ciecze i mieszaniny, technologia najniższych temperatur, właściwości elektryczne i optyczne ciał stałych, przewodnictwo cieplne, nadprzewodniki, skala temperatur. W dyskusji uzgodniono poglądy na temat nowej skali temperatur około temperatury skraplania helu.

### Konferencja poświęcona piezoelektryczności

Zeszyt 9 (1955) czasopisma *Viestnik Akademii Nauk SSSR* przynosi sprawozdanie z II Konferencji na temat piezoelektryczności. Konferencja ta odbyła się w kwietniu ub. r. w Instytucie Krytalografii Akademii Nauk ZSRR. Przedmiotem jej był przegląd prac radzieckich w okresie 1952—1955 z dziedziny piezoelektryczności, piezotechniki i segnetoelektryczności. Przedstawiono około 40 prac, wykonanych w większości w instytutach naukowo-badawczych Ministerstwa Przemysłu Radiotechnicznego i Ministerstwa Łączności i w niektórych wyższych uczelniach (na przykład w uniwersytetach Rostowskim, Woroneżskim i Dniepropietrowskim).

Konferencję otworzył akademik A. W. Szubnikow kreśląc charakterystykę prac z dziedziny piezoelektryczności.

Wygłoszone referaty można podzielić w zasadzie na dwie zasadnicze grupy. Pierwsza z nich dotyczyła badania materiałów segnetoelektrycznych typu tytanianu baru. Drugą grupę stanowiły badania nad różnymi piezoelektrykami, a w szczególności nad kwarcem. W obu grupach przedstawione były zarówno prace czysto naukowe, teoretyczne i doświadczalne, jak i prace nad zastosowaniami praktycznymi materiałów piezoelektrycznych.

W dyskusji podkreślono konieczność położenia większego nacisku na poszukiwania nowych ceramicznych materiałów segnetoelektrycznych oraz na rozszerzenie badań nad generatorami i rezonatorami kwarcowymi.

Ze względu na wielką ilość prac prowadzonych w ZSRR nad segnetoelektrycznością postanowiono w przyszłości urządzić oddzielną konferencję na ten temat. Następną konferencją dotyczącą piezoelektryczności ma się odbyć w końcu 1956 r.

### Ciśnienie akustyczne

W dniach 20 i 21 maja 1955 r. odbyło się w Marsylii colloquium na temat ciśnienia akustycznego i ultraakustycznego, zorganizowane przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej.

W dniach 23 i 24 maja odbył się w Marsylii Międzynarodowy Kongres poświęcony leczeniu ultradźwiękami.

Na colloquium wygłoszono następujące referaty:

L. Brillouin (Narodowa Akademia Nauk, Washington) — Ciśnienie promieniowania i jego aspekt tensorowy.

V. Gavreau (Centrum Badań Naukowych, Marsylia) — Ciśnienie akustyczne z punktu widzenia teorii kinetycznej gazów.

O. K. Mawardi (MIT) — O ciśnieniu akustycznym.

J. Mercier (Uniwersytet w Bor-

deaux) Ciśnienie promieniowania w cieczach.

J. E. Piercy (Imperial College, Londyn) — Uływ akustyczny i ciśnienie promieniowania.

W wyniku colloquium ułożono dokładny program badań, które będą prowadzone w różnych ośrodkach, a w szczególności w Centrum Badań Naukowych w Marsylii. Oto najważniejsze punkty programu:

1) Wyznaczenie doświadczalne części wektorowej i skalarnej ciśnienia promieniowania,

2) Oddziaływanie fali ultradźwiękowej w metalu na elektrony przewodnictwa,

3) Wpływ ośrodka (gazy jednoatomowe, dwuatomowe itp.),

4) Porównanie metod pomiarowych ciśnienia promieniowania. Błędy ze względu na dyfrakcję.

#### Konferencja na temat dyfuzji w metalach i stopach

W Kijowie, w dniach od 9 do 12 maja 1955 r. odbyła się konferencja na temat dyfuzji w metalach i stopach. Konferencja zorganizowana była przez Instytut Fizyki Metali Akademii Nauk ZSRR i przez Sekcję Techniczną Rady Naukowej przy prezydium Akademii Nauk ZSRR. Wygłoszono 45 referatów, poświęconych głównie rezultatom badań w dziedzinie teorii dyfuzji atomów w stopach, badaniu dyfuzji w roztworach stałych, dyfuzji przy spiekaniu proszków metalicznych, związku pomiędzy parametrami dyfuzji a wielkościami charakteryzującymi wiązania międzyatomowe oraz niektórym procesom technologicznym. Podkreślano również duże znaczenie metody wskaźników izotopowych w badaniu procesów dyfuzji i przedstawiono niektóre rezultaty badań przy pomocy tej metody.

Uczestnicy konferencji stwierdzili, że wprawdzie w dziedzinie badań zjawia-

ska dyfuzji i oddziaływań międzyatomowych poczyniono duże postępy, to jednak wielu ważnym zagadnieniom nie poświęcono jeszcze należytej uwagi. Tak na przykład należałoby rozwinąć badania nad podstawami teorii dyfuzji, nad wyjaśnieniem mechanizmu przemieszczania się atomów w metalach, rozszerzyć metody autoradiografii i rentgenografii w badaniach niejednorodności chemicznych w stopach. Zwrócono również uwagę na niedostateczne wykorzystanie rezultatów badań zjawiska dyfuzji w różnych procesach technologicznych.

#### Przekroje czynne na rozszczepienie

Na jednym z posiedzeń konferencji genewskiej, poświęconym zagadnieniu przekrojów czynnych na rozszczepienie przedstawiono obszerny materiał świeżo ujawnionych danych dotyczących przekroi czynnych  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  na rozszczepienie przez neutrony. Przewodniczącym tego posiedzenia był D. J. Hughes (USA), wiceprzewodniczącym — D. Popovic (Jugosławia). W zakresie niskich energii neutronów wyniki uzyskane w różnych krajach wykazały bardzo dobrą zgodność. Na propozycję przewodniczącego po zakończeniu formalnego posiedzenia odbyło się nieoficjalne spotkanie fizyków amerykańskich, radzieckich, francuskich i brytyjskich, gdzie omówiono sprawę przekrojów czynnych wyżej wymienionych izotopów na rozszczepienie i pochłanianie dla neutronów termicznych (2200 m/sec). Dane te mają podstawowe znaczenie przy projektowaniu reaktorów. Postanowiono zestawić tabelkę przekrojów czynnych przyjmując wartości średnie z wyników uzyskanych w różnych krajach, która mogłaby służyć jako podstawa obliczeń reaktorów. Tabelkę zamieszczamy poniżej; podane granice błędów oparte są na rozrzucie między wynikami pomiarów dokona-



nych w różnych krajach i są często większe niż błędy poszczególnych pomiarów.

	rozzzcz. [barny]	absor. [barny]
232U	524 ± 8	593 ± 8
235U	590 ± 15	698 ± 10
239Pu	729 ± 15	1032 ± 15

### Rakiety sterowane

Miarą nasilenia prac prowadzonych w Wielkiej Brytanii w dziedzinie rozwoju techniki rakiet kierowanych zdalnie są dane zawarte w oświadczeniu australijskiego ministra dostaw, który stwierdził, że nad tym zagadnieniem pracuje w Zjednoczonym Królestwie około 20.000 uczonych i inżynierów. Ponad 1.500 firm jest zaangażowanych w studia techniczne i produkcji. Próby rakiet odbywają się na terenach pustynnych w Australii.

### Energia jądrowa w Austrii

W Austrii planuje się budowę siłowni atomowej nad brzegiem Dunaju. Siłownia ta ma produkować prąd elektryczny i będzie włączona do ogólnej sieci elektrowni austriackich. Według doniesień prasowych zawarte już zostały z firmami brytyjskimi i amerykańskimi kontrakty na roboty związane z realizacją tego projektu.

### Energia jądrowa w Brazylii

Prof. E. Leme, delegat brazylijski do Narodów Zjednoczonych oświadczył, że jego kraj odda do dyspozycji tworzącej się obecnie Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej swoje osiągnięcia naukowe i swoje zasoby.

W uniwersytecie w Sao Paulo czynny jest od 1951 r. betatron na 24 MeV, a w Niteroi, koło Rio de Janeiro, został niedawno uruchomiony synchrociklotron.

Wkrótce rozpocznie się budowa reaktora atomowego.

Obecnie opracowywane są plany budowy elektrowni atomowych. Firma American Foreign Co proponuje Brazylii zainstalowanie 3 elektrowni atomowych o mocy 10.000 kW każda.

Niedawno w Pocos de Caldas odkryto nadzwyczaj bogate złoża uranowe. Całkowite zasoby tych złóż nie są jeszcze znane, ale ocenia się że wystarczą one do rozpoczęcia brazylijskiego programu pokojowego wykorzystania energii jądrowej. W toku są poszukiwania rud uranowych również w innych okolicach Brazylii.

### Szczupłość kadr specjalistów energii jądrowej

Specjalny przedstawiciel Stanów Zjednoczonych do międzynarodowych rokowań w sprawach atomowych M. Patterson oświadczył, że zapotrzebowanie na specjalistów mogących obsługiwać siłownie jądrowe odczuwa cały świat i że szkolenie ich powinno być niezwłocznie podjęte. W przemówieniu wygłoszonym w Washingtonie Patterson przestrzegają, że rozwój energetyki jądrowej może być poważnie zagrożony, jeżeli wszystkie zainteresowane kraje nie rozpoczną natychmiast akcji mającej na celu utworzenie kadr odpowiednio przygotowanych techników. Międzynarodowa konferencja genewska w sprawie pokojowego wykorzystania energii atomowej była wydarzeniem niezmiernie doniosłości. Nie mniej był to jedynie punkt wyjścia dla postępu w dziedzinie energii atomowej. Warunkiem tego postępu jest, aby każdy kraj wyszkolił tysiące techników jądrowych, którzy będą potrzebni w najbliższych latach. Wykształcenie specjalistów tego typu musi trwać około 5 lat. Jeżeli więc nie będziemy działać natychmiast to wielkie nadzieje jakie wiążemy z energią jądrową na



najbliższe pięciolecie okażą się nieuzasadnione. Należy się poważnie liczyć z taką ewentualnością. Konferencja genewska przekonała świat, że praktyczna realizacja energii jądrowej jest możliwa i że możemy i musimy to osiągnąć. Teraz jednak zjawia się pokusa przyjęcia biernej postawy w oczekiwaniu cudów. Żadne cudy same się nie wydarzą, trzeba je zdziałać. Już teraz rządy, uniwersytety i inne zainteresowane czynniki muszą wszcząć intensywną akcję. Najpilniejszą ich potrzebą nie jest uran lub reaktory jądrowe ale ludzie do obsługi reaktorów. Reaktory przeznaczone specjalnie do badań są podstawowym narzędziem kształcenia techników, którzy następnie będą mogli prowadzić reaktory w siłowniach jądrowych.

### Atomic Energy Authority

Brytyjska Atomic Energy Authority (AEA) wydała pierwsze roczne sprawozdanie, zawierające szereg interesujących informacji.

Mimo znacznych wysiłków nie udało się w dostatecznej mierze zwiększyć liczności personelu. Przeszkodą jest zasada wyznaczania wysokości płac według skali obowiązującej dla urzędników państwowych. Celem zbliżenia poziomu płac do wysokości przyjętych w przemyśle zaczęto czynić odstępstwa od tej zasady tam gdzie jest to usprawiedliwione zakresem odpowiedzialności i osiągnięciami danej jednostki.

Sir Christopher Hinton oświadczył na konferencji prasowej, że czynnikiem ograniczającym działalność grupy przemysłowej AEA jest niedostateczna liczba inżynierów.

Skład zarządu AEA jest następujący: Sir Edwin Ploeden (przewodniczący), Sir John Cockcroft (do spraw badań naukowych), Sir Christopher Hinton (do spraw technicz-

nych i produkcji), Sir William Penney (do spraw broni atomowej), Sir Donald Perrott (do spraw finansów i administracji) oraz W. Strath. Poza wyżej wymienionymi, którzy są stałymi pracownikami AEA, w skład zarządu wchodzi również: Lord Cherwell, Sir Luke Fawcett, Sir Ivan Stedford, Sir Rowland Smith i C. F. Kearton, członek zarządu firmy chemicznej Courtauld, który podczas II wojny światowej brał udział w pracach nad separacją  $^{235}\text{U}$  metodą dyfuzji gazowej.

Preliminarz na rok 1955/56 przewiduje wydatki na ogólną sumę £ 50,5 mil. AEA w odróżnieniu od innych przedsiębiorstw państwowych opiera swoją gospodarkę finansową na kredytach budżetowych, oddzielnie uchwalanych przez parlament. Ministrem odpowiedzialnym wobec parlamentu jest Lord Prezydent Rady Tajnej.

Sprawozdanie podaje, że prowadzone są studia projektu reaktora z lekką (zwykłą) wodą do celów wytwarzania energii. Studia prowadzone są przez ośrodek w Harwell wspólnie z firmami Babcock & Wilcox i English Electric. W toku są próby paliw jądrowych, które mają być zastosowane w tym reaktorze, nazwanym LEO (low enrichment ordinary water).

Sir John Cockcroft oświadczył, że w Harwell pracuje grono ekspertów Admiralicji nad zagadnieniem atomowego napędu okrętów. W najbliższym czasie będzie można przystąpić do opracowywania projektów. Podobne prace prowadzi w Harwell grupa pracowników biura studiów brytyjskiego związku stoczni okrętowych.

Centralny Zarząd Elektrowni ogłosił gdzie będą zbudowane dwie brytyjskie elektrownie atomowe: jedna będzie się znajdować w Bradwell w hrabstwie Essex, druga — nad rzeką Severn w Barkeley w hrabstwie Gloucester.

Szpital Royal Marsden w Londynie otrzymał pierwsze źródło promieniotwórcze  $^{137}\text{Cs}$  o natężeniu rzędu kilocurie, mające służyć do celów terapeutycznych. Podobny preparat przeznaczony jest dla instytutu radowego w Liverpoolu. Koszt takiego źródła wynosi około £ 10.000. W Windscale budowana jest wytwórnia źródeł promieniotwórczych  $^{137}\text{Cs}$  i  $^{90}\text{Sr}$  o natężeniu około kilocurie. Wymienione izotopy o trzymuje się z produktów rozszczepienia jądrowego.

#### Szkolenie pracowników rentgenowskich w CSR

W Czechosłowacji, która produkuje sprzęt rentgenowski (wytwórnia Chirana) — między innymi doskonałe lampy z okienkami berylowymi wzorowane na lampach Machletta — coraz szerzej wprowadzane są do przemysłu metody rentgenowskiej analizy strukturalnej. Coraz bardziej rośnie więc zapotrzebowanie na kadry dobrze w tej metodzie wyszkolonych pracowników. W związku z tym w roku ubiegłym został zorganizowany pod kierownictwem dr Khol'a dwutygodniowy, internatowy, kurs rentgenowskiej analizy strukturalnej. Wzięło w nim udział 36 słuchaczy, z tego 20 pracowników laboratoriów przemysłowych, 10 z instytutów naukowych różnych ministerstw i 6 asystentów wyższych uczelni. Na program kursu złożyły się następujące wykłady:

dr Khol — Wytwarzanie i właściwości promieni X,

dr Michal — Ochrona przed szkodliwym działaniem promieni X,

dr Ježek i dr Khol — Interferencja promieni X na kryształach,

inż. Vopařil (Chirana) — Aparatury do rentgenowskiej analizy strukturalnej,

dr Kochanowská — Rentgenowska analiza widmowa,

dr Zahradník — Metoda obracanego kryształu,

dr Rotter — Metody rentgenometriometryczne,

dr Kochanowská — Rentgenowskie metody wyznaczania wielkości kryształitów,

dr Khol — Obróbka fotografii rentgenowskich i odczytywania rentgenogramów,

dr Ježek — Analiza strukturalna stopów,

dr Ježek — Rentgenowskie badania stali,

dr Khol — Wyznaczanie wewnętrznego porządku I i II rodzaju,

inż. Kozler — Zastosowanie promieni X przy badaniu odkształceń plastycznych,

dr Gumanskij — Mikroradiografia,

dr Majer — Dyfrakcja elektronowa i jej zastosowania.

Poza wykładami teoretycznymi kurs obejmował ćwiczenia praktyczne tak z dziedziny techniki eksperymentalnej jak i z odczytywania rentgenogramów.

Niezależnie od tego w Instytucie Fizyki Technicznej Czechosłowackiej Akademii Nauk dr Kochanowská prowadzi seminarium rentgenowskiej analizy strukturalnej. Całodzienne zebrania odbywają się raz na miesiąc.

#### Atlas widma słonecznego

Królewskie Towarzystwo Naukowe w Liège wydało Atlas widma słonecznego dla dziedziny od 2,8 do 23,7  $\mu$ , opracowany przez M. Migeotte, L. Nevena i J. Swenssona z Instytutu Astrofizyki Uniwersytetu w Liège i Królewskiego Obserwatorium w Uccle. Pomiar przeprowadzone były w Słonecznym Obserwatorium Wysokogórskim na Jungfraujoch w Szwajcarii. Atlas zawiera 122 fotografie o wymiarach 50  $\times$  13 cm, co stanowi zmniejszenie w stosunku 4:5 oryginalnych fotografii otrzymanych w spektrografii.

### Europejska Organizacja do Spraw Fizyki Jądrowej

Jak donosi Polska Agencja Prasowa 19 grudnia ub. r. odbyła się w Genewie sesja Europejskiej Organizacji do Spraw Fizyki Jądrowej. Uchwalono budżet Organizacji na rok 1956. Będzie on wynosić 39 milionów franków szwajcarskich. W wyniku głosowania przedłużono kadencję zarządu, w której skład wchodzi jako prezes Sir Ben Lockspeiser (Wielka Brytania) i jako wiceprezesa J. de Bourbon-Busset (Francja) i J. Waller (Szwecja).

Postanowiono zwołać w czerwcu br. konferencję poświęconą zagadnieniom teoretycznym fizyki jądrowej i jej zastosowaniom. Liczba uczestników konferencji będzie ograniczona do 300 osób. Zaproszenia zostaną wysłane do najwybitniejszych naukowców całego świata.

### Porównanie wzorców radowych w NBS

Brytyjski wzorzec radowy I rzędu i kanadyjski narodowy wzorzec radowy zostały niedawno przewiezione do USA dla porównania z amerykańskim wzorcem I rzędu, przechowywanym w Narodowym Biurze Wzorców (National Bureau of Standards). Pomiar porównawczy, trwający 12 dni, był wykonywany w laboratorium promieniotwórczości NBS pod kierownictwem W. B. Manna. Do ogromnie dokładnie przeprowadzonych pomiarów użyty był elektrometr wzorcowy NBS, aparatura mikrokalometryczna z kompensacją przy pomocy zjawiska Peltier, oraz liczniki Geigera i scyntylacyjne. Wyniki pomiarów wzorca brytyjskiego okazały się zupełnie zgodne z wynikami uzyskanymi w 1934 r., natomiast wyniki pomiarów wzorca kanadyjskiego wykazały odchylenie o 0,5% od wartości poprzednio uzyskanych.

### Konferencja UNESCO w sprawie upowszechnienia wiedzy

W październiku ub. r. odbyła się w Madrycie konferencja zorganizowana przez UNESCO, poświęcona sprawie upowszechniania wiedzy.

Wobec wzrastającej roli nauki w życiu staje się ogromnie doniosłą sprawa podniesienia poziomu wiedzy zwłaszcza w zakresie nauk ścisłych w szerokich kołach społeczeństwa. W szczególności ważne jest rozpowszechnianie podstawowych informacji naukowych wśród dzieci i młodzieży a także wśród członków rządów, izb parlamentarnych itp., od których zależą ważne decyzje o znaczeniu narodowym i międzynarodowym.

Wśród zaleceń konferencji wymienić można między innymi organizację zrzeszeń miłośników poszczególnych gałęzi nauki, umożliwienie zwiedzania pracowni naukowych, w pierwszym rzędzie wycieczkom szkolnym. Dalej podkreślono konieczność zamieszczania artykułów na tematy naukowe w prasie nienaukowej.

### Pierwsze zebranie Brytyjskiej Konferencji Energii Atomowej

Niedawno utworzone stowarzyszenie pod nazwą Brytyjska Konferencja Energii Atomowej zrzeszające inżynierów różnych specjalności oraz fizyków (patrz *Postępy Fizyki* 6, No 6 1955), odbyło 30 listopada ub. r. pierwsze swoje zebranie. Zebranie odbywało się w Londynie w lokalu Institution of Civil Engineers. Przewodniczył Sir Christopher Hinton. Wygłoszono następujące referaty:

Sir John Cockcroft — Plan w dziedzinie energii atomowej w Zjednoczonym Królestwie,

V. A. Paski i J. C. Duckworth — Rola energii atomowej w rozwoju gospodarki energetycznej Zjednoczonego Królestwa,

H. J. Grout — Wykorzystanie re-

aktorów eksperymentalnych w postępie techniki energii jądrowej,

A. S. Maclean i W. H. Marley — Bezpieczeństwo i ochrona zdrowia w przemyśle energii jądrowej.

Referaty zostaną opublikowane w nowopowstałym czasopiśmie *British Nuclear Energy Conference Journal*.

#### Wystawa radzieckiego przemysłu optycznego

W Sztokholmie, w czasie odbywających się tam w sierpniu i wrześniu u.r. targów przemysłowych, urządzona została wystawa radzieckiego przemysłu optycznego. Do udziału w montażu przywiezionych aparatów został zaproszony przez ambasadę ZSRR przedstawiciel szwedzkiej firmy optycznej AGA — znany ekspert Evert Aulin.

Wśród wielu wystawionych spektrografów na szczególną uwagę zasługiwał 1,5 metrowy spektrograf typu Littrowa z wymiennymi pryzmatami i sprzężonym z nimi urządzeniem do znaczenia skali. Przyrząd ten odznacza się bardzo dobrą zdolnością rozdzielczą (na przykład dobre rozdzielenie trypletu żelaza 3100 Å). W skład wyposażenia spektrografu wchodzi wysokonapięciowe urządzenie do pobudzania iskry.

Wystawiono również mniejszy spektrograf, w którym na kliszy o długości 25 cm otrzymuje się widmo w zakresie od 2000 do 7000 Å, z kolimującym zwierciadłem ustawionym między szczeliną a pryzmatem, wskutek czego kamerę fotograficzną ustawia się po tej samej stronie przyrządu co szczelinę, a jednocześnie unika się częściowo aberracji chromatycznej w soczewkach.

Poza wyżej wymienionymi wystawa obejmowała spektrofotometr fotoelektryczny na dziedzinę widzialną, stiloskop, wysokiej jakości siatkę dyfrakcyjną rozmiarów około  $8 \times 12$  cm mającą 600 rys na milimetr, wiele modeli aparatów fotograficznych, tak mało-

obrazkowych jak i większych formatów, aparaty projekcyjne, przyrządy geodezyjne, precyzyjne instrumenty metrologiczne jak na przykład interferometry i komparatory, różne typy mikroskopów między innymi binokularne i polaryzacyjne, mikroskopy elektronowe i wiele innych.

Wystawa wzbudziła wielkie zainteresowanie.

#### Wystawa energii atomowej w Londynie

W kwietniu i maju br. będzie otwarta w Londynie w ramach brytyjskich targów przemysłowych wystawa energii atomowej składająca się z eksponatów poprzednio pokazanych w Genewie podczas konferencji poświęconej pokojowemu wykorzystaniu energii jądrowej. Wystawa, która zajmie obszar o powierzchni 7000 stóp kwadratowych, pokaże osiągnięcia brytyjskie w zakresie opanowania energii jądrowej i wykorzystania jej w przemyśle, rolnictwie i medycynie. Badania prowadzone w Harwell zostaną przedstawione przy pomocy fotografii, wykresów i modeli. Między innymi zostanie pokazany model DIDO — reaktora badawczego z ciężką wodą, który będzie uruchomiony w lecie tego roku. Również zostanie pokazany model pierwszej brytyjskiej elektrowni atomowej budowanej w Calder Hall. Elektrownia ta rozpocznie swoją działalność w końcu bieżącego roku i będzie pierwszą z dwunastu, jakie zostaną zbudowane w Wielkiej Brytanii w ciągu najbliższych dziesięciu lat.

Wystawa zobrazuje również zastosowania izotopów promieniotwórczych.

#### Polska Bibliografia Analityczna

Ukazał się pierwszy zeszyt nowego czasopisma *Polska Bibliografia Analityczna — Fizyka*. Czasopismo to zawiera tytuły wszystkich ukazujących się w Polsce prac z dziedziny fizyki, oraz

streszczenia prac oryginalnych i ciekawszych prac o charakterze referatowym.

W skład Komitetu Redakcyjnego *Polskiej Bibliografii Analitycznej* wchodzi: jako przewodniczący — Michał Łunc, oraz jako członkowie — M. Bogucki, W. Kemula, C. Nowiński, J. Nowiński, E. Pasendorfer, Z. Rogoziński, E. Rybka, R. Sikorski, E. Stenz, A. Szwejczerowa i J. Weysenhoff. Redaktorem zeszytów fizyki jest prof. dr Jan Weysenhoff.

Czasopismo wydawane jest dla Ośrodka Bibliografii i Dokumentacji Naukowej PAN przez Zakład Narodowy im. Ossolińskich we Wrocławiu.

#### Wykorzystanie energii wiatru w Polsce

W ramach prac nad rozwojem energetyki powstała w 1954 r. przy Zarządzie Głównym Stowarzyszenia Naukowo-Technicznego Elektryków Polskich (SEP) — Komisja Wykorzystania Energii Wiatru.

Zadaniem tej Komisji jest inicjowanie prac w zakresie silników wiatrowych oraz organizowanie stacji doświadczalnych urządzeń wiatrowych.

Stowarzyszenie Naukowo-Techniczne Elektryków Polskich prosi o zgłaszanie do Komisji (Warszawa, Czackiego 3/5) aktualnych zagadnień energetyki związanych z wykorzystaniem energii wiatru, celem ich zaopiniowania względnie opracowania przez Komisję.

#### *Nuclear Physics*

Od początku r.b. ukazuje się nowy miesięcznik *Nuclear Physics* poświęcony teoretycznym i doświadczalnym badaniom jądra atomowego, zagadnieniom pola sił jądrowych oraz najważniejszym aspektom promieniowania kosmicznego.

Naczelnym redaktorem *Nuclear Physics* jest prof. L. Rosenfeld (Manchester). W skład zespołu redakcyjnego wchodzi:

Austria — B. Karlik (Wiedeń) i H. Thirring (Wiedeń).

Australia i Nowa Zelandia — H. Messel (Sydney) i M. L. Oliphant (Canberra),

Belgia — M. de Hemptinne (Louvain) i J. Verhaeghe (Gandawa),

Dania — C. Møller (Kopenhaga) i S. Rozental (Kopenhaga),

Francja — A. Berthelot (Saclay), S. Gorodetzky (Strasbourg) i F. Joliot (Paryż),

Hiszpania — J. M. Otero (Madrzyd), C. Sanchez del Rio (Madrzyd),

Holandia — H. Brinkman (Groningen) i S. R. de Groot (Lejda),

Indie — H. Bhabha (Bombaj), B. Peters (Bombaj) i R. Ramanana (Trombaj),

Izrael — G. Racah (Jeruzalem),

Japonia — S. Kikuchi (Tokjo) i S. Tomonaga (Tokjo),

Jugosławia — I. Supek (Zagrzeb),

Niemcy — W. Gentner (Freiburg) i J. H. D. Jensen (Heidelberg),

Norwegia — E. Hylleraas (Oslo), A. Lundby (Oslo) i H. Wergeland (Trondheim),

Polska — L. Infeld (Warszawa),

Portugalia — J. M. Araujo (Porto) i J. R. de Almeida Santos (Coimbra),

Republika Irlandzka — J. McConnell (Maynooth),

Szwecja — O. Klein (Sztokholm), K. Siegbahn (Upsala) i I. Waller (Upsala),

Szwajcaria — P. Huber (Bazylea), P. Scherrer (Zurych),

USA — V. Weisskopf (Cambridge, Mass.),

Węgry — L. Janossy (Budapeszt),



Włochy — E. Amaldi (Rzym).

Poza wyżej wymienionymi do zespołu redakcyjnego ma wejść radziecki specjalista fizyki jądrowej.

Wydawcą nowego czasopisma jest North-Holland Publishing Co, Amsterdam.

### *Soviet Physics — JETP*

Wobec coraz bardziej wzrastającej konieczności ściślejszej międzynarodowej współpracy naukowej amerykański Instytut Fizyki przystąpił do wydawania nowego czasopisma *Soviet Physics — JETP*, na które składać się będą przekłady z radzieckiego miesięcznika *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. Redaktorem został prof. R. T. Beyer (Brown University). *Soviet Physics — JETP* jest wydawany jako dwumiesięcznik.

Przy Amerykańskim Instytucie Fizyki powstała ponadto Rada Doradcza dla Tłumaczeń Rosyjskich, w skład której wchodzi: dr Hutchisson jako przewodniczący oraz jako członkowie: dr Gray, dr M. Hamer-mesh (Argonne National Laboratory), dr V. Rojansky (Union College) i dr V. F. Weisskopf (MIT).

### Nowe czasopisma radzieckie

Prezydium Akademii Nauk ZSRR postanowiło rozpocząć w 1956 r. wydawanie szeregu nowych czasopism naukowych. Między innymi ukazywać się będą: „Optyka i spektroskopia“, „Biofizyka“, „Fizyka kryształów“, „Radio-technika i elektronika“, „Przyrządy i technika pomiarowa“.

### Czasopismo poświęcone inżynierii jądrowej

W początku bieżącego roku zaczęło ukazywać się w Wielkiej Brytanii no-

we czasopismo — *Nuclear Engineering*, poświęcone zagadnieniom produkcji i wykorzystania energii jądrowej. Redaktorem tego nowego miesięcznika jest E. N. Shaw, który w latach 1947—1950 był pracownikiem Oddziału Fizyki Jądrowej w Harwell.

### Nowy kandydat fizyki

Dnia 2 stycznia 1956 roku odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego obrona pracy kandydackiej dra Ryszarda Kołodziejskiego. Praca nosi tytuł „O pewnych metodach teorii zderzeń“. Promotorem był prof. dr L. Infeld, referentem Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej — prof. dr J. Rayski, a referentami Rady Wydziału Matematyczno-Fizycznego Uniwersytetu Warszawskiego — prof. dr W. Rubinowicz i prof. dr J. Rzewuski.

### Streszczenie pracy:

Praca zawiera opis dwóch metod obliczania zderzeń powolnej cząstki systemem dwóch cząstek. W obu podanych metodach zderzeniowych funkcją dla procesu zderzeniowego aproksymuje się w pierwszym przybliżeniu przy pomocy funkcji uwzględniających polaryzację przestrzenną systemu rozpraszającego. Polaryzacja ta wywołana przez cząstkę zderzającą się z tym systemem jest na ogół nie do zaniedbania w przypadkach zderzeń cząstek powolnych, to znaczy w przypadkach zderzeń cząstek o szybkościach mniejszych lub porównywalnych z szybkościami cząstek systemu rozpraszającego. Celem pracy jest opracowanie takich metod obliczania zderzeń, które pozwalają na możliwie jak najprędsze uwzględnienie polaryzacji przestrzennej systemu rozpraszającego.

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzec. PAN  
Wiceprzewodniczący  
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN  
Sekretarz  
Kand. JANUSZ DĄBROWSKI  
Skarbnik  
Prof. dr JERZY PNIEWSKI  
Członek Zarządu  
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI  
*Głiwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ  
*Lublin* — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI  
*Łódź* — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI  
*Poznań* — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA  
*Toruń* — Prof. dr WANDA HANUSOWA  
*Warszawa* — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI  
*Wrocław* — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ



## T RE Ś Ć

L. Sosnowski — O rekombinacji zderzeniowej nośników prądu w półprzewodnikach . . . . .	107
F. Eckart — Półprzewodniki elektronowe i ich rola w technice . . . . .	115
H. Coffa — Rola elektronów przewodnictwa w zjawisku ferromagnetyzmu . . . . .	137
J. Maślalski — Ostatnie zdobycze w technice układów koincydencyjnych i układów przeliczających . . . . .	153
J. Auleytner — Zastosowanie analizy harmonicznej w elektronografii do badań rozkładu potencjału w sieci krystalicznej . . . . .	183
R. Mierzecki i A. Tramer — Badania ramanowskie w Polsce . . . . .	193
E. Skrzypczakowa — Antyproton . . . . .	201

## RECENZJE

S. Frisz i A. Timorjewa „Kurs Fizyki, tom II“ (M. i W. Majewscy) . . . . .	203
A. Piękara „Elektryczność i budowa materii“ (J. Nikliborc) . . . . .	204

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

V Wszechzwiązkowa Konferencja na temat półprzewodników (L. Sosnowski) . . . . .	208
---	-----

KRONIKA . . . . .	211
-------------------	-----